ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Постоянная	Обозначение	Числовое значение
Гравитационная постоянная	G	$6{,}6720 \cdot 10^{-11}$ Н·м²·кг$^{-2}$
Скорость света в вакууме	c	$2{,}99792458 \cdot 10^{8}$ м·с$^{-1}$
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн·м$^{-1}$ $= 1{,}25663706144 \times$ $\times 10^{-6}$ Гн·м$^{-1}$
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = (\mu_0 c^2)^{-1}$	$8{,}85418782 \cdot 10^{-12}$ Ф·м$^{-1}$
Постоянная Планка	h	$6{,}626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
	$\hbar = h/2\pi$	$1{,}0545887 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Масса покоя электрона	m_e	$9{,}109534 \cdot 10^{-31}$ кг
		$5{,}4858026 \cdot 10^{-4}$ а. е. м.
Энергия покоя электрона	$m_e c^2$	0,5110034 МэВ
Масса покоя протона	m_p	$1{,}6726485 \cdot 10^{-27}$ кг
		1,007276470 а. е. м.
Энергия покоя протона	$m_p c^2$	938,2796 МэВ
Масса покоя нейтрона	m_n	$1{,}6749543 \cdot 10^{-27}$ кг
		1,008665012 а. е. м.
Энергия покоя нейтрона	$m_n c^2$	939,5731 МэВ
Отношение массы протона к массе электрона	m_p/m_e	1836,15152
Заряд электрона (абс. величина)	e	$1{,}6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл
		$4{,}803242 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ
Отношение заряда электрона к его массе	e/m_e	$1{,}7588047 \cdot 10^{11}$ Кл·кг$^{-1}$
Магнетон Бора	$\mu_Б$	$9{,}274078 \cdot 10^{-24}$ Дж·Тл$^{-1}$
Ядерный магнетон	μ_N	$5{,}050824 \cdot 10^{-27}$ Дж·Тл$^{-1}$
Магнитный момент нейтрона в ядерных магнетонах	μ_n/μ_N	1,91315
Магнитный момент протона в ядерных магнетонах	μ_p/μ_N	2,7928456
Атомная единица массы $(10^{-3}$кг·моль$^{-1})/N_A$	а. е. м.	$1{,}6605655(86) \cdot 10^{-27}$ кг
Массы атомов в а. е. м.:		
водород	^{1}H	1,007825036
дейтерий	^{2}H	2,014101795
гелий-4	^{4}He	4,002603267
Постоянная Авогадро	N_A	$6{,}022045 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$
Постоянная Фарадея	$F = N_A e$	96484,56 Кл·моль$^{-1}$
Молярная газовая постоянная	R	8,31441 Дж·моль$^{-1}$·К$^{-1}$
Объём моля идеального газа при норм. условиях (1 атм, $T_0 = 273{,}15$ К)	V_m	$22{,}41383 \cdot 10^{-3}$ м^3·моль$^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k = R/N_A$	$1{,}380662 \cdot 10^{-23}$ Дж·К$^{-1}$
Постоянная тонкой структуры	α	0,0072973506
	$1/\alpha$	137,03604
Постоянная Ридберга	R_∞	10973731,77 м$^{-1}$
Радиус первой боровской орбиты	a_0	$0{,}52917706 \cdot 10^{-10}$ м

Продолжение табл.

Постоянная	Обозначение	Числовое значение
Классический радиус электрона	r_e	$2{,}8179380 \cdot 10^{-15}$ м
Отношение Джозефсона	$2e/h$	$4{,}835939 \cdot 10^{14}$ Гц · В$^{-1}$
Квант магнитного потока	$\Phi_0 = h/2e$	$2{,}0678506 \cdot 10^{-15}$ Вб
Энергетические эквиваленты:		
а. е. м.		931,5016 МэВ
1 электронвольт		$1{,}6021892 \cdot 10^{-19}$ Дж
	1 эВ/k	11604,50 К
	1 эВ/hc	8065,479 см$^{-1}$
	1 эВ/h	$2{,}4179696 \cdot 10^{14}$ Гц

АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Постоянная	Обозначение	Числовое значение
Астрономическая единица (ср. расстояние Земли от Солнца)	а. е.	$1{,}49597870 \cdot 10^{11}$ м
Парсек	пк	$3{,}085678 \cdot 10^{16}$ м
Световой год	св. год	$9{,}460530 \cdot 10^{15}$ м
Масса Солнца	$M_\odot$	$1{,}989 \cdot 10^{30}$ кг
Радиус Солнца	$R_\odot$	$6{,}9599 \cdot 10^{8}$ м
Светимость Солнца	$L_\odot$	$3{,}826 \cdot 10^{26}$ Вт
Масса Земли	$M_\oplus$	$5{,}976 \cdot 10^{24}$ кг
Радиус Земли	$R_\oplus$	
экваториальный		6378164 м
полярный		6356799 м
средний		6371030 м
Масса Луны	$M_\leftmoon$	$7{,}35 \cdot 10^{22}$ кг
Среднее расстояние между Землёй и Луной		384400 км

ЕДИНИЦЫ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

(соотношения для перевода в СИ)

1 Å $= 10^{-10}$ м $= 10^{-8}$ см $= 10^{-4}$ мкм $= 10^{-1}$ нм

1 рад $= 57°17'44{,}8'' = 57{,}3° = 3{,}44 \cdot 10^{3}' = 2{,}06 \cdot 10^{5}''$

1 г/см^3 $= 10^3$ кг/см^3 $= 1$ т/м^3

1 дин $= 10^{-5}$ Н $= 1{,}02 \cdot 10^{-6}$ кгс

1 атм $= 1{,}01 \cdot 10^5$ Па $= 1{,}01 \cdot 10^6$ дин/см^2 $= 1{,}03$ кгс/см^2

1 мм рт. ст. $= 1{,}33 \cdot 10^2$ Па $= 1{,}33$ гПа $= 13{,}6$ мм вод. ст.

1 эрг $= 10^{-7}$ Дж $= 1{,}02$ кгс · м $= 2{,}39 \cdot 10^{-8}$ кал $= 6{,}24 \cdot 10^{11}$ эВ

1 Кл $= 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ $= 0{,}1$ ед. СГСМ

1 А $= 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ $= 0{,}1$ ед. СГСМ

1 В $= 3{,}34 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ $= 10^8$ ед. СГСМ

1 Ф $= 8{,}99 \cdot 10^{11}$ см $= 10^{-9}$ ед. СГСМ

1 Ом $= 1{,}11 \cdot 10^{-12}$ ед. СГСЭ $= 10^9$ ед. СГСМ

1 Тл $= 3{,}34 \cdot 10^{-7}$ ед. СГСЭ $= 10^4$ Гс

1 Гн $= 1{,}11 \cdot 10^{-12}$ ед. СГСЭ $= 10^9$ см

1 А/м $= 3{,}77 \cdot 10^8$ ед. СГСЭ $= 1{,}26 \cdot 10^{-2}$ Э

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА

ПЕРИОДЫ	РЯДЫ	ГРУППЫ			
		I	II	III	IV
1	I	1 **H** 1,0079 $1s^1$ 1 ВОДОРОД			
2	II	3 **Li** 6,94$_1$ $2s^1$ 1 2 ЛИТИЙ	4 **Be** 9,01218 $2s^2$ 2 2 БЕРИЛЛИЙ	5 **B** 10,81 3 $2p^1$ 2 БОР	6 **C** 12,011 4 $2p^2$ 2 УГЛЕРОД
3	III	11 **Na** 22,98977 $3s^1$ 1 8 2 НАТРИЙ	12 **Mg** 24,305 $3s^2$ 2 8 2 МАГНИЙ	13 **Al** 26,98154 3 $3p^1$ 8 2 АЛЮМИНИЙ	14 **Si** 28,085 4 $3p^2$ 8 2 КРЕМНИЙ
4	IV	19 **K** 39,098$_3$ $4s^1$ 1 8 8 2 КАЛИЙ	20 **Ca** 40,08 $4s^2$ 2 8 8 2 КАЛЬЦИЙ	21 **Sc** 44,9559 $3d^1 4s^2$ 2 9 8 2 СКАНДИЙ	22 **Ti** 47,90 $3d^2 4s^2$ 2 10 8 2 ТИТАН
	V	29 **Cu** 63,54$_6$ 1 18 8 2 $3d^{10} 4s^1$ МЕДЬ	30 **Zn** 65,38 2 18 8 2 $4s^2$ ЦИНК	31 **Ga** 69,72 3 18 8 2 $4p^1$ ГАЛЛИЙ	32 **Ge** 72,5$_9$ 4 18 8 2 $4p^2$ ГЕРМАНИЙ
5	VI	37 **Rb** 85,467$_8$ 1 8 18 8 2 $5s^1$ РУБИДИЙ	38 **Sr** 87,62 2 8 18 8 2 $5s^2$ СТРОНЦИЙ	39 **Y** 88,9059 2 9 18 8 2 $4d^1 5s^2$ ИТТРИЙ	40 **Zr** 91,22 2 10 18 8 2 $4d^2 5s^2$ ЦИРКОНИЙ
	VII	47 **Ag** 107,868 1 18 18 8 2 $5s^1$ СЕРЕБРО	48 **Cd** 112,41 2 18 18 8 2 $5s^2$ КАДМИЙ	49 **In** 114,82 3 18 18 8 2 $5p^1$ ИНДИЙ	50 **Sn** 118,6$_9$ 4 18 18 8 2 $5p^2$ ОЛОВО
6	VIII	55 **Cs** 132,9054 1 8 18 18 8 2 $6s^1$ ЦЕЗИЙ	56 **Ba** 137,33 2 8 18 18 8 2 $6s^2$ БАРИЙ	57–71 **La–Lu** ★	72 **Hf** 178,4$_9$ 2 8 18 32 18 6 2 $5d^2 6s^2$ ГАФНИЙ
	IX	79 **Au** 196,9665 1 18 32 18 8 2 $5d^{10} 6s^1$ ЗОЛОТО	80 **Hg** 200,5$_9$ 2 18 32 18 8 2 $6s^2$ РТУТЬ	81 **Tl** 204,3$_7$ 3 18 32 18 8 2 $6p^1$ ТАЛЛИЙ	82 **Pb** 207,2 4 18 32 18 8 2 $6p^2$ СВИНЕЦ
7	X	87 **Fr** (223) 1 8 18 32 18 8 2 $7s^1$ ФРАНЦИЙ	88 **Ra** 226,0254 2 8 18 32 18 8 2 $7s^2$ РАДИЙ	89–(103) **Ac–(Lr)** ★★	104 **Ku** (261) 2 10 32 32 18 8 2 $6d^2 7s^2$ КУРЧАТОВИЙ

★ЛАНТ

57 **La** 138,905$_5$ 2 8 18 18 9 8 2 $5d^1 6s^2$ ЛАНТАН	58 **Ce** 140,12 2 8 20 18 8 2 $4f^2 6s^2$ ЦЕРИЙ	59 **Pr** 140,9077 2 8 21 18 8 2 $4f^3 6s^2$ ПРАЗЕОДИМ	60 **Nd** 144,2$_4$ 2 8 22 18 8 2 $4f^4 6s^2$ НЕОДИМ	61 **Pm** [145] 2 8 23 18 8 2 $4f^5 6s^2$ ПРОМЕТИЙ	62 **Sm** 150,4 2 8 24 18 8 2 $4f^6 6s^2$ САМАРИЙ	63 **Eu** 151,96 2 8 25 18 8 2 $4f^7 6s^2$ ЕВРОПИЙ

★★АН

89 **Ac** [227] 2 8 18 32 18 9 2 $6d^1 7s^2$ АКТИНИЙ	90 **Th** 232,0381 2 8 18 32 18 10 2 $6d^2 7s^2$ ТОРИЙ	91 **Pa** 231,0359 2 8 20 32 18 9 2 $5f^2 6d^1 7s^2$ ПРОТАКТИНИЙ	92 **U** 238,02$_9$ 2 8 21 32 18 9 2 $5f^3 6d^1 7s^2$ УРАН	93 **Np** 237,0482 2 8 22 32 18 9 2 $5f^4 6d^1 7s^2$ НЕПТУНИЙ	94 **Pu** [244] 2 8 24 32 18 8 2 $5f^6 7s^2$ ПЛУТОНИЙ	95 **Am** [243] 2 8 25 32 18 8 2 $5f^7 7s^2$ АМЕРИЦИЙ

ТЫ ЭЛЕМЕНТОВ

V	VI	VII	VIII		
		H			2 **He** 4,00280 $1s^2$ 2 ГЕЛИЙ
7 **N** 14,0067 $2p^3$ 5 2 АЗОТ	8 **O** 15,999$_4$ $2p^4$ 6 2 КИСЛОРОД	9 **F** 18,998403 $2p^5$ 7 2 ФТОР			10 **Ne** 20,17$_9$ $2p^6$ 8 2 НЕОН
15 **P** 30,97376 $3p^3$ 5 8 2 ФОСФОР	16 **S** 32,06 $3p^4$ 6 8 2 СЕРА	17 **Cl** 35,453 $3p^5$ 7 8 2 ХЛОР			18 **Ar** 39,94$_8$ $3p^6$ 8 8 2 АРГОН
V 23 0,9415 $3d^3 4s^2$ 2 11 8 2 ВАНАДИЙ	**Cr** 24 51,996 $3d^5 4s^1$ 1 13 8 2 ХРОМ	**Mn** 25 54,9380 $3d^5 4s^2$ 2 13 8 2 МАРГАНЕЦ	**Fe** 26 55,84$_7$ $3d^6 4s^2$ 2 14 8 2 ЖЕЛЕЗО	**Co** 27 58,9332 $3d^7 4s^2$ 2 15 8 2 КОБАЛЬТ	**Ni** 28 58,70 $3d^8 4s^2$ 2 16 8 2 НИКЕЛЬ
33 **As** 74,9216 $4p^3$ 5 18 8 2 МЫШЬЯК	34 **Se** 78,9$_6$ $4p^4$ 6 18 8 2 СЕЛЕН	35 **Br** 79,904 $4p^5$ 7 18 8 2 БРОМ			36 **Kr** 83,80 $4p^6$ 8 18 8 2 КРИПТОН
Nb 41 2,9064 $4d^4 5s^1$ 1 12 18 8 2 НИОБИЙ	**Mo** 42 95,94 $4d^5 5s^1$ 1 13 18 8 2 МОЛИБДЕН	**Tc** 43 98,9062 $4d^5 5s^2$ 2 13 18 8 2 ТЕХНЕЦИЙ	**Ru** 44 101,0$_7$ $4d^7 5s^1$ 1 15 18 8 2 РУТЕНИЙ	**Rh** 45 102,9055 $4d^8 5s^1$ 1 16 18 8 2 РОДИЙ	**Pd** 46 106,4 $4d^{10} 5s^0$ 0 18 18 8 2 ПАЛЛАДИЙ
51 **Sb** 121,7$_5$ $5p^3$ 5 18 18 8 2 СУРЬМА	52 **Te** 127,6$_0$ $5p^4$ 6 18 18 8 2 ТЕЛЛУР	53 **I** 126,9045 $5p^5$ 7 18 18 8 2 ИОД			54 **Xe** 131,30 $5p^6$ 8 18 18 8 2 КСЕНОН
Ta 73 180,947$_9$ $5d^3 6s^2$ 2 11 32 18 8 2 ТАНТАЛ	**W** 74 183,8$_5$ $5d^4 6s^2$ 2 12 32 18 8 2 ВОЛЬФРАМ	**Re** 75 186,207 $5d^5 6s^2$ 2 13 32 18 8 2 РЕНИЙ	**Os** 76 190,2 $5d^6 6s^2$ 2 14 32 18 8 2 ОСМИЙ	**Ir** 77 192,2$_2$ $5d^7 6s^2$ 2 15 32 18 8 2 ИРИДИЙ	**Pt** 78 195,0$_9$ $5d^9 6s^1$ 1 17 32 18 8 2 ПЛАТИНА
83 **Bi** 208,9804 $6p^3$ 5 18 32 18 8 2 ВИСМУТ	84 **Po** (209) $6p^4$ 6 18 32 18 8 2 ПОЛОНИЙ	85 **At** (210) $6p^5$ 7 18 32 18 8 2 АСТАТ			86 **Rn** (222) $6p^6$ 8 18 32 18 8 2 РАДОН
(Ns) 105 (261) $6d^3 7s^2$ 2 11 32 32 18 8 2 (НИЛЬСБОРИЙ)					

Атомная масса

Электронная конфигурация заполняющихся и внешних электронных оболочек

U 92 — Атомный номер
238,02$_9$
$5f^3 6d^1 7s^2$
2 9 21 32 18 8 2
УРАН

Числа электронов в электронных оболочках

Атомные массы приведены по Международной таблице 1979 г.
Точность последней значащей цифры ±1 или ±3, если она выделена мелким шрифтом.
В квадратных скобках приведены массовые числа наиболее устойчивых изотопов.
Названия и символы элементов, приведенные в круглых скобках, не являются общепринятыми.

АНОИДЫ

Gd 64 157,2$_5$ $4f^7 5d^1 6s^2$ 2 9 25 18 8 2 ГАДОЛИНИЙ	**Tb** 65 158,9254 $4f^9 6s^2$ 2 8 27 18 8 2 ТЕРБИЙ	**Dy** 66 162,5$_0$ $4f^{10} 6s^2$ 2 8 28 18 8 2 ДИСПРОЗИЙ	**Ho** 67 164,9304 $4f^{11} 6s^2$ 2 8 29 18 8 2 ГОЛЬМИЙ	**Er** 68 167,2$_6$ $4f^{12} 6s^2$ 2 8 30 18 8 2 ЭРБИЙ	**Tm** 69 168,9342 $4f^{13} 6s^2$ 2 8 31 18 8 2 ТУЛИЙ	**Yb** 70 173,0$_4$ $4f^{14} 6s^2$ 2 8 32 18 8 2 ИТТЕРБИЙ	**Lu** 71 174,96$_7$ $5d^1 6s^2$ 2 9 32 18 8 2 ЛЮТЕЦИЙ

КТИНОИДЫ

Cm 96 [247] $5f^7 6d^1 7s^2$ 2 9 25 32 18 8 2 КЮРИЙ	**Bk** 97 [247] $5f^9 6d^1 7s^2$ 2 9 26 32 18 8 2 БЕРКЛИЙ	**Cf** 98 [251] $5f^{10} 7s^2$ 2 8 28 32 18 8 2 КАЛИФОРНИЙ	**Es** 99 [254] $5f^{11} 7s^2$ 2 8 29 32 18 8 2 ЭЙНШТЕЙНИЙ	**Fm** 100 [257] $5f^{12} 7s^2$ 2 8 30 32 18 8 2 ФЕРМИЙ	**Md** 101 [258] $5f^{13} 7s^2$ 2 8 31 32 18 8 2 МЕНДЕЛЕВИЙ	**(No)** 102 [255] $5f^{14} 7s^2$ 2 8 32 32 18 8 2 (НОБЕЛИЙ)	**(Lr)** 103 [256] $6d^1 7s^2$ 2 9 32 32 18 8 2 (ЛОУРЕНСИЙ)

ОТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

Настоящий Физический энциклопедический словарь, содержащий примерно 3100 статей, предназначен прежде всего для физиков — научных сотрудников и инженеров, работающих в разных областях физики, а также для преподавателей физики, студентов-физиков; он может быть полезен для астрономов, химиков, биологов, математиков. Чтобы поместить в однотомное издание огромный объём информации, обусловленный бурным развитием физики, пришлось ограничиться в основном «чистой» физикой, из смежных областей физики имеются в небольшом количестве статьи по астрофизике и радиофизике; нет статей по химии, биофизике, геофизике, фотографии и т. д.

В Словаре читатель найдёт сравнительно краткие обзоры по общим проблемам физики и небольшие справочные статьи по более специальным вопросам. Во многих статьях даются самые краткие исторические сведения: автор и даты открытий или результатов. Все крупные и многие средние статьи снабжены библиографическими справками, использование которых должно помочь читателю получить более полную информацию. При написании статей одной из задач было максимальное насыщение их конкретными сведениями, другой — доступность изложения материала для возможно более широкого круга читателей. К написанию статей были привлечены специалисты, работающие в данной конкретной области физики.

Издательство с благодарностью примет все замечания читателей, что позволит улучшить Словарь при его возможном переиздании.

КАК ПОЛЬЗОВАТЬСЯ ФИЗИЧЕСКИМ ЭНЦИКЛОПЕДИЧЕСКИМ СЛОВАРЁМ

1. Статьи расположены в алфавитном порядке. Если термин (чёрное слово) имеет несколько значений, то все они, как правило, объединены в одной статье, но каждое значение выделено цифрой со скобкой. Если после слова, набранного жирным прописным шрифтом, даётся другое (или другие) слово в скобках, то это означает, что существует синоним (синонимы) первого, например **КОЛИЧЕСТВО ДВИЖЕНИЯ (импульс)**.

2. Название статьи во многих случаях состоит из двух и более слов. Такие составные термины даны в наиболее распространённом в литературе виде. Однако порядок слов иногда изменяется, если на первое место возможно вынести главное по смыслу слово. Если прилагательное и существительное образуют единое понятие, то статью нужно искать, как правило, на прилагательное. Когда название статьи включает имя собственное, оно выносится на первое место (например, **ВАВИЛОВА ЗАКОН**). Названия статей даются преимущественно в единственном числе, но иногда, в соответствии с принятой терминологией,— во множественном числе (например, **УСКОРИТЕЛИ** заряженных частиц).

3. К терминам, входящим в название статьи и представляющим собой заимствования из других языков, приводится краткая этимологическая справка.

4. Для исключения повторов в словаре широко используется система ссылок; ссылки выделяются *курсивом*.

5. Единицы физических величин и их сокращённые обозначения даны в соответствии с существующим ГОСТом.

6. С целью экономии места в Словаре применяется система сокращений. Наряду с общепринятыми сокращениями (например, т. е., и т. д., и т. п.) применяются также сокращения, установленные для данного издания (см. ниже — Основные сокращения). Слова, составляющие название статьи, в тексте статьи обозначаются начальными буквами (например, **АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ** — А. о. с.).

7. Позиции на иллюстрациях объясняются или в подрисуночных подписях, или в тексте статьи.

8. При фамилиях учёных, упомянутых в статьях (кроме русских и советских), указывается их государственная или национальная принадлежность.

9. На переднем форзаце приведены значения некоторых физических и астрономических постоянных (взятых гл. обр. из таблиц стандартных справочных данных «Фундаментальные физические константы», ГСССД 1—76, М., 1976), на заднем форзаце — периодическая система элементов Д. И. Менделеева.

10. Среднеквадратичная ошибка для физических величин указывается в скобках и относится к последним значащим цифрам.

11. Все буквенные обозначения в формулах объясняются в тексте статьи, за исключением обозначений, которые имеют постоянное значение по всему тексту Словаря (если это специально не оговаривается):

c — скорость света
k — Больцмана постоянная
h и $\hbar$ — Планка постоянная
T — абсолютная температура
λ — длина волны,

а также обозначения некоторых элементарных частиц:

γ — фотон, гамма-квант
e, e^- — электрон
$\mu^\pm$ — мюоны
ν_e — электронное нейтрино
ν_μ — мюонное нейтрино
p — протон
n — нейтрон
N — нуклон
$\pi^\pm$, π^0 — пи-мезоны
$K^\pm$, K^0 — К-мезоны;

значок тильда (~) над символом частицы обозначает соответствующую античастицу (например, $\tilde{p}$ — антипротон).

ОСНОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

абс.— абсолютный
астр.— астрономический
ат.— атомный
ат. м.— атомная масса
ат. н.— атомный номер
атм.— атмосферный

б. или м.— более или менее
б. ч.— большей частью, большая часть
биол.— биологический
быв.— бывший

в осн.— в основном
в ср.— в среднем
в т. ч.— в том числе
в-во — вещество
верх.— верхний
вз-ствие — взаимодействие
вкл.— включительно
внешн.— внешний
внутр.— внутренний
вод.— водяной, водный
возд.— воздушный
волн.— волновой
ВЧ — высокая частота, высокочастотный
геом.— геометрический
гл.— главный
гл. обр.— главным образом

ДВ — длинные волны, длинноволновый
диам.— диаметр
дискр.— дискретный
дифф.— дифференциальный
др — другой
ед.— единица
звук.— звуковой
ИК — инфракрасный
ИСЗ — искусственный спутник Земли
кач-во — качество
КВ — короткие волны, коротковолновый
квант.— квантовый
к.-л.— какой-либо
к.-н. — какой-нибудь
кол-во — количество
кон.— конечный, конец
косм.— космический
коэфф.— коэффициент
кпд — коэффициент полезного действия
крист.— кристаллический
к-рый — который
лаб.— лабораторный
лит. — литература
магн.— магнитный
макс.— максимальный
матем.— математический
МГД — магнитогидродинамический
мин.— минимальный
мн.— многие
мол.— молекулярный
мол. м.— молекулярная масса
наз.— называемый, называется
назв.— название
наиб.— наиболее
нач.— начальный, начало
нек-рый — некоторый
неск.— несколько
неупр.— неупругий
ниж.— нижний
НЧ — низкая частота, низкочастотный
одноврем.— одновременно
одноим.— одноимённый
ок.— около
ориг.— оригинальный
осн.— основной
отд.— отдельный
пл.— площадь
плотн.— плотность
посв.— посвящён, посвящённый
пост.— постоянный
ПП — полупроводник, полупроводниковый
пр.— прочий, прочие
пр-во — пространство
преим.— преимущественно
прибл.— приблизительно, приблизительный
пропорц.— пропорциональный, пропорционально
прямоуг.— прямоугольный
радиоакт.— радиоактивный
разл.— различный (ые)
релятив.— релятивистский
рентг.— рентгеновский
рис.— рисунок
р-р — раствор
СВ — средние волны, средневолновый
св.— свыше
св-ва — свойства
СВЧ — сверхвысокие частоты, сверхвысокочастотный
сер.— середина, серия
след.— следующий
см.— смотри
совр.— современный
сокр.— сокращённо, сокращение
солн.— солнечный
соотв.— соответственно
спец.— специальный
ср.— средний, сравни
ст.— статья
табл.— таблица
тв.— твёрдость, твёрдый
темп-ра — температура
теор.— теоретический
техн.— технический
УВЧ — ультравысокие частоты, ультравысокочастотный
угл.— угловой
уд.— удельный
УЗ — ультразвук, ультразвуковой
УКВ — ультракороткие волны, ультракоротковолновый
упр.— упругий
ур-ние — уравнение
усл.— условно, условный
устар.— устаревший
УФ — ультрафиолетовый
физ. — физический
ф-ла — формула
фотогр.— фотографический
фундам.— фундаментальный
ф-ция — функция
ФЭУ — фотоэлектронный умножитель
хар-ка — характеристика
хар-р — характер
хим.— химический
ч.-л.— что-либо
ч-ца — частица
ЭВМ — электронная вычислительная машина
эдс — электродвижущая сила
эксперим. — экспериментальный
элем.— элементарный
эл.-магн.— электромагнитный
эл-н — электрон
ЭПР — электронный парамагнитный резонанс
эфф.— эффективный
явл.— является
яд.— ядерный
ЯМР — ядерный магнитный резонанс
● — библиография

Применяется сокращение слов, обозначающих государственную, языковую или национальную принадлежность (например, «англ.» — английский, «итал.» — итальянский, «лат.» — латинский).
В прилагательных и причастиях допускается отсечение частей слов «альный», «нальный», «ельный», «енный», «ионный», «ующий» и др.; например, «центр.», «потенц.», «значит.», «естеств.», «дистанц.», «действ.».

А

АБЕРРА́ЦИИ ОПТИ́ЧЕСКИХ СИСТЕ́М (от лат. aberratio — уклонение), искажения, погрешности изображений, формируемых оптич. системами. А. о. с. проявляются в том, что оптич. изображения не вполне отчётливы, не точно соответствуют объектам или оказываются окрашенными. Наиболее распространены след. виды А. о. с.: *сферическая аберрация* — недостаток изображения, при к-ром неупущенные одной точкой объекта световые лучи, прошедшие вблизи *оптической оси* системы, и лучи, прошедшие через отдалённые от оси части системы, не собираются в одну точку; *кома* — аберрация, возникающая при косом прохождении световых лучей через оптич. систему. Если при прохождении оптич. системы сферич. световая волна деформируется так, что пучки лучей, исходящих из одной точки объекта, не пересекаются в одной точке, а располагаются в двух взаимно перпендикулярных отрезках на нек-ром расстоянии друг от друга, то такие пучки наз. астигматическими, а сама эта аберрация — *астигматизмом*. Аберрация, наз. *дисторсией*, приводит к нарушению геом. подобия между объектом и его изображением. К А. о. с. относится также *кривизна поля* изображения.

Оптич. системы могут обладать одновременно неск. видами аберраций. Их устранение производят в соответствии с назначением системы; часто оно представляет собой трудную задачу. Перечисленные выше А. о. с. наз. геометрическими. Существует ещё *хроматическая аберрация*, связанная с зависимостью показателя преломления оптич. сред от длины волны света. Вследствие волн. природы света, несовершенства изображений в оптич. системах возникают также в результате *дифракции света* на *диафрагмах*, оправах линз и т. п. Они принципиально неустранимы (хотя и могут быть уменьшены), но обычно влияют на кач-во изображения меньше, чем геом. и хроматич. А. о. с.

● Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Герцбергер М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969.

АБЕРРА́ЦИИ ЭЛЕКТРО́ННЫХ ЛИНЗ, искажения электронно-оптич. изображений, возникающие вследствие разброса ч-ц по энергиям в пучке, наличия тепловых скоростей, дифракции ч-ц, а также из-за эффектов пространств. заряда. Классификацию А. э. л. см. в ст. *Электронная и ионная оптика*. Аберрациями обладают и *электронные зеркала*.

АБЕРРА́ЦИЯ СВЕ́ТА в астрономии, изменение видимого положения светила на небесной сфере, обусловленное конечностью скорости света и движением наблюдателя вследствие вращения Земли (суточная А. с.), обращения Земли вокруг Солнца (годичная А. с.) и перемещения Солн. системы в пр-ве (вековая А. с.).

АБСОЛЮ́ТНАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА (термодинамическая температура), *параметр состояния*, характеризующий макроскопич. систему в состоянии термодинамич. равновесия (при этом А. т. всех её макроскопич. подсистем одинакова). А. т. введена в 1848 англ. физиком У. Томсоном (Кельвином) на основании *второго начала термодинамики*. А. т. обозначается символом T, выражается в кельвинах (К) и отсчитывается от *абсолютного нуля температуры*. А. т. измеряют по термодинамической и международной практическим *температурным шкалам*.

АБСОЛЮ́ТНО НЕЙТРА́ЛЬНАЯ ЧАСТИ́ЦА, то же, что *истинно нейтральная частица*.

АБСОЛЮ́ТНО ЧЁРНОЕ ТЕ́ЛО, термин, к-рым в теории теплового излучения наз. тело, полностью поглощающее весь падающий на него поток излучения. Коэфф. поглощения А. ч. т. равен единице и не зависит от длины волны излучения. Наиболее близким приближением к А. ч. т. явл. непрозрачный сосуд с небольшим отверстием, стенки к-рого имеют одинаковую темп-ру (рис.). Луч, попавший в такой сосуд, испытывает многократные отражения, частично поглощаясь при каждом из них. Через нек-рое время стенки сосуда поглощают его полностью. Близким к единице коэфф. поглощения обладают сажа и платиновая чернь.

Интенсивность излучения А. ч. т. выше, чем всех остальных («нечёрных») тел при той же темп-ре (см. *Кирхгофа закон излучения*). Осн. особенность излучения А. ч. т.: его св-ва не зависят от природы в-ва и определяются лишь темп-рой стенок, т. е. излучение А. ч. т. находится в термодинамич. равновесии с в-вом и распределение плотности этого излучения по длинам волн даётся *Планка законом излучения*, а полная плотность излучения по всем длинам волн определяется *Стефана — Больцмана законом излучения*.

Закономерности, определяющие излучение А. ч. т., используют в оптич. пирометрии для измерения высоких темп-р; А. ч. т. используют также в кач-ве световых эталонов.

АБСОЛЮ́ТНЫЕ ПРАКТИ́ЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ЕДИНИ́ЦЫ, *ом*, *вольт*, *ампер* и др., установленные для практич. электрич. измерений 1-м Междунар. конгрессом электриков (1881). Они заменили электрич. ед. *СГС системы единиц*, поскольку некрые из ед. были слишком малы или велики и поэтому неудобны для практич. применения. Ед. электрич. сопротивления (ом) и разности потенциалов (вольт) были установлены как кратные соответствующим ед. СГС ($1\ \text{Ом} = 10^9$ ед. СГС, $1\ \text{В} = 10^8$ ед. СГС). Остальные ед.— ампер, кулон, джоуль и др. выводились как производные от ома и вольта. В дальнейшем А. п. э. е. были включены в *МКСА систему единиц*, причём за основную ед. в ней был принят ампер. С установлением *Международной системы единиц* (СИ), охватывающей все области физ. и техн. измерений, А. п. э. е. вошли в СИ вместе с системой МКСА.

АБСОЛЮ́ТНЫЕ СИСТЕ́МЫ ЕДИНИ́Ц, содержат огранич. число основных ед. физ. величин, а остальные ед. системы определяются как производные от основных. При определении производной ед. к.-л. физ. величины в А. с. е. исходят из ф-лы, выражающей зависимость между этой величиной и др. величинами, ед. к-рых явл. основными или выражены через основные. В 30-х гг. 19 в. нем. математиком К. Ф. Гауссом была введена А. с. е. с основными ед. миллиметр (ед. длины), миллиграмм (ед. массы) и секунда (ед. времени). Поэтому часто назв. «А. с. е.» применяют к системам, построенным на трёх основных ед.— длины, массы и времени, а иногда и в ещё более узком смысле — по отношению к *СГС системам единиц*, т. е. к системам, в к-рых за основные ед. приняты сантиметр, грамм и секунда. Термин «А. с. е.» следует считать устаревшим, поскольку системы ед. могут быть построены и на иной основе.

● См. при ст. *Система единиц*.

АБСОЛЮ́ТНЫЙ НУЛЬ ТЕМПЕРАТУ́РЫ, начало отсчёта термодинамич. темп-ры; расположен на 273,16 К ниже темп-ры тройной точки (0,01°С) воды (на 273, 15°С ниже нуля темп-ры по шкале Цельсия, см. *Температурные шкалы*). Существование термодинамической температурной шкалы и А. н. т. следует из *второго начала термодинамики*. С приближением темп-ры к А. н. т. стремятся к нулю тепловые хар-ки в-ва: *энтропия*, *теплоёмкость*, коэфф. теплового расширения и др. По представлениям классич. физики, при А. н. т. энергия теплового (хаотич.) движения молекул и атомов в-ва равна нулю. Согласно же квант. механике, при А. н. т. атомы и молекулы, расположенные в

узлах крист. решётки, не находятся в полном покое, они совершают «нулевые» колебания и обладают т. н. *нулевой энергией*. Если масса атомов и энергия вз-ствия между ними очень малы, нулевые колебания могут воспрепятствовать образованию крист. решётки. Это имеет место у ^{3}He и ^{4}He, к-рые остаются жидкими при атм. давлении вплоть до самых низких достигнутых темп-р.

Получение темп-р, предельно приближающихся к А. н. т., представляет сложную эксперим. проблему (см. *Низкие температуры*), но уже получены темп-ры, лишь на миллионные доли градуса отстоящие от А. н. т.

● См. при ст. *Температурные шкалы* и *Низкие температуры*.

АБСОРБЦИО́ННАЯ СПЕКТРОСКО́ПИЯ, методы изучения энергетич. состояний квант. систем путём исследования их спектров поглощения. В А. с. излучение непрерывного спектра пропускают через слой исследуемого в-ва, в к-ром поглощается излучение характерных для данного в-ва длин волн. Детектор спектр. прибора фиксирует изменение интенсивности света в зависимости от длины волны, т. е. спектр поглощения в-ва. Получение спектров поглощения возможно во всех диапазонах длин волн, но особенно широко они применяются в радио-, ИК- и субмиллиметровом диапазонах. А. с.— основа абсорбционного *спектрального анализа*. См. также *Спектроскопия*.

АБСО́РБЦИЯ (от лат. absorbeo — поглощаю), поглощение (извлечение) в-в из газовой смеси всем объёмом жидкости (абсорбента). А.— один из процессов растворения определ. газа в жидком растворителе; величина А. определяется растворимостью этого газа, а скорость — разностью его концентраций в газовой смеси и в жидкости. Если концентрация газа в жидкости выше, чем в газовой смеси, он выделяется из р-ра (д е с о р б ц и я). А. применяется для разделения газов, на ней основаны мн. важнейшие промышленные процессы (производство нек-рых кислот, соды и т. д.). Извлечение в-ва из р-ра всем объёмом жидкого абсорбента (экстракция) и из газовой смеси расплавами (*окклюзия*) — процессы, аналогичные А. Часто А. сопровождается образованием хим. соединений (*хемосорбция*) и поверхностным поглощением в-ва (*адсорбция*).

АБСО́РБЦИЯ СВЕ́ТА, то же, что *поглощение света*.

АВОГА́ДРО ЗАКО́Н, один из осн. законов идеального газа, согласно к-рому в равных объёмах V разл. газов при одинаковых давлении p и темп-ре T содержится одинаковое число молекул. Открыт в 1811 итал. учёным А. Авогадро (A. Avogadro). Согласно А. з., 1 кмоль любого идеального газа при норм. условиях (p=101 325 Па=760 мм рт. ст. и T=0°C) занимает объём 22,4136 м^3; число молекул в одном *моле* наз. *Авогадро постоянной*.

Согласно кинетич. теории газов, $pV=\frac{1}{3}Nm\overline{v^2}$ (N — число, m — масса, $\sqrt{\overline{v^2}}$ — ср. квадратичная скорость молекул), а $\frac{1}{2}m\overline{v^2}=\frac{3}{2}kT$. Отсюда видно, что для двух газов при условии $T_1=T_2$, $p_1=p_2$ и $v_1=v_2$ должно быть и $N_1=N_2$.

АВОГА́ДРО ПОСТОЯ́ННАЯ (число Авогадро), число структурных элементов (атомов, молекул, ионов или др. ч ц) в ед. кол-ва в-ва (в одном *моле*). Названа в честь А. Авогадро, обозначается N_A. А. п.— одна из фундаментальных физических констант, существенная для определения мн. других физ. констант (*Больцмана постоянной*, *Фарадея постоянной* и др.). Один из лучших эксперим. методов определения А. п. основан на измерениях электрич. заряда, необходимого для электролитич. разложения известного числа молей сложного в-ва, и заряда эл-на. Наиболее достоверное значение А. п. (на 1980) N_A=6,022045(31)·10^{23} моль$^{-1}$.

АВТОИОНИЗА́ЦИЯ (полевая ионизация), процесс *ионизации* атомов и молекул газа в сильных электрич. полях. Связанный эл-н в атоме можно представить находящимся в *потенциальной яме* (рис. 1, *а*). При включении электрич. поля напряжённостью E к начальной потенц. энергии эл-на $V_0(x)$, находящегося в точке x, добавляется потенц. энергия eEx, где e — заряд эл-на. Вследствие этого потенц. яма становится асимметричной — с одной её стороны образуется *потенциальный барьер* конечной ширины x_1x_2 (рис. 1, *б*), сквозь к-рый эл-н может «просочиться», т. е. будет иметь место *туннельный эффект* и будет возможна ионизация с ниж. уровня атома.

Вероятность $W(V, \mathcal{E})$ туннелирования эл-на сквозь потенц. барьер определяется ф-лой:

$$W(V,\mathcal{E}) = \exp\left\{-\frac{4\pi}{h}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m|V(x)-\mathcal{E}|}\,dx\right\},$$

где $V(x)=V_0(x)+eEx$ и $\mathcal{E}$ — соотв. потенциальная и полная энергия эл-на, m — его масса. Вероятность $W(V, \mathcal{E})$ туннелирования резко увеличивается при уменьшении площади барьера над прямой x_1x_2. Это происходит при увеличении напряжённости поля E или при повышении энергии $\mathcal{E}$ эл-на в атоме к.-л. др. способами (напр., при туннелировании эл-нов с возбуждённых уровней). Так, вероятность А. атома водорода из осн. состояния достигает заметной величины лишь при $E\sim10^8$ В/см, а из возбуждённых состояний — уже при $E\sim10^6$ В/см. Экспериментально впервые обнаружена именно А. возбуждённых атомов: в спектре испускания атомов водорода, находящихся во внеш. электрич. поле напряжённостью $\sim10^6$ В/см, было обнаружено падение интенсивности линий, связанных с квант. переходами эл-нов из наиболее высоких возбуждённых состояний в основное. Явление было объяснено тем, что А. возбуждённых атомов становится более вероятным процессом, чем их излучат. переход в осн. состояние, и свечение этих линий затухает.

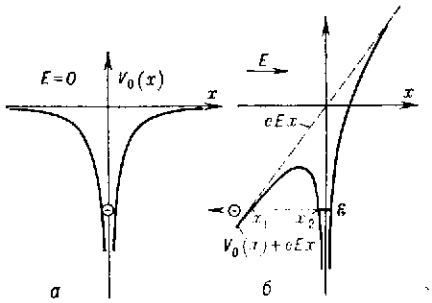


Рис. 1.

Наиболее полно исследована А. вблизи поверхности металла, т. к. она используется в автоионном микроскопе для получения увеличенного изображения поверхности (см. *Ионный проектор*).

Вероятность А. у поверхности металла оказывается значительно большей, чем в свободном пр-ве при той же напряжённости поля, что обусловлено действием сил «изображения», снижающих потенц. барьер (см. *Шотки эффект*). Однако А. возможна лишь в том случае, когда расстояние атома от поверхности превышает нек-рое критич. расстояние $x_{кр}$. Это связано с

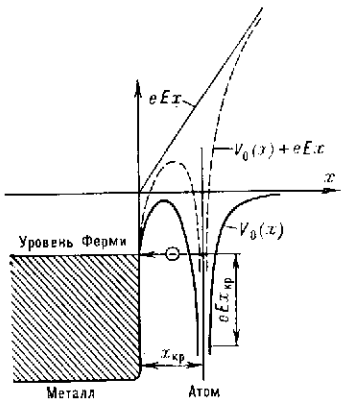


Рис. 2.

тем, что при обычных темп-рах для осуществления туннельного перехода эл-на в металл необходимо, чтобы осн. уровень энергии эл-на в атоме был поднят электрич. полем хотя бы до уровня Ферми (см. *Ферми энергия*) в металле (рис. 2). Если атом приблизится к поверхности на $x<x_{кр}$, то уровень энергии эл-на в атоме окажется ниже уровня Ферми в металле и W резко уменьшится. С другой стороны, удаление атома от поверхности металла

при $x > x_{кр}$ также приводит к резкому уменьшению W. Поэтому А. практически имеет место в пределах нек-рой зоны вблизи $x_{кр}$. В рабочем режиме автоионного микроскопа полуширина этой зоны составляет 0,2—0,4 Å.

Явление А. используется также при создании *ионных источников* для *масс-спектрометров*. Достоинством таких источников явл. отсутствие в них накалённых электродов, а также то, что в них удаётся избежать диссоциации анализируемых молекул. Кроме того, с помощью таких ионных источников можно наблюдать специфические хим. реакции, происходящие лишь в сильных электрич. полях.

● Мюллер Э. В., Тьен Цоу Цонг, Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980; Физические основы полевой масс-спектрометрии, под ред. Э. Н. Короля, К., 1978.

А. Г. Наумовец.

АВТОИОННЫЙ МИКРОСКОП, то же, что *ионный проектор*.

АВТОКОЛЕБА́НИЯ, незатухающие колебания, поддерживаемые внеш. источниками энергии, в нелинейной диссипативной системе, вид и св-ва к-рых определяются самой системой. Термин «А.» введён в 1928 А. А. Андроновым.

А. принципиально отличаются от остальных колебат. процессов в диссипативной системе тем, что для их поддержания не требуется периодич. воздействий извне. Колебания скрипичной струны при равномерном движении смычка, тока в радиотехн. генераторе, воздуха в органной трубе, маятника в часах — примеры А. В простейших автоколебат. системах можно выделить колебат. систему с затуханием, усилитель колебаний, нелинейный ограничитель и звено *обратной связи*. Напр., в ламповом генераторе (генераторе Ван-дер-Поля — рис. 1) колебат. контур, состоящий из ёмкости C, индуктивности L и сопротивления R, представляет собой колебат. систему с затуханием, цепь катод — сетка и индуктивность L' образуют цепь обратной связи. Случайно возникшие в контуре LC малые собственные колебания через катушку L' управляют анодным током i_a лампы, к-рый усиливает колебания в контуре при соответствующем взаимном расположении катушек L и L',— положительная обратная связь. Если потери в контуре меньше, чем вносимая таким образом в контур энергия, то амплитуда колебаний в нём нарастает. С увеличением амплитуды колебаний, вследствие нелинейной зависимости анодного тока i_a от напряжения V на сетке лампы, поступающая в контур энергия уменьшается и при нек-рой амплитуде колебаний сравнивается с потерями. В результате устанавливается режим стационарных периодич. колебаний, в к-ром все потери энергии компенсирует анодная батарея. Т. о., для установления А. важна нелинейность, приводящая к ограниченности колебаний, т. е. нелинейность управляет поступлением и тратами энергии источника. Рассмотренный режим возникновения А., не требующий нач. толчка, наз. режимом мягкого возбуждения.

Встречаются системы с жёстким возбуждением А. Это такие системы, в к-рых колебания самопроизвольно нарастают только с нек-рой нач. амплитуды. Для перехода таких систем в режим стационарной генерации необходимо нач. возбуждение (толчок) с амплитудой, большей нек-рого критич. значения. Амплитуда и частота А. определяются только параметрами системы, что отличает их как от собств. колебаний, частота к-рых определяется параметрами системы, а амплитуда и фаза — нач. условиями, так и от вынужденных колебаний, амплитуда, фаза и частота к-рых определяются внеш. силой. Периодическому А. в *фазовом пространстве* соответствует замкнутая траектория, к к-рой стремятся все соседние траектории,— т. н. устойчивый *предельный цикл*.

Для автоколебат. систем с неск. степенями свободы характерны такие явления, как *синхронизация колебаний* и конкуренция колебаний. Внеш. синхронизация А., или «захватывание частоты» (т. е. установление А. с частотой и фазой, соответствующими частоте и фазе внеш. периодич. воздействия), широко используется для управления и стабилизации частоты мощных малостабильных генераторов с помощью высокостабильных маломощных (напр., в лазерах). Полоса захватывания — область расстроек между частотами собств. колебаний и внеш. сигнала, внутри к-рой устанавливается режим синхронизации,— расширяется при увеличении амплитуды внеш. воздействия. Вне границы захватывания устойчивый режим генерации с частотой внеш. силы сменяется режимом *биений*. Взаимная синхронизация колебаний используется, напр., при работе неск. генераторов на общую нагрузку.

Конкуренция колебаний *(мод)*, т. е. подавление одних колебаний другими, в автоколебат. системе возможна, когда эти колебания черпают энергию из общего источника. При этом одна из нарастающих мод «организует» дополнительное нелинейное затухание для других. При очень слабой связи между автоколебат. модами они сосуществуют, не подавляя друг друга. При достаточно сильной связи выживает одна из них. При изменении соответствующих параметров в системах с конкуренцией мод переход от режима генерации одной из мод к режиму генерации другой моды происходит скачком и характеризуется эффектом затягивания. Благодаря эффекту конкуренции оказывается возможным, в частности, создание на базе многомодовых резонаторов генераторов монохроматич. колебаний (см. *Лазер*).

Эффекты конкуренции и синхронизации во мн. случаях определяют возникновение в диссипативных неравновесных средах (распределённых системах) сложных, хорошо организованных (детерминированных) структур, напр. периодич. нелинейных волн, ячеистых структур (см. *Синергетика*).

В автоколебат. системах с одной степенью свободы возможны только простые периодич. А. В автоколебат. системах с неск. степенями свободы А. могут быть сложными периодическими и даже стохастическими. Стохастич. автоколебат. системы (или генераторы шума) — это диссипативные системы, совершающие незатухающие хаотич. колебания (колебания со сплошным спектром) за счёт регулярных источников энергии. Примером такого генератора шума может служить ламповый генератор (рис. 1), если в контур последовательно с индуктивностью добавить нелинейный элемент с невзаимно однозначной вольт-амперной характеристикой (рис. 2). Получившийся генератор при определ. параметрах будет создавать колебания, неотличимые от случайных (стохастических). Примером стохастич. А. в распределённых системах служит гидродинамич. турбулентность, возникающая при течении жидкости с достаточно большими скоростями.

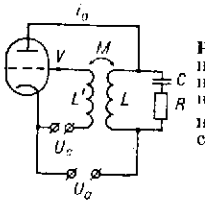


Рис. 1. Принципиальная схема лампового генератора: M — коэфф. взаимной индукции; U_c — напряжение смещения на сетке; U_a — напряжение анодной батареи.

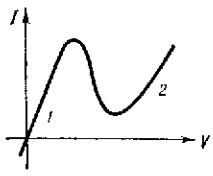


Рис. 2. Зависимость тока от напряжения элемента с невзаимно однозначной вольт-амперной характеристикой (напр., туннельного диода) — одно значение тока может соответствовать трём разл. значениям напряжения.

● Харкевич А. А., Автоколебания, М., 1953; Горелик Г. С., Колебания и волны, М., 1959; Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959; Рабинович М. И., Стохастические автоколебания и турбулентность, «УФН», 1978, т. 125, № 1, с. 123.

М. И. Рабинович.

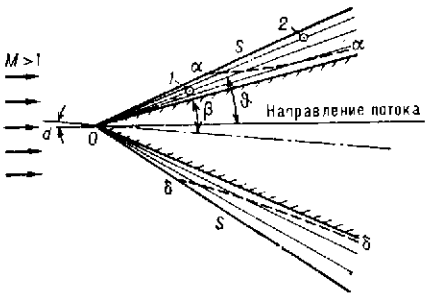
АВТОКОЛЛИМА́ТОР, оптико-механич. прибор для точных угл. измерений (см. *Автоколлимация*).

АВТОКОЛЛИМА́ЦИЯ [от греч. autós — сам и collimo (искажение правильного лат. collineo) — направляю прямо], ход световых лучей, при к-ром они, выйдя параллельным пучком из *коллиматора*, входящего в состав оптич. системы, отражаются от плоского зеркала и проходят систему в

обратном направлении. Если зеркало перпендикулярно *оптической оси* системы, то излучающая точка, лежащая в фокальной плоскости на этой оси, совмещается с её изображением в отражённых лучах; поворот зеркала приводит к смещению изображения. А. пользуются в оптич. приборах для выверки параллельности оптич. деталей (напр., зеркал в оптич. квант. генераторах), контроля параллельности перемещений и т. д.

А. М. Бонч-Бруевич.

АВТОМОДЕ́ЛЬНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ (от греч. autós — сам и франц. modèle — образец), течение жидкости (газа), к-рое остаётся механически подобным самому себе при изменении одного или неск. параметров, определяющих это течение. В механически подобных явлениях наряду с пропорциональностью геом. размеров соблюдается пропорциональность механич. величин — скоростей, давлений, сил и др. (см. *Подобия теория*). Условием автомодельности явл. отсутствие в рассматриваемой стационарной или нестационарной задаче характерных линейных размеров. Стационарное А. т. образуется, напр., при обтекании кругового бесконечного конуса сверхзвук. потоком идеального газа, а нестационарное А. т.— в случае сильного точечного взрыва в среде, давление в к-рой много меньше давления, возникающего при взрыве. При обтекании бесконечного конуса (рис.) нельзя выделить характерный линейный размер. При растяжении или сжатии картины течения относительно вершины конуса O в произвольное число раз она не изменяется: все точки передвигаются вдоль лучей, выходящих из O, и вновь полученная картина течения ничем не отличается от исходной. Обтекание конуса является А. т. относительно изменения линейных размеров: все безразмерные хар-ки течения, напр. отношения давлений p_2/p_1, темп-р T_2/T_1, скоростей v_2/v_1, для двух произвольных точек *1* и *2* останутся неизменными при изменении линейных размеров путём растяжения или сжатия. Единственной геом. перем. величиной, определяющей параметры течения в любой меридиональной плоскости при заданном угле конуса 2β, угле атаки d и *Маха числе* M набегающего потока, явл. полярный угол ϑ между нек-рым лучом и направлением скорости потока.



Картина обтекания бесконечного конуса сверхзвук. потоком идеального газа: OS — ударная волна; $\alpha\alpha$, $\delta\delta$ — линии тока.

К А. т. относятся обтекание сверхзвук. потоком плоского клина, непрерывное расширение газа при обтекании сверхзвук. потоком тупого угла (см. *Сверхзвуковое течение*) и ряд др. течений. В этих случаях, как и при обтекании конуса, все параметры газа постоянны на лучах, выходящих из угл. точки, и изменяются лишь при изменении угл. координаты.

Все А. т. характеризуются тем, что их исследование можно свести к задаче с одной независимой переменной. Для нестационарных А. т. жидкостей и газов, когда параметры течения изменяются со временем, состояние течения в нек-рый момент времени t, характеризуемое распределением давлений, скоростей, темп-р в пр-ве, механически подобно состоянию течения при любом другом значении t; примером явл. распространение плоских, цилиндрич. и сферич. *ударных волн* в неогранич. пр-ве, когда единственной независимой переменной явл. отношение пространств. координаты (x или r) ко времени t.

К А. т. вязкого газа относятся некрые течения в *пограничном слое* и в свободной турбулентной *струе*, когда профили безразмерной скорости, темп-ры, концентрации изменяются подобным образом при изменении безразмерной геом. координаты.

В широком смысле под автомодельностью течения понимают независимость безразмерных параметров, характеризующих течение, от *подобия критериев*. Так, коэфф. лобового аэродинамич. сопротивления C_x (см. *Аэродинамические коэффициенты*) можно считать автомодельными по числу Маха M и *Рейнольдса числу* Re, если в нек-ром диапазоне изменения этих критериев C_x от них не зависит. Автомодельность коэфф. C_x по числам M и Re существует для большинства тел, обтекаемых газом при очень больших значениях M (>8) или Re ($>10^7$) — см. рис. 1 и 2 в ст. *Аэродинамические коэффициенты*.

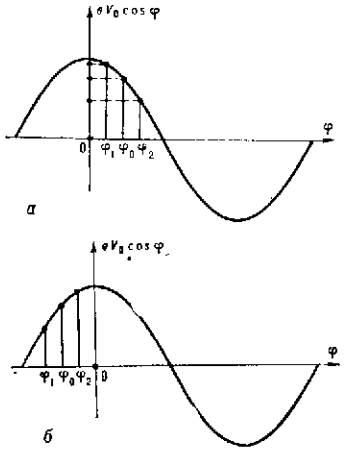
● Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; Хейз У.-Д., Пробстин Р.-Ф., Теория гиперзвуковых течений, пер. с англ., М., 1962.

С. Л. Вишневецкий.

АВТОРАДИОГРА́ФИЯ (радиоавтография), метод измерения распределения радиоакт. в-в в исследуемом объекте (по их собств. излучению), состоящий в нанесении на него слоя *ядерной фотографической эмульсии*. Распределение определяют по плотности почернения проявленной фотоэмульсии (макрорадиография) или по кол-ву треков (следов), образуемых в фотоэмульсии α-частицами, эл-нами, позитронами (микрорадиография). А. используется при исследованиях с изотопными индикаторами. В сочетании А. с электронным микроскопом достигается разрешающая способность в 0,1 мкм.

● Родже рс Э., Авторадиография, пер. с англ., М., 1972; Электронно-микроскопическая авторадиография в металловедении, М., 1978; Коробков В. И., Метод макроавторадиографии, М., 1967.

АВТОФАЗИРО́ВКА (фазовая устойчивость), явление устойчивости движения заряж. ч-ц относительно фазы ускоряющего их электрич. поля в резонансных ускорителях (открыто в 1944—45 независимо друг от друга В. И. Векслером и амер. физиком Э. Макмилланом); лежит в основе действия большинства совр. резонансных *ускорителей* заряж. ч-ц. А. обусловлена зависимостью от энергии ч-ц промежутка времени T между двумя следующими друг за другом ускорениями. Рассмотрим случай, когда T растёт с увеличением энергии $\mathcal{E}$ ч-цы ($\partial T/\partial\mathcal{E}>0$). Пусть φ_0— фаза поля в ускоряющем зазоре («равновесная фаза»), попадая в к-рую ч-ца будет точно двигаться в резонанс с ускоряющим полем (рис., *а*). Если



ч-ца попадёт в фазу $\varphi_2>\varphi_0>0$, то она приобретёт энергию $eV_0\cos\varphi_2$ (e — электрич. заряд ч-цы, V_0— амплитуда ускоряющего напряжения) меньше равновесной, T уменьшится, она придёт раньше к ускоряющему промежутку, т. е. фаза её прихода приблизится к равновесной фазе φ_0. Наоборот, отставшая ч-ца ($\varphi_1<\varphi_0$) приобретёт избыточную энергию, T увеличится, она позже придёт в ускоряющий промежуток и тоже приблизится к равновесной фазе. Т. о., ч-цы, находящиеся в нек-рой области около фазы φ_0 («область захвата»), будут совершать колебания около φ_0. Благодаря такому механизму устойчивости все ч-цы, находящиеся в области захвата, будут, колеблясь около этой точки, набирать в ср. такую же энергию, что и «равновесная ч-ца», попавшая в фазу φ_0, т. е. будут ускоряться. Аналогично можно убедиться, что вторая равновесная фаза $-\varphi_0$ (рис., *б*), также обеспечивающая тре-

буемый резонансный прирост энергии, явл. неустойчивой — малые отклонения от неё приводят к дальнейшему уходу ч-ц от этой фазы. Если, наоборот, период T уменьшается с увеличением энергии, то устойчивой оказывается левая фаза $-\varphi_0$, а правая фаза $+\varphi_0$ — неустойчивой.

В циклич. резонансных ускорителях между частотой ускоряющего поля ω_y, ср. значением магн. индукции $\langle B\rangle$ и полной релятив. энергией $\mathcal{E}$ ч-цы должно при резонансе соблюдаться соотношение:

$$\mathcal{E}_{\text{рез}} = \frac{ce\langle B\rangle q}{\omega_y},$$

где q — целое число (кратность частоты), показывающее во сколько раз ω_y больше частоты обращения ч-цы ω. Механизм А. приводит к тому, что при достаточно медленном изменении во времени ω_y и $\langle B\rangle$ энергия ч-ц, находящихся внутри области захвата, автоматически принимает значение, близкое к резонансному, т. е. все эти ч-цы ускоряются.

Аналогично действует механизм А. и в линейных резонансных ускорителях, в к-рых всегда $\varphi_0<0$. А. отсутствует в тех случаях, когда T не зависит от $\mathcal{E}$. В циклич. резонансных ускорителях это имеет место в изохронном циклотроне, а в линейных резонансных ускорителях — при релятив. скоростях, когда скорость ч-ц перестаёт практически зависеть от энергии.

● См. при ст. *Ускорители*.

Э. Л. Бурштейн.

АВТОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ (туннельная эмиссия, полева́я эмиссия), испускание эл-нов проводящими твёрдыми и жидкими телами под действием внеш. электрич. поля высокой напряжённости E ($\sim 10^7$ В/см) у их поверхности. Механизм А. э.— туннельное прохождение эл-нов сквозь потенц. барьер на границе проводник — непроводящая среда (см. *Туннельный эффект*). Наиболее полно изучена А. э. *металлов* в вакуум. Плотность тока А. э. в этом случае определяется приближённой ф-лой:

$$j = 1{,}4\cdot 10^{-6}\frac{E^2}{\Phi}\cdot 10^{4{,}39/\sqrt{\Phi}}\times$$
$$\times 10^{-2{,}82\cdot 10^7\Phi^{3/2}/E}, \qquad (*)$$

к-рая хорошо описывает А. э. в интервале j от 10^{-5} до 10^7 А/см^2. Здесь $\Phi = e\varphi$ — *работа выхода* эмиттера (φ — потенциал работы выхода, e — заряд эл-на). Характерные св-ва А. э.: высокие j (до 10^{10} А/см^2) и экспоненциальная зависимость j от E и Φ. При $j>10^6$ А/см^2 могут наблюдаться отклонения зависимости $\lg j = f(1/E)$ от линейной, что связывают с влиянием объёмного заряда или же с особенностями формы потенц. барьера. При $j\sim 10^8$—10^{10} А/см^2 А. э. может перейти в *вакуумный пробой* с разрушением эмиттера. Этот переход сопровождается интенсивной, т. н. *взрывной электронной эмиссией*. А. э. слабо зависит от темп-ры T, малые отклонения от зависимости (*) с ростом T пропорц. T^2. С дальнейшим ростом T и понижением E т. н. термоавтоэлектронная эмиссия переходит в *термоэлектронную эмиссию*, усиленную полем за счёт *Шотки эффекта*.

Энергетич. спектр эл-нов, вылетающих из металла в случае А. э., весьма узок (полуширина $\sim$0,1 эВ). Форма спектра чувствительна к распределению эл-нов по энергиям внутри эмиттера, а также к наличию примесей на его поверхности. Для А. э. *полупроводников* характерны внутр. ограничения j, связанные с меньшей концентрацией эл-нов, дополнит. влияние поля на j из-за проникновения поля в ПП, а также термо- и фоточувствительность ПП, влияющая на j.

Автоэмиттеры (холодные катоды) имеют большую кривизну поверхности (острия, лезвия, выступы и т. п.). Анод, совмещённый с люминесцирующим экраном, превращает одноострийный автоэмиссионный диод в эмиссионный безлинзовый *электронный микроскоп* (проектор).

● Фишер Р., Нойман Х., Автоэлектронная эмиссия полупроводников, пер. с нем., М., 1971; Ненакаливаемые катоды, под ред. М. И. Елинсона, М., 1974, гл. 6—7.

В. П. Шредник.

АВТОЭЛЕКТРО́ННЫЙ МИКРОСКО́П, то же, что *электронный проектор*.

АГРЕГА́ТНЫЕ СОСТОЯ́НИЯ вещества (от лат. aggrego — присоединяю, связываю), состояния одного и того же в-ва, переходы между к-рыми сопровождаются скачкообразным изменением его *свободной энергии*, *энтропии*, плотности и др. физ. св-в. Все в-ва (за нек-рым исключением) могут существовать в трёх А. с.— твёрдом, жидком и газообразном. Так, вода при норм. давлении p=101 325 Па=760 мм рт. ст. и при темп-ре T=0°С кристаллизуется в лёд, а при 100°С кипит и превращается в пар. Четвёртым А. с. в-ва часто считают *плазму*.

А. с. в-ва зависит от физ. условий, в к-рых оно находится, гл. обр. от T и p. Определяющей величиной явл. отношение $\varepsilon(T, p)$ ср. потенц. энергии вз-ствия молекул к их ср. кинетич. энергии. Так, для тв. тел $\varepsilon(T, p)\gg 1$, для газов $\varepsilon(T, p)\ll 1$, а для жидкостей $\varepsilon(T, p)\sim 1$. Переход из одного А. с. в другое сопровождается скачкообразным изменением $\varepsilon(T, p)$, связанным со скачкообразным изменением межмол. расстояний и межмол. вз-ствий. В газах межмол. расстояния велики, молекулы почти не взаимодействуют друг с другом и движутся практически свободно, заполняя весь объём. В жидкостях и тв. телах — конденсированных средах — молекулы (атомы) расположены значительно ближе друг к другу и взаимодействуют сильнее. Это приводит к сохранению жидкостями и тв. телами своего объёма. Однако хар-р движения молекул в тв. телах и жидкостях различен, чем и объясняется различие их структуры и св-в. У тв. тел в крист. состоянии атомы совершают лишь колебания вблизи узлов крист. решётки; структура этих тел характеризуется высокой степенью упорядоченности — *дальним и ближним порядком*. Тепловое движение молекул (атомов) жидкости представляет собой сочетание малых колебаний около положений равновесия и частых перескоков из одного положения равновесия в другое. Последние и обусловливают существование в жидкостях лишь ближнего порядка в расположении ч-ц, а также свойственные им подвижность и *текучесть*. В отличие от др. А. с. плазма представляет собой газ заряж. ч-ц (ионов, эл-нов), к-рые электрически взаимодействуют друг с другом на больших расстояниях. Это определяет ряд своеобразных св-в плазмы.

Переходы из более упорядоченного по структуре А. с. в менее упорядоченное могут происходить не только при определённых темп-ре и давлении (см. *Плавление*, *Кипение*), но и непрерывно (см. *Фазовый переход*). Возможность непрерывных переходов указывает на нек-рую условность выделения А. с. в-ва. Это подтверждается существованием аморфных тв. тел, сохраняющих структуру жидкости (см. *Аморфное состояние*), неск. видов крист. состояния у нек-рых в-в (см. *Полиморфизм*), жидких кристаллов, существованием у полимеров особого высокоэластич. состояния, промежуточного между стеклообразным и жидким, и др. В связи с этим в совр. физике вместо понятия А. с. пользуются более широким понятием — *фазы*.

АДАПТА́ЦИЯ глаза (от позднелат. adaptatio — прилаживание, приспособление), приспособление чувствительности глаза к изменяющимся условиям освещения. При переходе от яркого света к темноте чувствительность глаза возрастает, т. н. темновая А., при переходе от темноты к свету чувствительность уменьшается — световая А. При изменении цвета освещения меняется спектральная чувствительность глаза (см. *Цветовая адаптация*).

АДГЕ́ЗИЯ (от лат. adhaesio — прилипание), возникновение связи между поверхностными слоями двух разнородных (твёрдых или жидких) тел (фаз), приведённых в соприкосновение. Является результатом *межмолекулярного взаимодействия*, ионной или металлич. связей. Частный случай А.— *когезия* — вз-ствие соприкасающихся одинаковых тел. Предельный случай А.— хим. вз-ствие на поверхности раздела *(хемосорбция)* с образованием слоя хим. соединения. А. измеряется силой или работой отрыва на ед. площади контакта поверхностей (адгезионного шва) и становится предельно большой при пол-

ном контакте по всей площади соприкосновения тел [напр., при нанесении жидкости (лака, клея) на поверхность тв. тела в условиях полного смачивания; образовании одного тела как новой фазы другого; образовании гальванопокрытий и т. д.].

В процессе А. уменьшается свободная *поверхностная энергия* тела. Уменьшение этой энергии, приходящееся на 1 см² адгезионного шва, наз. свободной энергией А. f_A, к-рая равна работе адгезионного отрыва W_A (с обратным знаком) в условиях обратимого изотермич. процесса и выражается через поверхностные натяжения на границах раздела первое тело — внеш. среда (в к-рой находятся тела) σ_{10}, второе тело — среда σ_{20}, первое тело — второе тело σ_{12}:

$$-f_A = W_A = \sigma_{12} - \sigma_{10} - \sigma_{20}.$$

В случае А. жидкости к тв. телу (при смачивании) работа адгезионного отрыва выражается через поверхностное натяжение жидкости и краевой угол θ:

$$W_A = \sigma_{10}(1 + \cos\theta).$$

При полном смачивании $\theta = 0$ и $W = 2\sigma_{10}$.

Совокупность методов измерения силы отрыва или скалывания при А. наз. а д г е з и о м е т р и е й. А. может сопровождаться взаимной диффузией в-в, что ведёт к размытию адгезионного шва.

АДИАБА́ТА (от греч. adiábatos — непереходимый), линия на термодинамич. *диаграмме состояния*, изображающая равновесный *адиабатический процесс*. А. имеет простейший вид для *идеальных газов*: $pv^\gamma = \text{const}$, где p — давление газа, v — его уд. объём, γ — показатель А., равный отношению уд. теплоёмкостей газа c_p и c_v, определяемых при постоянных давлении и объёме. Для одноат. газов (Ar, Ne и др.) при комнатной темп-ре $\gamma = 1{,}67$, для двухатомных (H_2, N_2, O_2 и др.) $\gamma = 1{,}4$. На рисунке показан ход А. при $\gamma = 1{,}4$. Вблизи абс. нуля темп-ры и при высоких темп-рах (св. 1000°С) хар-р кривой несколько иной, т. к. γ зависит от темп-ры и давления (см. *Теплоёмкость*). А. для данного газа не могут пересекаться, пересечение А. противоречило бы второму началу термодинамики. В равновесных адиабатич. процессах постоянна *энтропия*, поэтому А. наз. также и з о э н т р о п о й.

АДИАБА́ТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕ́СС (адиабатный процесс), процесс, при к-ром физ. система не получает теплоты извне и не отдаёт её. А. п. протекают в системах, окружённых теплоизолирующей (адиабатной) оболочкой, но их можно реализовать и при отсутствии такой оболочки. Для этого процесс должен протекать настолько быстро, чтобы за время его осуществления не произошло теплообмена между системой и окружающей средой. Так, при адиабатич. сжатии газа *ударной волной* газ не успевает отдать выделившуюся теплоту и сильно нагревается. В то же время адиабатич. расширение газа с совершением работы против внеш. сил и сил взаимного притяжения молекул вызывает его охлаждение. Такое охлаждение лежит в основе процесса сжижения газов. А. п. размагничивания парамагн. солей позволяет получить темп-ры, близкие к абс. нулю (см. *Магнитное охлаждение*).

А. п. может протекать обратимо (см. *Обратимый процесс*) и необратимо. В случае обратимого А. п. *энтропия* системы остаётся постоянной, в необратимых — возрастает. Поэтому обратимый А. п. наз. также и з о э н т р о п и й н ы м п р о ц е с с о м.

АДИАБА́ТИЧЕСКОЕ РАЗМАГНИ́ЧИВАНИЕ (адиабатное размагничивание), метод охлаждения, применяемый гл. обр. для получения темп-р ниже 1К. См. *Магнитное охлаждение*.

АДИАБА́ТНАЯ ОБОЛО́ЧКА, оболочка, не допускающая теплообмена между рассматриваемой системой (физ. телом) и внеш. средой. Абсолютной А. о., полностью теплоизолирующей тела́, не существует. Для теплоизоляции применяют обычно в-ва с низкой теплопроводностью (асбест, пеностекло и др.), сосуды Дьюара или пользуются спец. методами (напр., в плазм. установках контакту высокотемпературной плазмы со стенками установки препятствует сильное магн. поле).

АДРО́ННЫЕ СТРУ́И, направленные пучки адронов, образующиеся при соударении ч-ц высокой энергии (напр., при аннигиляции пары $e^+ e^-$ в адроны) в *глубоко неупругих процессах* или при столкновении двух адронов; характеризуются малыми (<500 МэВ/c) перпендикулярными (к оси пучка) составляющими импульсов входящих в струю ч-ц и большими (>1 ГэВ/c) продольными составляющими импульсов. А. с. возникают в процессе превращения в «бесцветные» адроны «цветных» *кварков* и *глюонов* путём рождения из вакуума большого числа виртуальных пар кварк-антикварк. См. *Квантовая хромодинамика*.

А. В. Ефремов.

АДРО́ННЫЙ А́ТОМ, *мезоатом* с отрицательно заряж. адроном (π^--, K^--*мезоны*, *антипротон* и др.).

АДРО́НЫ (от греч. hadrós — большой, сильный), класс элем. ч-ц, участвующих в *сильном взаимодействии*. К А. относятся все *барионы* и *мезоны*, включая *резонансы*.

АДСО́РБЦИЯ (от лат. ad — на, при и sorbeo — поглощаю), процесс, приводящий к аномально высокой концентрации в-ва (а д с о р б а т а) из газообразной или жидкой среды на поверхности её раздела с жидкостью или тв. телом (а д с о р б е н т о м). Частный случай *сорбции*. А. происходит под действием некомпенсированных сил межмол. вз-ствия в поверхностном слое адсорбента, что вызывает притяжение молекул адсорбата из приповерхностной области; А. приводит к уменьшению *поверхностной энергии*.

В зависимости от хар-ра вз-ствия молекул адсорбента и адсорбата различают физ. А. и *хемосорбцию*. Физ. А. не сопровождается хим. изменениями молекул. При такой А. молекулы могут образовывать не только мономол. слой, но и адсорбироваться многослойно, а также мигрировать по поверхности. Процессы хемосорбции сопровождаются образованием связи между молекулами адсорбента и адсорбата.

Адсорбиров. молекулы через некрое время (время А.) покидают поверхность адсорбата — д е с о р б и р у ю т с я. Кол-во молекул, адсорбирующихся (десорбирующихся) в ед. времени на ед. поверхности (с ед. поверхности), наз. скоростью А. (скоростью десорбции). При равенстве скорости А. и десорбции имеет место а д с о р б ц и о н н о е р а в н о в е с и е. С ростом темп-ры время физ. А. и кол-во адсорбиров. молекул уменьшается, в то время как скорость хемосорбции обычно возрастает. Скорость А. повышается с увеличением концентрации и, следовательно, давления адсорбата в объёме.

Зависимость равновесной А. от концентрации (давления) адсорбата при пост. темп-ре наз. изотермами А. Для описания мономолекулярного покрытия поверхности адсорбента в системе газ — тв. тело существует несколько осн. типов изотерм А.; наиб. общая — изотерма Ленгмюра:

$$\theta = \frac{kp}{1 + kp},$$

где p — давление, θ — относит. степень заполнения поверхности адсорбиров. молекулами, k — константа, зависящая от темп-ры и характера вз-ствия между ч-цами адсорбента и адсорбата. Изотерма Ленгмюра может служить для описания как физ. А., так и хемосорбции, однако область её применения ограничена, как правило, низкими степенями заполнения, при к-рых молекулы адсорбата не взаимодействуют между собой. При более высоких значениях θ молекулы адсорбата притягиваются не только молекулами адсорбента, но и друг к другу, поэтому по мере заполнения поверхности условия для А. становятся всё более благоприятными и θ резко возрастает с повышением p, но при степенях заполнения, близких к единице, рост А. резко замедляется. При дальнейшем увеличении давления происходит заполнение 2-го, 3-го и т. д. слоёв молекулами адсорбата (полимолекулярная А.). Если адсорбент имеет пористую структуру и его по-

верхность явл. смачиваемой по отношению к адсорбату, то происходит *капиллярная конденсация*.

Процесс А. сопровождается выделением тепла, наз. теплотой А., к-рая тем больше, чем прочнее связь между молекулами адсорбента и адсорбата. Теплота физ. А. составляет, как правило, 8—25 кДж/моль, теплота хемосорбции превышает 80 кДж/моль. По мере заполнения однородной поверхности теплота А. обычно уменьшается. При переходе к полимол. А. теплота А. понижается до величины, близкой к теплоте конденсации адсорбата.

А. играет важную роль в процессах теплообмена, разделения газовых и жидких смесей, в биохим. системах. Она явл. важнейшей стадией образования гетерогенных систем и гл. фактором в стабилизации дисперсных систем. А. проявляется во всех процессах, где существенны поверхностные св-ва в-в (см. *Поверхностные явления*).

● Адамсон А., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979.

А. Х. Кероглу.

АККОМОДА́ЦИЯ ГЛА́ЗА (от лат. accommodatio — приспособление), приспособление глаза к ясному видению предметов, находящихся на разных расстояниях. При А. г. меняется преломляющая сила хрусталика глаза, в результате чего изображение фокусируется на сетчатке.

АККРЕ́ЦИЯ (от лат. accretio — приращение, увеличение), падение в-ва на косм. тело (напр., *звезду*) из окружающего пр-ва. Особенно значительна роль А. для таких тесных двойных звёзд, где одна звезда (красный гигант) интенсивно отдаёт в-во другой звезде *(белому карлику, нейтронной звезде)* или, возможно, *чёрной дыре*. А. на белые карлики рассматривают как наиболее вероятную причину вспышек новых звёзд. В перетекающем в-ве обычно преобладает водород. В самих же белых карликах водород отсутствует (он превратился в гелий в результате *термоядерных реакций* при образовании белого карлика). Падающий на поверхность звезды водород накапливается и нагревается до темпры, достаточной для начала термояд. горения водорода. Если скорость выделения теплоты реакции превысит скорость теплоотвода, произойдёт тепловой взрыв, наблюдаемый как вспышка новой звезды.

А. на нейтронную звезду или чёрную дыру была предложена в кач-ве механизма, объясняющего природу импульсных источников космического рентг. излучения — рентгеновских барстеров. Молодые нейтронные звёзды — *пульсары* явл. мощными источниками ч-ц с высокими энергиями, поэтому А. на них затруднена. Со временем истечение в-ва из пульсаров ослабевает, и для нейтронных звёзд, возраст к-рых превышает 10^6—10^7 лет, А. может стать значительной и обеспечить наблюдаемую светимость косм. источников рентг. излучения. Для этого необходим относительно небольшой приток массы ($\sim 10^{-9}$ $M_\odot$/год), но даже такой приток возможен лишь в тесной двойной системе. В тесных двойных системах в-во, падающее на компактную звезду, обладает моментом вращения, поэтому оно образует диск, медленно оседающий к центру из-за трения. Трение разогревает в-во до 10^6 К, и оно становится источником теплового рентг. излучения. Такие же диски должны образовываться при А. на чёрные дыры; именно по излучению в-ва диска чёрная дыра может быть обнаружена.

● Происхождение и эволюция галактик и звезд, под ред. С. Б. Пикельнера, М., 1976.

АКСИА́ЛЬНОГО ТО́КА ЧАСТИ́ЧНОЕ СОХРАНЕ́НИЕ в слабом взаимодействии, св-во аксиального слабого *тока* адронов. В отличие от константы слабого векторного вз-ствия (см. *Векторного тока сохранение*), константа аксиального слабого вз-ствия меняется (перенормируется) под действием сильного вз-ствия. Это изменение не слишком велико (напр., в β-распаде нейтрона оно составляет ок. 20%). Перенормировку этой константы в процессах слабого вз-ствия без изменения странности можно связать с эффектами пион-нуклонного вз-ствия, причём изменение константы характеризуется величиной массы пиона. Поскольку масса пиона аномально мала по сравнению с массой др. адронов, реализуется А. т. ч. с. В гипотетическом теор. пределе, когда масса пиона полагается стремящейся к нулю (т. н. мягкопионное приближение), сохранение аксиального тока становится не частичным, а точным. В этом приближении реализуется *киральная симметрия*, и поэтому пион можно рассматривать как *голдстоуновский бозон*. В таком подходе соотношения А. т. ч. с. используют для оценки массы участвующих в слабом взствии (т. н. токовых) *кварков*. Эти соотношения позволяют связать амплитуды процессов с испусканием разл. числа пионов, выразить перенормированную аксиальную константу β-распада через сечения пион-нуклонного вз-ствия и т. д. Обобщение А. т. ч. с. на аксиальные токи с изменением странности требует существ. учёта эффектов нарушения *унитарной симметрии*, связанных с различием масс странного (s) и нестранных (u, d) кварков.

А. т. ч. с. наряду с сохранением слабого векторного тока адронов явл. основой формализма т. н. алгебры токов, позволяющей устанавливать связи между амплитудами разл. процессов.

● Бернстейн Дж., Элементарные частицы и их токи, пер. с англ., М., 1970; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

М. Ю. Хлопов.

АКСИОМАТИ́ЧЕСКАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ, квантовая теория поля (КТП), к-рая строится т. о., чтобы все её результаты выступали как строгие матем. следствия единой системы небольшого числа предположений — аксиом. К числу таких аксиом относятся: а) релятивистская инвариантность, т. е. независимость физ. законов (в соответствии с *относительности принципом*) от выбора системы координат и её равномерного прямолинейного движения; б) причинность (или локальность вз-ствия), к-рая требует, чтобы событие, происшедшее в одной точке пространства-времени (r, t), не могло повлиять на событие в другой точке (r', t'), если до неё не успевает дойти сигнал, движущийся со скоростью света (это означает утверждение об отсутствии в природе сигналов, распространяющихся быстрее скорости света); в) спектральность, к-рая требует, чтобы энергия любого допустимого состояния системы была положительна (энергия вакуума принимается за нулевую).

Одна из причин развития А. т. п.— желание получить непосредств. следствия из системы аксиом, аккумулирующих осн. представления о мире, с тем чтобы подвергнуть их эксперим. проверке. К таким результатам А. т. п. относится *теорема CPT* и строгий матем. вывод связи спина со статистикой (см. *Квантовая теория поля*). Важнейший результат А. т. п.— доказательство *дисперсионных соотношений*, связывающих две измеримые на опыте хар-ки рассеяния ч-ц: полное эфф. сечение рассеяния и веществ. часть амплитуды рассеяния. Эксперим. проверка этой связи показала, что вплоть до расстояний $5 \cdot 10^{-16}$ см сомнений в правильности исходных аксиом не возникает.

С нач. 70-х гг. в А. т. п. развивается т. н. конструктивное направление, в к-ром в дополнение к аксиомам предполагается определ. механизм вз-ствия ч-ц. Цель этого направления — математически корректное осмысливание теории возмущений, являющейся осн. методом расчётов в КТП.

● Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Хагедорн Р., Причинность и дисперсионные соотношения, «УФН», 1967, т. 91, в. 1, с. 151.

В. П. Павлов, С. С. Хоружий.

АКТИВАЦИО́ННЫЙ АНА́ЛИЗ, метод определения состава в-ва, заключающийся в облучении его потоками нейтронов, γ-квантов и заряж. ч-ц (α-частиц, протонов и др.) и измерении наведённой активности: интенсивности и энергетич. спектра вторичного излучения, сопровождающего распад образовавшихся радиоакт. нуклидов, а также периодов полураспада $T_{1/2}$ этих нуклидов. Зная $T_{1/2}$, вид радиоакт. превращения и энергию, по табл. можно однозначно определить порядковый номер Z исходного ядра и его массовое число A. Число распадов в ед. времени про-

порц. числу исходных ядер, что позволяет осуществить количеств. анализ. Наиболее распространены нейтронный А. а. (напр., содержание Au определяется с точностью $\sim 10^{-10}$ %, Pt $\sim 10^{-6}$ %), используются также *фотоядерные реакции* (гамма-активационный анализ, содержание Au определяется с точностью $\sim 10^{-4}$ %) и протонный А. а. (10^{-7}% B в Si, 10^{-5}% Nb в Ta и т. д.).

● Кузнецов Р. А., Активационный анализ, М., 1967; Самасюк В. Н., Гамма-активационный анализ, «Природа», 1977, № 12, с. 90.

АКТИВНАЯ СРЕДА, вещество, в к-ром распределение ч-ц (атомов, молекул, ионов) по энергетич. состояниям не явл. равновесным и хотя бы для одной пары уровней энергии осуществляется *инверсия населённостей*. А. с.— необходимый элемент большинства устройств *квантовой электроники*.

АКТИВНОСТЬ радиоактивного источника, число радиоакт. распадов в ед. времени. Единице А. в системе СИ — беккерелю (Бк) — соответствует 1 распад в 1 с. Внесистемная ед. кюри (Ки) равна $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Бк. А., приходящаяся на ед. массы в-ва источника, наз. удельной А.

АКУСТИКА (от греч. akustikós — слуховой, слушающийся), область физики, исследующая упругие колебания и волны от самых низких частот (условно от 0 Гц) до предельно высоких частот (10^{11}—10^{13} Гц), их вз-ствия с в-вом и разнообразные применения.

А.— одна из самых древних областей знания. Она возникла как учение о звуке, т. е. об упругих волнах, воспринимаемых человеческим ухом. Ещё Пифагор (6 в. до н. э.) обнаружил связь между высотой слышимого тона и длиной струны или трубы. Аристотель (4 в. до н. э.) понимал, что звучащее тело вызывает сжатия и разрежения воздуха, и объяснил эхо отражением звука от препятствий. Леонардо да Винчи (15—16 вв.) исследовал отражение звука, сформулировал принцип независимости распространения звук. волн от разных источников. В кон. 17 — нач. 18 вв. Г. Галилей обнаружил, что звучащее тело испытывает колебания и что высота звука зависит от частоты, а интенсивность — от их амплитуды; скорость звука в воздухе впервые измерил франц. учёный М. Мерсенн.

С кон. 17 до нач. 20 вв. А. развивается как раздел механики. На базе основ механики Ньютона, осн. закона теории упругости Гука и принципа волн. движения Гюйгенса (см. *Волны*) создаётся общая теория механич. колебаний, излучения и распространения звуковых (упругих) волн в среде, разрабатываются методы измерения хар-к звука (звук. давления в среде, импульса, энергии и потока энергии звук. волн, скорости распространения звука). Диапазон звук. волн расширяется и охватывает как область *инфразвука* (до 16 Гц), так и *ультразвука* (св. 20 кГц). Выясняется физ. сущность тембра звука (его «окраски»). Разрабатывается теория колебаний *струн*, *стержней* и *пластинок*, объясняется происхождение *обертонов*. Англ. учёный Т. Юнг и франц. учёный О. Френель создают теорию интерференции и дифракции волн, австр. учёный Х. Доплер устанавливает закон изменения частоты волны при движении источника звука относительно наблюдателя (*Доплера эффект*). Создание методов разложения сложного колебат. процесса на простые составляющие (метод Фурье) заложило основы анализа звука и синтеза сложного звука из гармонич. составляющих. Весь этот этап развития А. подытожен англ. учёным Рэлеем (Дж. Стретт) в его классич. труде «Теория звука» (1877—78).

С 20-х гг. 20 в. начался новый этап развития А., связанный прежде всего с развитием радиотехники, в частности радиовещания. Возникла необходимость преобразования звук. сигналов в электромагнитные и обратно, их усиления и неискажённого воспроизведения. Появляются новые области применения А., связанные с запросами техники; звук. локация самолётов в воздухе, гидролокация и акустич. навигация, определение места, времени и хар-ра взрывов, глушение шумов в авиации, в пром-сти, на транспорте. Все эти проблемы требовали более глубокого изучения механизма образования и поглощения звука, распространения звуковых (в частности, УЗ) волн в сложных условиях. Особый интерес вызвал вопрос о распространении звук. волн большой интенсивности (напр., взрывных волн), что послужило толчком для развития т. н. нелинейной акустики, значит. вклад в развитие к-рой внесли работы А. А. Эйхенвальда и Н. Н. Андреева. Англ. учёный М. Лайтхилл (1952) дал общую теорию аэродинамич. генерации звука, возникающего в движущейся среде за счёт неустойчивости потока газа. Изучение влияния структуры среды на распространение звука создало возможность применения звук. волн для зондирования возд. и вод. среды, что привело к развитию гидроакустики и атмосферной акустики. Проблемы городского строительства привели к развитию архитектурной и строит. акустики.

Примерно с сер. 20 в. чрезвычайно большое значение приобрели исследования УЗ. Ещё в 20-х гг. было положено начало применению УЗ для дефектоскопии материалов и изделий. После обнаружения сильного поглощения и дисперсии звука в многоат. газах, а затем и в жидкостях возникло новое направление в А.— исследование структуры в-ва УЗ методами (молекулярная А.). Значит. роль в его становлении сыграла релаксац. теория Л. И. Мандельштама и М. А. Леонтовича (1937), а также теория рассеяния света на УЗ волнах в жидкостях и тв. телах (см. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Мощный УЗ оказался не только средством исследования, но и орудием воздействия на в-во, что послужило основой развития УЗ технологии. В 60—70-х гг. важное значение приобрели исследования гиперзвука (частоты выше 1 ГГц), а также исследования вз-ствия ультразвук. и гиперзвук. волн с электронами проводимости в металлах и ПП и др. вз-ствий акустич. волн с элем. возбуждениями (квазичастицами) в тв. теле. На базе этих исследований возникли *акустоэлектроника* и *акустооптика*.

В сер. 20 в. начинается быстрое развитие психофизиол. А., вызванное необходимостью разработки методов неискажённой передачи и воспроизведения множества звук. сигналов — речи и музыки по огранич. числу каналов связи. Исследуется слуховое восприятие звука человеком и животными, создаются теории слуха, развивается применение акустич. методов в биологии и медицине.

Совр. А. охватывает широкий круг вопросов и смыкается с рядом областей человеческого знания. В ней можно выделить ряд разделов. Общие закономерности излучения, распространения и приёма упругих колебаний и волн изучает теория звука, где широко используются общие методы *колебаний и волн теории*. Спец. вопросами теории звука занимаются статистич. А., *акустика движущихся сред*, *кристаллоакустика*, *нелинейная акустика*. Физическая акустика изучает особенности распространения акустич. волн в жидких, твёрдых и газообразных в-вах, вз-ствие их с в-вом, и в частности с электронами, фононами и др. квазичастицами. Подразделами физ. А. можно считать *молекулярную акустику*, квант. акустику, тесно связанные с мол. физикой и физикой *твёрдого тела*. Распространение акустич. волн в естеств. средах — атмосфере, вод. среде, земной коре— изучается в *атмосферной акустике*, *геоакустике* и *гидроакустике*; к последней примыкает важная прикладная область — *гидролокация*. На базе *электроакустики*, занимающейся вопросами электроакустич. преобразования, возникла прикладная область — звукотехника, связанная с разработкой аппаратуры для передачи, записи, воспроизведения речи и музыки. С электроакустикой тесно связана и область акустич. измерений. К прикладным областям А. можно отнести *архитектурную акустику* и *строительную акустику*, а также весьма большой раздел, связанный с изучением шумов и вибраций и борьбой с ними. Огромное прикладное значение имеют УЗ и гиперзвук, используемые в УЗ технике, акустоэлектронике и акустооптике. Особый раздел А.—

биологическая А., занимается изучением звукоизлучающих и звукопринимающих органов человека и животных, проблемами речеобразования, передачи и восприятия речи, воздействия акустич. волн на биол. объекты. К её подразделам относятся психологическая и *физиологическая акустика*. Результаты биол. А. используются в электроакустике, архитектурной А., системах передачи речи, теории информации и связи, в музыке, медицине, биофизике и т. п.

● Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., т. 1—2, М., 1955; Скучик Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1976; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, [кн. 1—3], М., 1967—70; Урик Р. Д., Основы гидроакустики, пер. с англ., Л., 1978; Тэйлор Р., Шум, пер. с англ., М., 1978; Эльпинер И. Е., Биофизика ультразвука, М., 1973.

АКУСТИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД, раздел *акустики*, в к-ром изучаются хар-р распространения звук. волн, их излучение и приём в движущейся среде или при движении источника или приёмника звука. Атмосфера, а также вода в морях и океанах, находящаяся в непрерывном движении,— всё это область применения А. д. с.

Под влиянием течений среды звук. лучи искривляются. Так, напр., в приземном слое атмосферы скорость ветра возрастает с высотой (рис.). Поэтому при распространении звука против ветра лучи изгибаются вверх и могут пройти выше стоящего на земле наблюдателя, а при распространении по ветру звук. лучи изгибаются вниз; этим объясняется лучшая слышимость с подветренной стороны. Определение звук. поля в движущейся

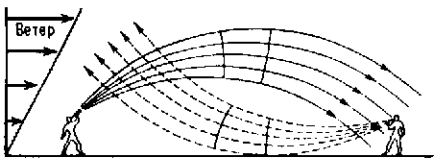


Схема распространения звука при возрастании ветра с высотой.

среде в А. д. с. основывается на *Галилея принципе относительности*, согласно к-рому движение среды относительно источника звука равносильно движению (с той же скоростью) источника относительно среды. На основе этого принципа решаются мн. задачи, напр. отражение звука на границе ветра, излучение звука вибрирующей плоскостью, обтекаемой потоком.

В атмосфере и океане имеют место также беспорядочные турбулентные течения, вызывающие рассеяние звук. волн и флуктуации их амплитуд и фаз. Задача о рассеянии звука решается с учётом неоднородности турбулентного потока, а также вязкости и теплопроводности среды.

Развитие техники сверхзвук. скоростей выдвигает на первый план исследования звук. поля быстродвижущихся источников и приёмников звука, скорость к-рых близка к скорости звука в среде или превосходит её.

● Блохинцев Д. И., Акустика неоднородной движущейся среды, 2 изд., М., 1981; Чернов Л. А., Акустика движущейся среды. Обзор, «Акуст. ж.», 1958, т. 4, в. 4, с. 299.

Л. А. Чернов.

АКУСТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕ́НИЯ (акустический, или звуковой, ветер), регулярные течения среды в звук. поле большой интенсивности. Могут возникать как в свободном неоднородном звук. поле, так и (особенно) вблизи разл. рода препятствий, помещённых в звук. поле. А. т. всегда имеют вихревой хар-р и обычно возникают в результате того, что кол-во движения, связанное с колебаниями ч-ц среды в волне и переносимое ею, при поглощении волны передаётся среде, вызывая регулярное движение последней. Поэтому скорость А. т. пропорц. коэфф. *поглощения звука* и его интенсивности, но обычно не превосходит величины колебат. скорости ч-ц в звук. волне. После включения источника звука А. т. устанавливается не

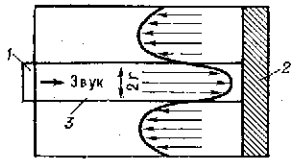


Схема течения, вызванного ограниченным пучком звука: *1* — излучатель; *2* — поглотитель звука; *3* — звук. пучок.

сразу, а «разгоняется» постепенно до тех пор, пока торможение за счёт вязкости среды не скомпенсирует увеличение его скорости под действием звука.

В зависимости от соотношения характерного масштаба течения l и длины звук. волны $\lambda=2\pi/k$ (k — волн. число) различают 3 типа А. т.: течение в свободном неоднородном звук. поле, где масштаб течения определяется размером неоднородности, напр. радиусом звук. пучка (рис.), при этом $kl\gg1$; течение в стоячих волнах, где масштаб течения определяется длиной стоячей волны ($kl\sim1$); течения в пограничном слое вблизи препятствий, помещённых в акустич. поле; в этом случае масштаб течения определяется толщиной акустического пограничного слоя $\delta=\sqrt{\nu/\omega}$ (ν — коэфф. кинетич. вязкости, ω — круговая частота звука), а $kl\ll1$. При измерении звук. полей с помощью *радиометра* и Рэлея диска А. т. явл. помехой. А. т. имеют полезные применения в технике и технологии; напр., возникновение А. т. у поверхности препятствий, помещённых в звук. поле, может увеличить процессы массо- и теплопередачи через их поверхность. А. т.— один из существенных факторов, обусловливающих УЗ очистку разл. деталей.

● Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Мощные ультразвуковые поля, под ред. Л. Д. Розенберга, М., 1968; Ивановский А. П., Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком, М., 1959.

К. Л. Паугольных.

АКУСТИЧЕСКИЙ ВЕ́ТЕР, то же, что *акустические течения*.

АКУСТИЧЕСКИЙ ПАРАМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС электронный (АПР), избирательное поглощение энергии упругих волн (фононов) определ. частоты в парамагн. кристаллах, помещённых в пост. магн. поле. АПР тесно связан с обычным электронным парамагнитным резонансом (ЭПР). Передача акустич. энергии парамагн. ч-цам при АПР происходит посредством *спин-фононного взаимодействия*, к-рое осуществляется путём модуляции акустич. колебаниями *внутрикристаллических полей* (электрич. или магнитных). Возбуждение в парамагн. кристалле, помещённом во внешнее магн. поле акустич. колебаний с частотой ν, удовлетворяющей условию $\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1=h\nu$, вызывает квант. переходы эл-нов между магн. подуровнями $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_1$. Переход $\mathcal{E}_1\to\mathcal{E}_2$ ($\mathcal{E}_1<\mathcal{E}_2$) сопровождается поглощением фононов с энергией $h\nu$, переход $\mathcal{E}_2\to\mathcal{E}_1$ — излучением фононов с энергией $h\nu$.

При АПР могут наблюдаться переходы, удовлетворяющие правилу отбора, при к-ром магн. *квантовое число* $m=\pm1$, ±2, в то время как в обычном ЭПР разрешены переходы только с $m=\pm1$. АПР наблюдается в области гиперзвук. частот 10^9—10^{11} Гц (см. *Гиперзвук*). В реальных кристаллах излучение или поглощение фононов происходит в конечной полосе частот, поэтому наблюдается резонансная линия с характерной для неё шириной и формой, к-рая зависит как от природы парамагн. иона, так и от хар-ра внутрикрист. полей и может существенно отличаться от ширины и формы линии ЭПР.

Экспериментально АПР можно наблюдать методом акустич. насыщения линий ЭПР и методом дополнит. затухания звука. В первом случае возбуждение в исследуемом кристалле акустич. колебаний с той же частотой, на к-рой наблюдается ЭПР, приводит к уменьшению сигнала ЭПР, т. е. к насыщению резонансной линии; во втором — меняют напряжённость магн. поля, и при его значении, соответствующем резонансному, измеряют дополнит. поглощение звука.

Тепловое движение атомов, дефекты крист. структуры и ряд др. факторов по-разному влияют на форму линий АПР и ЭПР, поэтому из спектров АПР можно получить дополнит. информацию о симметрии локального внутрикрист. поля парамагн. кри-

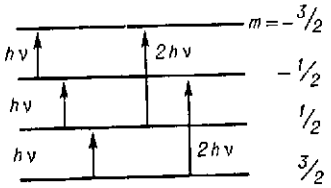
стала, оценить влияние нарушения симметрии крист. поля в результате наличия дислокаций и случайных деформаций решётки, непосредственно измерить параметры спин-фононного вз-ствия. АПР используется также для исследования металлов и ПП, в к-рых применение метода ЭПР затруднено из-за *скин-эффекта*.

● Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 2.

В. Г. Бадалян.

АКУСТИ́ЧЕСКИЙ ЯДЕ́РНЫЙ МАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС (АЯМР), избирательное поглощение энергии акустич. колебаний (фононов), обусловленное переориентацией магн. моментов ат. ядер в тв. теле, помещённом в постоянное магн. поле. Для большинства ядер резонансное поглощение наблюдается в области УЗ частот от 1 до 100 МГц. АЯМР аналогичен *ядерному магнитному резонансу* (ЯМР).

Природа резонансного поглощения фононов связана с передачей энергии упругой волны системе яд. *спинов* вследствие модуляции акустич. колебаниями разл. внутр. вз-ствий (см. *Спин-фононное взаимодействие*). Акустические колебания с частотой ν, распространяясь в в-ве, могут вызвать квант. переход ядра между магн. подуровнями, характеризуемыми разными направлениями спина, если энергия фонона равна разности между уровнями энергий. Переход с нижнего уровня $\mathcal{E}_1$ на верхний $\mathcal{E}_2$ сопровождается поглощением фонона,



Уровни энергии для ядра со спином $I=3/2$ в постоянном магн. поле. Стрелками изображены возможные переходы для АЯМР с $m=\pm1$ и с $m=\pm2$.

а переход с верхнего уровня на нижний — его излучением. Поскольку при термодинамич. равновесии число ядер N_2 на уровне с энергией $\mathcal{E}_2$ меньше, чем число спинов N_1 на уровне $\mathcal{E}_1$, при акустич. колебаниях число актов поглощения превышает число актов излучения, и в результате происходит резонансное поглощение фононов — АЯМР и наблюдается резонансная линия с характерной для неё шириной и формой. При АЯМР разрешены переходы с магнитными *квантовыми числами* $m=\pm1$, ±2 (рис.), в то время как в обычном ЯМР разрешены переходы только с $m=\pm1$.

Экспериментально АЯМР наблюдается, как и *акустический парамагнитный резонанс*, в виде добавочного поглощения УЗ (метод прямого акустич. резонанса) или регистрацией насыщения линий ЯМР (метод акустич. насыщения ЯМР).

Применение АЯМР позволяет расширить возможности ЯМР и получить дополнит. информацию о структуре тв. тел. АЯМР широко используется при исследованиях металлов и низкоомных ПП (напр., InSb), когда применение методов ЯМР затруднительно вследствие *скин-эффекта*, не позволяющего эл.-магн. полю проникнуть внутрь образца. АЯМР — метод исследования яд. спин-фононного вз-ствия; он позволяет изучать при компатных температурах однофононные процессы, к-рые в ЯМР проявляются только при очень низких темп-рах, получать информацию о дислокациях и др. дефектах кристалла, о величине и природе внутренних магн. полей, а также о процессах тепловой релаксации в магн. материалах, в частности о роли вз-ствия фононов со *спиновыми волнами* (см. *Магнитоупругие волны*). АЯМР можно использовать для регистрации нелинейных фонон-фононных вз-ствий в тв. телах (см. *Нелинейное взаимодействие акустических волн*).

● Кессель А. Р., Ядерный акустический резонанс, М.,1969; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 3; Магнитная квантовая акустика, М., 1977.

В. Г. Бадалян.

АКУСТИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, см. *Импеданс акустический*.

АКУСТООПТИКА, изучает вз-ствие эл.-магн. волн со звуковыми в тв. телах и жидкостях. На основе этих явлений в технике создаются разл. приборы. Вз-ствие света со звуком широко используется в оптике, электронике, лазерной технике для управления когерентным световым излучением. Акустооптич. устройства (дефлекторы, сканеры, модуляторы, фильтры и др.) позволяют управлять амплитудой, поляризацией, спектр. составом светового сигнала и направлением распространения светового луча. Акустооптич. приборы отличаются универсальностью, быстродействием, простотой конструкции, кроме того, позволяют вести обработку информации в реальном масштабе времени.

Работа подавляющего большинства акустооптич. устройств основана на явлении *дифракции света на ультразвуке*. Поскольку угол отклонения дифрагиров. света определяется длиной звук. волны, им можно управлять, изменяя частоту вводимого звука. Этот принцип управления направлением светового луча в пр-ве положен в основу работы акустооптич. дефлекторов и сканеров, предназначенных для отклонения луча в заданном направлении и для непрерывной развёртки луча. Распределение энергии между основным лучом и дифрагированным регулируется изменением интенсивности звука. Этот эффект используется в акустических модуляторах, управляющих интенсивностью световых пучков. На периодич. структуре, создаваемой монохроматич. звук. волной, эффективно дифрагирует свет лишь определ. длины волны. Это позволяет выделить из спектра падающего оптич. излучения узкий спектр. интервал. С изменением частоты звука меняется в широких пределах и длина волны дифрагиров. света. На этом явлении основывается работа быстродействующих перестраиваемых акустооптич. фильтров светового излучения.

● Ультразвук, М., 1979 (Маленькая энциклопедия); Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н., Дифракция света на звуке в твердых телах, «УФН», 1978, т. 124, в. 1, с. 61; Ребрин Ю. К., Управление оптическим лучом в пространстве, М., 1977.

В. М. Левин.

АКУСТООПТИ́ЧЕСКАЯ ДИФРА́КЦИЯ, то же, что *дифракция света на ультразвуке*.

АКУСТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, возникновение пост. тока или эдс в проводящей среде *(металл, полупроводник)* под действием бегущей УЗ волны. А. э.— одно из проявлений *акустоэлектронного взаимодействия*. Появление тока связано с передачей импульса (и соотв. энергии) от УЗ волны эл-нам проводимости. Это приводит к направленному движению носителей — электрич. току в направлении распространения звука. А. э. явл. нелинейным эффектом и аналогичен нек-рым другим нелинейным *увлечения эффектам*, напр. *акустическим теченият*. Локальные электрич. поля, возникающие в проводящей среде под действием УЗ волны, захватывают носители заряда, что приводит к «увлечению» их волной — возникновению акустоэлектрич. тока.

При вз-ствии акустич. волн с эл-нами проводимости каждый *фонон*, взаимодействующий с эл-ном, передаёт ему импульс $\hbar\omega/c$ (ω и c — частота и скорость звука соответственно). При этом эл-н получает дополнит. скорость $\Delta v=\hbar\omega/cm$ в направлении распространения звука (m — масса эл-на) и возникает электрич. ток, плотность к-рого

$$J_{ac}=en_e\,\Delta v=\frac{en_e\hbar\omega}{mc}, \qquad (1)$$

где e — заряд эл-на, n_e — число эл-нов проводимости в ед. объёма. Если учесть, что $\mu=\tau e/m$ — подвижность эл-нов (см. *Подвижность носителей тока*), τ — время между столкновениями, а $I=\hbar\omega n_\Phi c$ — интенсивность УЗ волны (n_Φ — число фононов в ед. объёма) и положить, что $\alpha_e=\frac{n_e}{n_\Phi}\frac{1}{c\tau}$ — коэфф. электронного поглощения в проводящей среде, то из (1) получается универсальное соотношение для акустоэлектрич. тока (соотношение Вайнрайха):

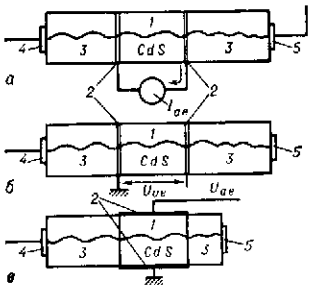
$$J_{ac}=\alpha_e\mu I/c. \qquad (2)$$

В замкнутой цепи, состоящей из кристалла CdS с металлич. электродами, перпендикулярными направле-

нию распространения звука, и измерит. прибора, будет протекать акустоэлектрич. ток (рис., *а*). Если же цепь разомкнута, то между электродами возникает акустоэлектрич. разность потенциалов (акустоэдс), напряжённость поля к-рой

$$E_{ae} = J_{ae}/\sigma = \alpha_e \mu I/\sigma c, \qquad (3)$$

где σ — электропроводность среды. В кристаллах обычных ПП Ge, Si и в металлах А. э. незначителен. В *пьезополупроводниках* (напр., CdS, CdSe) сильное акустоэлектрическое вз-ствие приводит к тому, что величина



Схемы измерений: *а* — акустоэлектрич. тока; *б* — акустоэлектрич. эдс; *в* — поперечного акустоэлектрич. эффекта; *1* — кристалл *CdS*; *2* — металлич. электроды; *3* — звукопроводы; *4* — излучающие преобразователи; *5* — приёмные преобразователи.

E_{ae} на 5—6 порядков в них больше, чем при тех же условиях в Ge, и достигает неск. В/см при интенсивности звука 1 Вт/см^2.

Наряду с продольным А. э. можно наблюдать и поперечный А. э., т. е. возникновение разности потенциалов на электродах кристалла, расположенных параллельно направлению распространения звука. А. э. имеет место и для упругих поверхностных волн. Если к кристаллу, в к-ром распространяется УЗ волна, приложено внешнее постоянное электрич. поле, создающее дрейф носителей заряда в направлении распространения УЗ, то А. э. существенно зависит от соотношения скорости дрейфа $v_д$ и скорости звука c. Так, при $v_д < c$ хар-р и знак А. э. тот же, что и при отсутствии дрейфа. При $v_д > c$ А. э. меняет знак. Смена знака происходит точно при $v_д = c$. При $v_д > c$ в пьезополупроводнике происходит усиление УЗ, а А. э. резко уменьшается.

А. э. применяется для измерения интенсивности УЗ в тв. телах, частотных хар-к УЗ преобразователей, структуры звук. поля, а также для исследования электрич. св-в ПП: измерения подвижности носителей, величины акустоэлектронного вз-ствия, отбора кристаллов, предназначенных для усиления УЗ.

● Некоторые вопросы взаимодействия ультразвуковых волн с электронами проводимости в кристаллах, М., 1965; Беляев Л. М. [и др.], Взаимодействие ультразвуковых волн с электронами проводимости в сернистом кадмии, «Кристаллография», 1965, т. 10, в. 2, с. 252; Морозов А. И., Исследование акустоэлектрического эффекта в кристаллах сульфида кадмия, «ФТТ», 1965, т. 7, № 10, с. 3070; Гуляев Ю. В. [и др.], К теории электронного поглощения и усиления поверхностных звуковых волн в пьезокристаллах, там же, 1970, т. 12, № 9, с. 2595; Кмита А. М., Медведь А. В., Поперечный акустоэлектрический эффект в слоистой структуре $LiNbO_3$ — Si, «Письма ЖЭТФ», 1971, т. 14, в. 8, с. 455.

В. Е. Лямов.

АКУСТОЭЛЕКТРО́НИКА, занимается разработкой УЗ устройств для преобразования и аналоговой матем. обработки радиосигналов. Возможность и целесообразность такого использования упругих волн обусловлены их малой скоростью по сравнению со скоростью света и разл. видами взствия ультразвук. и гиперзвук. волн в кристаллах *(акустоэлектронным взаимодействием, нелинейными взаимодействиями акустических волн* в тв. телах и др.), а также их малым поглощением. Акустоэлектронные устройства позволяют производить разл. преобразования сигналов: во времени (задержку сигналов, изменение их длительности), частотные и фазовые (сдвиг фаз, преобразование частоты и спектра), изменение амплитуды (усиление, модуляция), а также более сложные преобразования (интегрирование, кодирование и декодирование, свёртку и корреляцию сигналов и т. д.). Выполнение таких операций часто необходимо в радиолокации, технике дальней связи, системах автоматич. управления, вычислит. устройствах и др. Акустоэлектронные методы в нек-рых случаях позволяют осуществлять эти преобразования более простым способом, а в нек-рых случаях явл. единственно возможными.

В устройствах А. используются УЗ волны ВЧ диапазона и гиперзвук. волны (от 10 МГц до 1,5 ГГц) как объёмные (продольные и сдвиговые), так и *поверхностные акустические волны*. По физ. принципам можно выделить пассивные линейные устройства, в к-рых производится линейное преобразование сигнала (линии задержки, фильтры и др.), активные линейные устройства (усилителя сигналов) и нелинейные (устройства для генерации, модуляции, перемножения и др. преобразований сигналов).

● Ультразвук, М., 1979 (Маленькая энциклопедия); Кантор В. М., Монолитные пьезоэлектрические фильтры, М., 1977; Каринский С. С., Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах, М., 1975.

В. Е. Лямов.

АКУСТОЭЛЕКТРО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ (АЭВ), вз-ствие УЗ волн (с частотой $\sim 10^7$—10^{13} Гц) с эл-нами проводимости в металлах и ПП; обусловлено изменением *внутрикристаллического поля*, при деформации решётки кристалла под действием распространяющейся УЗ волны. АЭВ явл. частным случаем *электрон-фононного взаимодействия*. При АЭВ происходит обмен энергией и импульсом между УЗ волной и эл-нами проводимости: передача энергии УЗ волны эл-нам проводимости приводит к дополнит. электронному поглощению звука, а передача импульса — к *акустоэлектрическому эффекту*. Кроме того, перераспределение энергии в результате АЭВ выражается в изменении теплоёмкости, теплопроводности и электросопротивления кристаллов. АЭВ приводит также к дисперсии УЗ, генерации акустич. гармоник, усилению УЗ и др.

В зависимости от типа кристалла различают неск. механизмов АЭВ. Ионное взаимодействие — в ионных кристаллах акустич. волна смещает ионы из положения равновесия, в результате чего возникает ионный ток, вызывающий электрич. поле, действующее на эл-ны проводимости. Такое вз-ствие наблюдается в металлах. Потенциал-деформационное взаимодействие, обусловленное изменением зонной структуры (ширины запрещённой зоны) под действием УЗ волны, в результате чего появляются области пониж. и повыш. плотности зарядов, между к-рыми возникает электрич. поле, действующее на эл-н проводимости. Такое вз-ствие наблюдается в ряде *полупроводников* (Ge, Si и др.) и *полуметаллов* (Bi, Sb, As). Пьезоэлектрическое взаимодействие, возникающее в *пьезополупроводниках* (CdS, CdSe, ZnS, ZnO, InSb, GaAs и др.) и обусловленное тем, что их деформация сопровождается появлением электрич. поля и, наоборот, электрич. поле вызывает деформацию кристалла. Имеют место и др. механизмы АЭВ.

Электрич. поля, возникающие в кристалле, вызывают электронные токи, к-рые в свою очередь приводят к появлению новых эл.-магн. полей, уменьшающих силу воздействия акустич. волны на эл-ны проводимости, т. е. эти токи экранируют АЭВ. Поэтому результирующая сила, действующая на эл-н, зависит от электропроводности σ кристалла и частоты УЗ. Экранирование — релаксац. процесс, поэтому эффекты, с ним связанные, характеризуются отношением частоты УЗ к релаксац. частоте $\omega_c = \sigma/\varepsilon$ (ε — диэлектрич. проницаемость). При рассмотрении АЭВ следует также учитывать дебаевское экранирование, обусловленное поляризацией среды, т. е. разделением зарядов, уменьшающих результирующее электрич. поле, к-рое характеризуется отношением длины волны УЗ λ к *дебаевскому радиусу экранирования* $r_д$.

В зависимости от соотношения частоты УЗ и частоты столкновений ν эл-нов и от соотношения длины волны УЗ и длины свободного пробега эл-нов l_e выделяют три характерные области частот для АЭВ: 1) ДВ область ($\omega/\nu < 1$, $l_e/\lambda < 1$), где УЗ волна модулирует распределение эл-нов; здесь процессы описываются ур-ниями гидродинамики, поэтому эта область

часто наз. гидродинамической; 2) квант. область частот ($\omega/\nu>1$, $l_e/\lambda>1$), в к-рой АЭВ можно рассматривать как вз-ствие эл-нов и фононов; 3) промежуточная область частот ($\omega/\nu>1$; $l_e/\lambda<1$).

Передача энергии УЗ волны эл-нам проводимости приводит к т. н. электронному поглощению УЗ и разогреву электронного газа. Величина электронного поглощения зависит от механизма АЭВ, частоты УЗ, концентрации эл-нов и темп-ры кристалла. В металлах и ПП электронное поглощение изучается при низких темп-рах. Наиболее заметен этот эффект в *пьезоэлектриках*, где электронное поглощение достигает неск. десятков дБ/см при комнатных темп-рах на частотах 10—100 МГц.

При комнатных темп-рах в металлах и обычных ПП поглощение УЗ, вызванное АЭВ, незначительно по сравнению с другими видами поглощения, напр. с решёточным (фононным). Однако при темп-рах жидкого гелия вклад электронного поглощения заметно возрастает. При переходе металла в сверхпроводящее состояние электронное поглощение резко уменьшается, т. к. уменьшается вз-ствие эл-нов проводимости с крист. решёткой. Магн. поле искривляет траектории эл-нов в металлах, что сказывается на хар-ре АЭВ и приводит к ряду особенностей электронного поглощения УЗ (магнитоакустич. резонанс, квант. осцилляции и т. п.).

В гидродинамич. области частот в пьезополупроводниках при $\omega_c=\omega$ наблюдается максимум электронного поглощения и сильная дисперсия УЗ, а фазовые скорости меняются от значения c_0 в проводящем кристалле до $c_0(1+K^2/2)$ в диэлектрике (K — коэфф. электромеханич. связи, c_0 — скорость УЗ в отсутствии вз-ствия).

При распространении УЗ волны в пьезополупроводнике происходит передача импульса УЗ волны эл-нам проводимости, что приводит к появлению т. н. акустоэлектрич. тока (*Акустоэлектрический эффект*). Если к этому кристаллу приложено, кроме того, внешнее постоянное электрич. поле E, создающее дрейф эл-нов в направлении распространения УЗ, то АЭВ существенно зависит от соотношения скорости дрейфа $v_д$ и скорости звука c. При скорости дрейфа носителей заряда $v_д<c$ (где $v_д=\mu E_0$, μ — подвижность носителей, E_0 — напряжённость поля дрейфа) УЗ волна поглощается электронным газом; при $v_д>c$ эл-ны отдают свою кинетич. энергию УЗ волне, и её амплитуда возрастает — происходит усиление УЗ. Коэфф. усиления УЗ достигает неск. десятков дБ. Однако практич. применение этого эффекта ограничивается тепловым режимом (перегрев кристалла в непрерывном режиме) и шумами усилителя УЗ. Использование для усиления УЗ *поверхностных акустических волн* (ПАВ) позволяет осуществить непрерывный режим усиления, предотвратить самовозбуждение и уменьшить шумы усилителя.

АЭВ приводит к ряду нелинейных акустич. эффектов, к-рые особенно заметны в пьезополупроводниках: к генерации акустич. гармоник и встречному вз-ствию УЗ волн, к-рое позволяет осуществлять свёртку, корреляцию и обращение во времени УЗ импульсов, что находит применение в устройствах *акустоэлектроники*. АЭВ объясняет эффект акустоэлектрического (фононного) «эха» и акустич. «памяти». Неоднородное электрич. поле с частотой $\omega=0$, возникающее при встречном вз-ствии УЗ волн, приводит к перераспределению зарядов на примесных центрах, что позволяет записать и запомнить УЗ сигнал. Электрич. или УЗ импульс, приложенный к кристаллу, через нек-рое время считывает записанную информацию. Подобные эффекты для ПАВ наблюдаются в слоистых структурах пьезоэлектрик — ПП и находят применение в акустоэлектронике.

● Пустовойт В. И., Взаимодействие электронных потоков с упругими волнами решетки, «УФН», 1969, т. 97, в. 2, с. 257; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Гуревич В.Л., Теория акустических свойств пьезоэлектрических полупроводников, «ФТП», 1968, т. 2, № 11, с. 1557; Гуляев Ю. В., К нелинейной теории усиления ультразвука в полупроводниках, «ФТТ», 1970, т. 12, в. 2, с. 415.

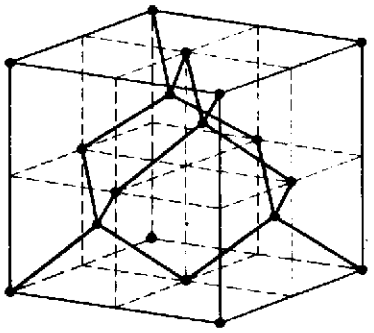
В. Е. Лямов.

АКЦЕ́ПТОР (от лат. acceptor — принимающий), примесный атом в *полупроводнике*, к-рый может захватить эл-н из валентной зоны, что эквивалентно появлению в ней *дырки*. Напр., для Ge и Si типичные А.— B, Al, Ga. А. может быть также точечный *дефект* крист. решётки.

АЛГЕБРА ТОКОВ в квантовой теории поля, соотношения, связывающие коммутатор двух *токов* с самими токами. А. т. выступает как проявление *киральной симметрии* и используется для нахождения связей между амплитудами разл. процессов в области низких энергий.

АЛМА́З (тюрк. алмас, от греч. adámas — несокрушимый), природный и синтетич. кристалл углерода. В природе встречается в виде отд. монокристаллов или скоплений крист. зёрен и агрегатов. Различают наиб. чистые и совершенные ювелирные А. и техн. А. *Точечная группа симметрии* $m3m$, плотн. 3,07—3,56 г/см^3. При $T>1000$°C происходит превращение А. в *графит*. Атомы С в структуре А. связаны прочной ковалентной связью с четырьмя соседними атомами, расположенными в вершинах тетраэдра (рис.). Этим, а также малыми межат. расстояниями (0,154 нм) объясняются св-ва А., в частности его уникальная твёрдость (10 по шкале Мооса) и хим. стойкость (А. растворяется в расплавах калиевой и натриевой селитры и Na_2CO_3 при $T=500$°C, на воздухе сгорает при $T=850$—1000°C, в кислороде — при $T=720$—800°C). А. имеет большую теплопроводность (в 5 раз бо́льшую, чем у Cu); при комнатной темп-ре диамагнитен, *магнитная восприимчивость* $\mu=-0{,}49\cdot10^{-6}$ ед. СГС при 18°C.

Цвет и прозрачность А. различны. Большинство кристаллов избирательно



поглощают эл.-магн. излучение в ИК области ($\lambda=8$—10 мкм) и УФ области ($\lambda=0{,}3$ мкм). Они наз. А. 1-го типа. А. 2-го типа прозрачны при $\lambda=0{,}22$—1000 мкм. Различие спектроскопич. св-в обусловлено, по-видимому, содержанием примесей (гл. обр. N) и тонкими различиями крист. строения. Показатель преломления $n=2{,}417$ для $\lambda=0{,}589$ мкм, *диэлектрическая проницаемость* $\varepsilon=5{,}7$. Нек-рые кристаллы обладают *двойным лучепреломлением*.

Уд. электрич. сопротивление А. 1-го типа $\rho\sim10^{12}$—10^{14} Ом·м (*диэлектрик*). Нек-рые А. 2-го типа имеют $\rho=0{,}5\cdot10$ Ом·м. Они явл. примесными ПП p-типа (встречаются кристаллы А. с $\rho\sim10^{-2}$ Ом·м). А.— ПП, обладают большой шириной запрещённой зоны и уникальной теплопроводностью. У нек-рых неполупроводниковых кристаллов 2-го типа электропроводность резко возрастает при облучении их заряж. ч-цами и γ-квантами.

Синтетич. А. получают из графита и углеродсодержащих в-в. Получен в сер. 1950-х гг. (США, Швеция, ЮАР), в СССР — в 1960 в ин-те Физики высоких давлений АН СССР. Давление *равновесия термодинамического* $p_р$ между А. и графитом при 0 К равно 10^8 Па и возрастает с ростом темп-ры T. При $p<p_р$ стабилен графит, при $p>p_р$—А. Однако превращение А. в графит при $p_р<p$ происходит с заметной скоростью только при достаточно высокой темп-ре. Поэтому при атм. давлении и темп-ре до 1000°C А. «живёт» неограниченно долго (метастабильное состояние). Минимальные параметры превращения графита в А.: темп-ра $t\sim1100$°C и давление $p\sim4$ГПа (см. *Давление высокое*). Для облегчения синтеза используются различные агенты (Fe, Ni и их сплавы), способствующие разрушению или

деформации кристаллической решётки графита или снижающие энергию, необходимую для её перестройки. После создания необходимого давления смесь нагревают до темп-ры синтеза, а затем охлаждают до комнатной темп-ры и снимают давление. В эксперим. физике А. применяется для резки и полировки кристаллов, измерения изменений темп-ры, как детекторы яд. излучений (*кристаллический счётчик*) и др.

● Калашников Я. А., Проблема синтеза алмазов, «Природа», 1980, № 5, с. 34.

АЛЬБЕ́ДО (от позднелат. albedo — белизна), величина, характеризующая способность поверхности к.-л. тела отражать (рассеивать) падающее на неё излучение. Различают истинное, или ламбертово, А., совпадающее с коэфф. диффузного (рассеянного) отражения, и видимое А. Истинное А.— отношение потока, рассеиваемого плоским элементом поверхности во всех направлениях, к потоку, падающему на этот элемент. Видимое А.— отношение яркости плоского элемента поверхности, освещённого параллельным пучком лучей, к яркости абсолютно белой поверхности, расположенной нормально к лучам и имеющей истинное А., равное единице. Истинное А. измеряется альбедометром. Наряду с интегральным А. для всего потока излучения различают также А. монохроматическое и А. в разл. областях спектра (ИК, видимое, УФ). Понятие «А.» широко используют при выполнении светотехн. расчётов; в астрономии при исследовании несамосветящихся небесных тел, в нейтронной оптике при рассмотрении взаимодействия пучков медленных нейтронов с веществом.

● Гуревич М. М., Введение в фотометрию, Л., 1968. *Л. Н. Капорский.*

А́ЛЬФА-РАСПА́Д, распад ат. ядер, сопровождающийся испусканием α-частицы. При А.-р. заряд ядра Z (в ед. элементарного заряда) уменьшается на 2 ед., а массовое число A — на 4 ед., напр.:

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra}\rightarrow{}^{222}_{86}\mathrm{Rn}+{}^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

Энергия, выделяющаяся при А.-р., делится между α-частицей и ядром обратно пропорц. их массам. Если конечное ядро образуется в возбуждённом состоянии, то энергия α-частицы уменьшается на энергию этого возбуждения и, напротив, возрастает, если распадается возбуждённое ядро (т. н. длиннопробежные α-частицы, рис.). Тонкая структура спектров α-частиц позволяет определить энергию возбуждённых состояний ядер. Период полураспада $T_{1/2}$ α-радиоакт. ядер экспоненциально зависит от энергии вылетающих α-частиц.

Теория А.-р., основанная на квантовомеханич. описании проникновения ч-цы через потенц. барьер (см. *Туннельный эффект*), была развита в 1928 амер. физиком Г. Гамовым и независимо от него Г. Герни и Э. Кондоном в Англии. При вылете из ядра α-частица должна преодолеть *потенциальный барьер*. Вероятность А.-р. пропорц. проницаемости барьера, к-рая тем больше, чем больше кинетич. энергия α-частицы в ядре. Вероятность А.-р. зависит от размеров ядра, что используется для определения размеров тяжёлых ядер, а

Фотография следов α-частиц в камере Вильсона от распада ^{212}Po. Справа длиннопробежная α-частица.

также от вероятности образования α-частицы в ядре.

Известно более 200 α-радиоакт. ядер, расположенных в периодич. системе элементов в осн. за Pb. Имеется также ок. 20 α-радиоакт. нуклидов редкозем. элементов. Времена жизни α-радиоакт. ядер колеблются от 3×10^{-27} с (для ^{212}Po) до $(2-5)\cdot10^{15}$ лет (для ^{142}Ce, ^{144}Nd, ^{174}Hf). Энергия α-частиц, испускаемых тяжёлыми радиоакт. ядрами, составляет 4—9 МэВ (за исключением длиннопробежных α-частиц, вылетающих при А.-р. из возбуждённого состояния), ядрами редкозем. элементов — 2—4,5 МэВ.

● См. при ст. *Радиоактивность*.

А́ЛЬФА-СПЕКТРО́МЕТР, прибор для измерения энергетич. распределения α-частиц, испускаемых радиоакт. ядрами. Широко применялся на ранних этапах развития яд. физики и исследования *радиоактивности*. В магн. А.-с. энергия определяется по отклонению α-частиц в магн. поле. В *ионизационных камерах* энергия α-частицы сравнивается с известной энергией др. α-частиц, напр. α-частицы, испускаемой ^{210}Po с энергией ~5,3 МэВ.

А́ЛЬФА-ЧА́СТИЦА (α-частица), ядро $^{4}_{2}$He, содержащее 2 протона и 2 нейтрона. Масса А.-ч. $m_\alpha=4{,}00273$ а. е. м. $=-6{,}644\cdot10^{-24}$ г, *спин* и магн. момент равны 0. Энергия связи 28,11 МэВ (7,03 МэВ на 1 нуклон). Проходя через в-во, А.-ч. тормозятся за счёт ионизации и возбуждения атомов и молекул, а также диссоциации молекул. Длина пробега А.-ч. в воздухе $l=av^3$, где v — нач. скорость, а $a=9{,}7\cdot10^{-28}$ с^{3}см$^{-2}$ (для $l\sim3$—7 см). Для плотных в-в $l\sim10^{-3}$ см (в стекле $l=0{,}004$ см).

Мн. фундам. открытия в яд. физике обязаны своим происхождением изучению А.-ч. Так, исследование рассеяния А.-ч. привело к открытию ат. ядра, облучение α-частицами лёгких элементов — к открытию яд. реакций и искусств. радиоактивности.

● См. при ст. *Радиоактивность*.

АЛЬФВЕ́НОВСКИЕ ВО́ЛНЫ, поперечные магнитогидродинамич. волны, распространяющиеся в плазме вдоль силовых линий магн. поля. Названы в честь швед. астрофизика Х. Альфвена (Альвен, H. Alfvén), предсказавшего в 1942 их существование. А. в.— это не только эл.-маги. поле, но и ч-цы проводящей среды, то есть А. в. возможны лишь при наличии магн. поля и проводящей среды, ведущей себя как единая жидкость или газ. Последнее условие нарушается, если частота колебаний сравнима или превосходит ионную *циклотронную частоту* ω_{H_i}, т. к. при таких частотах поведение ионов и свободных эл-нов среды становится различным. Т. о., частоты А. в. ограничены сверху ω_{H_i} и, следовательно, эти волны явл. НЧ. Скорость А. в. (т. н. альфвеновская скорость) не зависит от частоты, а определяется лишь напряжённостью магн. поля H и плотностью плазмы ρ: $V_A=H/\sqrt{4\pi\rho}$. По совр. представлениям, А. в. играют значит. роль в *космической плазме*. См. также ст. *Плазма*, *Магнитная гидродинамика*.

АМБИПОЛЯ́РНАЯ ДИФФУ́ЗИЯ, совместная диффузия противоположно заряж. ч-ц в направлении падения их концентраций. В отличие от *диффузии* нейтр. ч-ц в электрически изолированной *плазме* ионы и эл-ны не могут диффундировать независимо друг от друга: в этом случае нарушалась бы *квазинейтральность плазмы*. Уже незначит. отклонение от квазинейтральности вызывает появление сильных электрич. полей, препятствующих дальнейшему разделению зарядов. В результате «отставшие» ч-цы тормозят движение ч-ц, вырвавшихся вперёд. Поэтому если коэффициенты диффузии ч-ц противоположных знаков заметно отличаются друг от друга, то процесс в целом определяется более медленной диффузией: коэфф. А. д. оказывается больше меньшего из них приблизительно в два раза. Так, напр., в отсутствии магн. поля (или вдоль него) более лёгкие и подвижные эл-ны диффундируют значительно быстрее ионов; при этом коэфф. А. д. равен удвоенному коэфф. диффузии ионов. В случае диффузии поперёк магн. поля коэфф. диффузии ионов, наоборот, гораздо больше (из-за большого циклотронного радиуса) и коэфф. А. д. равен удвоенному коэфф. диффузии эл-нов.

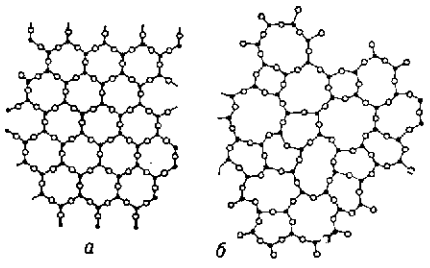
Однако при диффузии поперёк магн. поля, если плазма электрически не изолирована (напр., плазма находится в цилиндрич. трубе с металлич. заземлёнными заглушками), хар-р диффузии резко меняется: ионы могут диффундировать со свойственной им большой скоростью, а избыточные эл-ны могут свободно уходить

вдоль магн. поля на металлич. заглушки. Диффузия перестаёт быть А. д.; скорость её определяется бо́льшим коэфф. диффузии. А. д. имеет место также в жидкостях (электролитах) при наличии градиента концентрации электролита, в ПП, обладающих свободными носителями зарядов.

А. д. явл. одним из процессов, обусловливающих энергетич. потери в электрич. разрядах в газе, напр. в *дуговом разряде*.

● Франк-Каменецкий Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, 2 изд., М., 1963;Ораевский В. Н., Плазма на Земле и в космосе, К., 1980.

АМО́РФНОЕ СОСТОЯ́НИЕ (от греч. ámorphos — бесформенный), твёрдое состояние в-ва, характеризующееся изотропией св-в и отсутствием точки плавления. При повышении темп-ры аморфное в-во размягчается и переходит в жидкое состояние постепенно.



Эти особенности обусловлены отсутствием у в-ва в А. с. строгой периодичности, присущей кристаллам (рис., *а*), в расположении атомов, ионов, молекул и их групп на протяжении сотен и тысяч периодов. В то же время у в-ва в А. с. существует согласованность в расположении соседних ч-ц (т. н. ближний порядок, рис., *б*). С увеличением расстояния эта согласованность уменьшается и на расстоянии порядка неск. постоянных решётки исчезает (см. *Дальний и ближний порядок*). Ближний порядок характерен и для жидкостей, но в жидкости происходит интенсивный обмен местами соседними ч-цами, затрудняющийся по мере возрастания вязкости. Поэтому можно тв. тело в А. с. рассматривать как переохлаждённую жидкость с очень высоким коэфф. вязкости. Иногда понятие «А. с.» обобщают на жидкость.

При низких темп-рах термодинамически устойчиво крист. состояние. Однако процесс *кристаллизации* может потребовать много времени — молекулы должны успеть «выстроиться». При низких темп-рах это время бывает очень большим, и крист. состояние практически не реализуется. Поэтому А. с. образуется при быстром охлаждении расплава. Напр., расплавляя крист. кварц и затем быстро охлаждая расплав, получают аморфное кварцевое стекло (см. *Стеклообразное состояние*). Однако даже очень быстрого охлаждения часто недостаточно для того, чтобы помешать образованию кристаллов. В результате этого большинство в-в не удаётся получить в А. с. Тем не менее в А. с. получен ряд металлов (см. *Металлические стёкла*), в т. ч. обладающих магн. упорядоченностью, а также ПП (см. *Аморфные полупроводники*).

В природе А. с. менее распространено, чем кристаллическое. В А. с. могут находиться опал, обсидиан, янтарь, смолы, битумы и полимеры. Структура аморфных полимеров характеризуется ближним порядком в расположении звеньев или сегментов *макромолекул*, быстро исчезающим по мере их удаления друг от друга. Об электронных процессах в А. с. см. в ст. *Неупорядоченные системы*.

● Китайгородский А. И., Порядок и беспорядок в мире атомов, 5 изд., М., 1977; Кобеко П. П., Аморфные вещества, М.— Л., 1952.

АМО́РФНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ, аморфные в-ва, обладающие св-вами *полупроводников*. Различают ковалентные А. п. (Ge и Si, CaAs и др. в *аморфном состоянии*), халькогенидные стёкла (напр., $As_{31}Ge_{31}Se_{21}Te_{18}$), оксидные стёкла (напр., V_2O_5—P_2O_5) и диэлектрич. плёнки (SiO_x, Al_2O_3, Si_3N_4 и др.). А. п. можно рассматривать как сильно легированный *компенсированный полупроводник*, у к-рого «дно» зоны проводимости и «потолок» валентной зоны флуктуируют, причём эти флуктуации порядка ширины запрещённой зоны $\mathcal{E}_д$. Эл-ны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне разбиваются на «капли», расположенные в ямах потенц. рельефа, разделённых высокими барьерами. Электропроводность при низких темп-рах носит прыжковый хар-р (см. *Прыжковая проводимость*). При более высоких темп-рах электропроводность А. п. обусловлена тепловым забросом эл-нов в область делокализов. состояний (см. *Неупорядоченные системы*). А. п. обладают рядом уникальных св-в, к-рые открывают возможность для их разл. практич. применений. Халькогенидные стёкла благодаря прозрачности в ИК области спектра, высокому сопротивлению и фоточувствительности применяются для изготовления электрофотогр. пластин передающих телевиз. трубок и записи голограмм (см. *Голография*). У А. п. ярко выражен эффект электрич. переключения из высокоомного состояния в низкоомное и обратно, позволяющий создавать элементы со временем срабатывания $\leqslant 10^{-10}$—10^{-12} с.

● Полтавцев Ю. Г., Структура полупроводников в некристаллических состояниях, «УФН», 1976, т. 120, в. 4; Адлер Д., Приборы на аморфных полупроводниках, там же, 1978, т. 125, в. 4; Аморфные полупроводники, под ред. М. Бродски, пер. с англ., М., 1982.

В. Б. Сандомирский.

АМПЕ́Р (А), единица СИ силы электрич. тока. 1) А. равен силе неизменяющегося тока, к-рый при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м один от другого, вызвал бы на участке проводника длиной 1 м силу вз-ствия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н. Названа в честь франц. физика А. Ампера (A. Ampère). $1\text{А} = 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ$=0{,}1$ ед. СГСМ. 2) Ед. СИ магнитодвижущей силы (старое назв. ампер-виток). 1 А$=0{,}4\pi$ *гильберт*$=4\pi \cdot 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЭ.

АМПЕ́Р НА ВЕ́БЕР (А/Вб, A/Wb), единица СИ магн. сопротивления; 1 А/Вб равен магн. сопротивлению магн. цепи, в к-рой магн. поток 1 Вб создаётся при магнитодвижущей силе 1 А. 1 А/Вб$=10^{-9}$ ед. СГСМ.

АМПЕ́Р НА КИЛОГРА́ММ (А/кг, A/kg), единица СИ мощности экспозиц. *дозы* фотонного излучения; 1 А/кг равен мощности экспозиц. дозы, при к-рой за 1 с экспозиц. доза возрастает на 1 Кл/кг.

АМПЕ́Р НА МЕТР (А/м, A/m), 1) единица СИ напряжённости магн. поля; 1 А/м равен напряжённости магн. поля в центре длинного соленоида с n витками на каждый метр длины, по к-рым проходит ток силой А/n; 1 А/м$=4\pi \cdot 10^{-3}$ Э$\approx 1{,}26 \cdot 10^{-2}$ Э. 2) Ед. СИ намагниченности; 1 А/м равен намагниченности в-ва, при к-рой в-во объёмом 1 м^3 имеет магн. момент 1 А·м^2; 1 А/м$=10^{-3}$ дин/(см·Гс).

АМПЕ́РА ЗАКО́Н, закон механического (пондеромоторного) вз-ствия двух токов, текущих в малых отрезках проводников, находящихся на нек-ром расстоянии друг от друга. Открыт А. Ампером в 1820.

Сила F_{12}, действующая со стороны первого отрезка проводника Δl_1 на отрезок Δl_2 (рис. 1), равна:

$$F_{12} = k \frac{I_1 I_2 \Delta l_1 \Delta l_2 \sin\vartheta_1 \sin\vartheta_2}{r_{12}^2}. \qquad (1)$$

Радиус-вектор между отрезками $\boldsymbol{r}_{12}$ считается направленным от Δl_1 к Δl_2, а отрезкам приписываются направления текущих в них токов I_1 и I_2; ϑ_1— угол между Δl_1 и $\boldsymbol{r}_{12}$; ϑ_2— угол

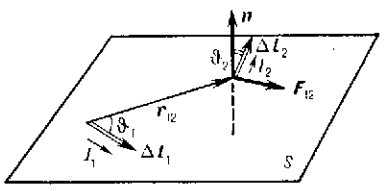


Рис. 1.

между Δl_2 и перпендикуляром $\boldsymbol{n}$ к плоскости S, содержащей Δl_1 и $\boldsymbol{r}_{12}$ (направление $\boldsymbol{n}$ совпадает с поступат. движением правого буравчика при вращении его рукоятки в плоскости S от Δl_1 к $\boldsymbol{r}_{12}$); k — коэфф., зависящий от выбора системы ед. (в *Гаусса системе единиц* $k=1/c^2$, где c — скорость света в вакууме, в СИ $k=\mu_0/4\pi$, где

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — *магнитная проницаемость* вакуума).

Сила вз-ствия элементов проводников с токами (элементов тока) не явл. центральной: направление F_{12} не совпадает с прямой, соединяющей отрезки. Эта сила перпендикулярна Δl_2 и лежит в плоскости S. Направление силы определяется правилом буравчика: при вращении рукоятки буравчика от r_{12} к n поступат. движение буравчика указывает направление F_{12}.

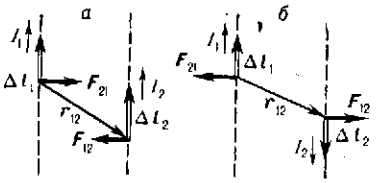


Рис. 2. Взаимодействие параллельных (*а*) и антипараллельных (*б*) элементарных токов. Все векторы лежат в плоскости рисунка.

Сила F_{21}, с к-рой второй элемент тока действует на первый, выражается ф-лой, аналогичной (1). По абс. величине F_{12} и F_{21} равны, но в общем случае произвольно ориентированных Δl_1 и Δl_2 направления F_{12} и F_{21} не лежат на одной прямой и не удовлетворяют принципу равенства действия и противодействия. В частном случае параллельных проводников силы вз-ствия стремятся сблизить проводники, если текущие в них токи параллельны (рис. 2, *а*), и удалить их друг от друга, если токи антипараллельны (рис. 2, *б*).

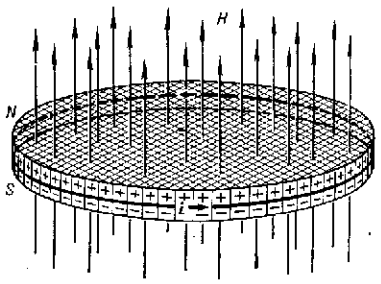
А. з. наз. также ф-лу, определяющую силу F, с к-рой магн. поле, характеризуемое вектором магн. индукции B, действует на элем. отрезок проводника Δl, по к-рому течёт ток I:

$$F = kI \Delta l B \sin \vartheta, \qquad (2)$$

где ϑ — угол между направлениями Δl и B. В системе Гаусса $k = 1/c$, в СИ $k = 1$. Ф-ла (2) получается из (1), если в ней выделить часть, не содержащую величин, относящихся ко второму элементу тока, и под B понимать магн. индукцию, создаваемую первым элементом в точке, где расположен второй элемент тока (см. *Био — Савара закон*).

В случае пост. тока нельзя изолировать отд. элемент тока, т. к. цепь пост. тока всегда замкнута. Экспериментально можно лишь измерить силовое действие одного замкнутого тока на другой замкнутый ток или силу, испытываемую одним током в магн. поле, создаваемом другим током. Она равна векторной сумме сил, действующих на каждый элемент тока со стороны магн. поля др. тока (при этом магн. поле есть результирующее поле всех элементов тока). Для сил, испытываемых взаимодействующими замкнутыми токами, принцип равенства действия и противодействия оказывается справедливым. На основе А. з. устанавливается эталон ед. силы тока в СИ.

АМПЕ́РА ТЕОРЕ́МА, устанавливает, что магн. поле предельно тонкого плоского магнита («магн. листка», образованного из одинаково ориентированных элем. магнитиков) тождественно полю замкнутого (кругового) линейного тока, текущего по контуру этого магнита (рис.); сформулирована франц. физиком А. Ампером в 1820. Согласно А. т., магн. поле H кругового линейного тока силой i эквивалентно полю магн. листка в том случае, если плотность магн. моментов *диполей* (элем. магнитиков), образующих листок, численно равна силе тока i (в А). Из А. т. следует, что магн. поля замкнутых пост. токов можно рассматривать как поля фиктивных «магнитных зарядов» (положительных и отрицательных, попарно образующих магн. диполь) и тем самым сводить задачу изучения магн. полей постоянных электрич. токов к *магнитостатике*.



«Магн. листок»: N и S — северный и южный магн. полюсы элементарных магн. диполей, из к-рых состоит листок; H — результирующее магн. поле диполей; i — круговой ток, создающий поле, эквивалентное полю H.

АМПЕ́Р-ВИТО́К (AB, At), устаревшая ед. *магнитодвижущей силы*, определяемой произведением числа витков обмотки, по к-рой протекает электрич. ток, на значение силы тока в амперах (см. *Ампер*).

АМПЕ́Р-КВАДРА́ТНЫЙ МЕТР (А·м², А·m²), единица СИ магн. момента электрич. тока; 1 А·м² равен магн. моменту электрич. тока силой 1 А, проходящего по плоскому контуру пл. 1 м²; 1 А·м² = 1 Н·м/Тл = 10^3 дин·см/Гс.

АМПЕРМЕ́ТР, прибор для измерения силы электрич. тока. В соответствии с верх. пределом измерений различают кило-, милли-, микро- и наноамперметры. А. включается в цепь тока последовательно. Для уменьшения искажающего влияния А. должен обладать малым входным сопротивлением. Осн. частью простейших А. явл. электроизмерит. механизм (магнитоэлектрический, электромагнитный, электродинамический, ферродинамический; см. соответствующие статьи). А. для измерения малых токов представляет собой сочетание *измерительного усилителя* тока с электроизмерит. механизмом, воспринимающим выходной сигнал усилителя. Для измерения больших токов в А. встраивают шунты или измерит. трансформаторы тока либо используют А. совместно с указанными добавочными устройствами (рис.). Широкое распространение получили цифровые А. (см. *Цифровой электроизмерительный прибор*). Для измерений в цепях перем. тока на ВЧ и СВЧ применяют А., в к-рых перед электроизмерит. механизмом включён преобразователь перем. тока в постоянный (см. *Выпрямительный электроизмерительный прибор*, *Термоэлектрический измерительный прибор*).

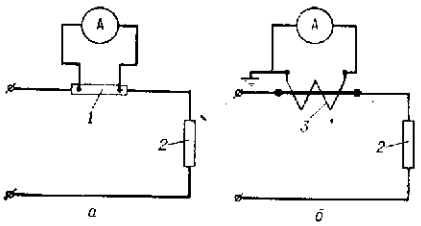


Схема включения амперметра: *а* — с шунтом (*1* — шунт, *2* — нагрузка); *б* — через трансформатор тока (*3*).

Совр. А. характеризуются след. данными: верх. предел измерений для А. с электроизмерит. механизмом (без внеш. добавочных устройств) — от единиц мА до сотен А, для А. с шунтом — до 10 кА, для А. с трансформатором тока — до 100 кА и выше, для А. с измерит. усилителем — до 10^{-15} А. Осн. погрешность А. (в % от верх. предела измерений) — от 0,05 до 2 (для сверхмалых и сверхбольших токов 5—10%); диапазон частот — от десятых долей Гц до сотен МГц. Техн. требования к А. стандартизованы в ГОСТе 22261—76 и ГОСТе 8711—78.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

АМПЕ́Р-ЧАС (А·ч, A·h), внесистемная ед. кол-ва электричества, равная 3600 Кл. В А.-ч. обычно выражают заряд аккумуляторов.

АМПЛИТУ́ДА ВЕРОЯТНОСТИ в квантовой механике, то же, что *волновая функция*. Назв. «А. в.» связано со статистич. интерпретацией волн. ф-ции: вероятность нахождения ч-цы (или физ. системы) в данном состоянии равна квадрату абс. значения А. в. этого состояния.

АМПЛИТУ́ДА КОЛЕБА́НИЙ (от лат. amplitudo — величина), наибольшее отклонение (от среднего) значения величины, совершающей *гармонические колебания*, напр. отклонение маятника от положения равновесия, значений силы электрич. тока и напряжения в перем. электрич. токе. Другими словами, А. к. определяет размах колебаний. В строго периодич. колебаниях А. к. — величина постоянная. Термин «А. к.» часто применяют в более широком смысле — по отношению к величине, колеблющейся по за-

кону, б. или м. близкому к периодическому; в этом случае А. к. может изменяться от периода к периоду.

АМПЛИТУ́ДА ПРОЦЕ́ССА в квантовой теории поля, величина, квадрат модуля к-рой определяет вероятность (или эфф. *сечение*) данного процесса — упругого или неупругого. Совокупность всех возможных процессов описывается *матрицей рассеяния*.

АМПЛИТУ́ДА РАССЕ́ЯНИЯ в квантовой теории столкновений, величина, количественно описывающая столкновение микрочастиц. Пучок падающих на мишень ч-ц (с определ. импульсом $\boldsymbol{p}$) рассеивается; при этом ч-цы могут отклониться в любом направлении. Относит. число ч-ц, вылетающих под нек-рым углом ϑ к направлению первонач. пучка, зависит от закона вз-ствия сталкивающихся ч-ц. Волн. ф-ция рассеянных ч-ц может быть представлена в виде набора расходящихся волн. Амплитуда волны $f(\vartheta, \boldsymbol{p})$ для угла ϑ и есть А. р.; квадрат модуля А. р. определяет вероятность (или эфф. *сечение*) рассеяния ч-цы под углом ϑ (см. *Рассеяние микрочастиц*). В квант. теории поля вводится более общее понятие *амплитуды процесса*.

В. П. Павлов.

АМПЛИТУ́ДНАЯ МОДУЛЯ́ЦИЯ, периодич. изменение амплитуды колебаний (электрич., механич. и др.), происходящее с частотой, намного меньшей, чем частота самих колебаний. А. м. применяют для радио- и *оптической связи* радиолокации, акустич. локации и др. Напр., в радиовещании звук. колебания преобразуются в электрич. колебания низкой частоты Ω (модулирующий сигнал), к-рые периодически изменяют (модулируют) амплитуду колебаний высокой частоты ω (несущей частоты), генерируемых радиопередатчиком (см. *Модуляция колебаний*).

АНА́ГЛИФОВ ЦВЕТНЫХ МЕ́ТОД (от греч. anáglyphos — рельефный), метод получения *стереоскопического изображения* с помощью двух чёрно-белых изображений одного и того же объекта, окрашиваемых в разные цвета или проецируемых на экран через соответствующие светофильтры. Составляющие *стереопару* изображения фотографируются с нек-рым расстоянием между оптич. осями объективов (б а з и с с ъ ё м к и) в дополнит. цветах (напр., красном и зелёном) и затем рассматриваются наблюдателем через *стереоскоп* с разл. светофильтрами для левого и правого глаза. Если, напр., изображение, предназнач. для рассматривания правым глазом, окрашено в красный цвет, а левым — в зелёный, то правый светофильтр в стереоскопе должен быть зелёного цвета, а левый — красного. В результате каждый глаз будет видеть только «своё» изображение, кажущееся серым. Эти раздельные изображения воспринимаются человеком как одно о б ъ ё м н о е чёрно-белое изображение. А. ц. м. применяется для создания объёмных иллюстраций, объёмных моделей местности, стереоскопич. фильмов.

С. В. Кулагин.

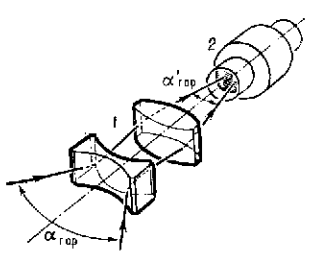
АНАЛИЗА́ТОР в оптике, прибор или устройство для анализа хар-ра *поляризации света*. Линейные А. служат для обнаружения линейно (плоско) поляризов. света и определения азимута его *плоскости поляризации*, а также для измерения с т е п е н и п о л я р и з а ц и и частично поляризов. света. Линейными А. могут служить *поляризационные призмы*, *поляроиды*, пластинки нек-рых кристаллов, *стопы* оптические. А. для света др. поляризаций (эллиптической, круговой) обычно состоят из оптич. компенсатора и линейного А. См. также *Поляризационные приборы*.

АНАМОРФИ́РОВАНИЕ, преобразование конфигурации изображения объекта оптическим или др. способом. А. осуществляют как с помощью спец. оптич. систем, так и наклоном плоскостей предмета и(или) экрана. Для А. изображений применяют цилиндрич. *линзы* и оптические *зеркала*, клиновые и др. оптич. системы. Отношение линейных увеличений в двух взаимно перпендикулярных направлениях изображения наз. коэфф. А.(анаморфозы). Распространено (особенно в кинотехнике) А. равномерным сжатием или растяжением изображения в вертик. или горизонт. направлении. При съёмке на обычную киноплёнку со сжатием изображения в горизонт. плоскости и последующим его растяжением при проецировании (дезанаморфированием) получают на экране изображение, соотношение сторон к-рого достигает 2,35 : 1 при почти квадратном кадре ки оплёнки. Эти преобразования обычно осуществляются путём применения *анаморфотной насадки*. А. изображений наклоном применяют при фотопечати (для устранения перспективных искажений аэроснимков), в полиграфии и др.

С. В. Кулагин.

АНАМОРФО́ТНАЯ НАСА́ДКА (анаморфотная приставка) (от греч. anamorphóō — преобразовываю), оптич. система, располагаемая перед объективом обычного киноаппарата для сжатия или растяжения изображения в горизонт. плоскости. А. н. позволяет использовать обычную киноаппаратуру и стандартную киноплёнку для съёмки и проекции широкоэкранных фильмов. Простейшая А. н. состоит из положит. и отрицат. цилиндрич. *линз*, образующие к-рых параллельны вертик. оси кадра (рис.). С такой А. н. при съёмке на обычном кинокадре получается изображение, сжатое по ширине, а при проекции на экран оно растягивается, в результате чего происходит восстановление действит. соотношений размеров изображения снимаемых сцен.

С. В. Кулагин.



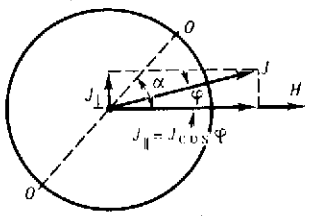
Схематич. изображение хода световых лучей в анаморфотной насадке: $\alpha_{гор}$ — угловое поле, или угол зрения (в горизонт. плоскости), объектива с насадкой; $\alpha'_{гор}$ — угловое поле объектива; *1* — линзы анаморфотной насадки; *2* — объектив киноаппарата.

АНАСТИГМА́Т (от греч. an- — отрицат. частица и *астигматизм*), фотографический объектив, практически свободный от всех *аберраций оптических систем* (в т. ч. от астигматизма). Создан путём спец. подбора линз. Один из наиб. совершенных типов объектива для науч., техн. и художеств. фотографии и кинематографии.

АНАХРОМА́Т (от греч. ana- — приставка, означающая здесь усиление, и chrôma — цвет), оптич. система, не исправленная в отношении *хроматической аберрации* в отличие от *ахромата*. Наиболее резкое изображение даёт в *монохроматическом свете*.

А́НГСТРЕМ (Å), внесистемная ед. длины; 1 Å $= 10^{-10}$ м $= 10^{-8}$ см $= 0{,}1$ нм. Применяется в оптике, ат. физике; названа в честь швед. физика-спектроскописта А. Й. Ангстрема (Онгстрём, A. J. Ångström).

АНИЗОМЕ́ТР МАГНИ́ТНЫЙ, прибор для определения *магнитной анизотропии* (зависимости магн. св-в в-в от направления). Наиболее распространены А. м. для определения ферромагн. анизотропии монокристаллов и текстуров. материалов (см. *Текстура магнитная*).



Исследуемый образец (диск) в магн. поле $\boldsymbol{H}$: $\boldsymbol{J}$ — вектор намагниченности образца; α — угол между направлением магн. поля $\boldsymbol{H}$ и осью лёгкого намагничивания OO.

В одном из типов А. м. исследуемый образец помещают в сильное однородное магн. поле $\boldsymbol{H}$ (рис.). Образец намагничивается по направлению поля лишь в том случае, если поле направлено вдоль его *оси лёгкого намагничивания* (ось OO на рисунке). Во всех остальных случаях вектор намагниченности $\boldsymbol{J}$ занимает нек-рое промежуточное положение между направлением $\boldsymbol{H}$ и осью OO. Вектор $\boldsymbol{J}$ можно разложить на компоненты $J_\parallel$ и $J_\perp$ вдоль и поперёк поля. Компонента $J_\perp$ созда-

ёт момент вращения $M = J_{\perp} \cdot H$, к-рый стремится повернуть образец и совместить направления оси OO и поля H. Момент вращения, вызванный действием магн. поля, компенсируется моментом, создаваемым упругими элементами прибора при повороте образца на нек-рый угол α, отсчитываемый по шкале. Измерения производятся при разл. направлениях поля H (поворотом магнита плавно меняют угол α от 0 до 180 или 360°), и по их результатам рассчитываются константы анизотропии, т. о. оценивается степень совершенства текстуры. Совр. А. м. позволяют исследовать как массивные образцы, так и ферромагн. плёнки в интервале темп-р от 1300 К до гелиевых (~1 К) и в магн. полях напряжённостью до 4000 кА/м (50 кЭ).

И. М. Пузей.

АНИЗОТРОПИЯ (от греч. ánisos — неравный и tróros — направление), зависимость физ. св-в (механич., оптич., магн., электрич. и т. д.) в-ва от направления. Естеств. А.— характерная особенность кристаллов; напр., пластинка *слюды* легко расщепляется на тонкие листочки только вдоль определ. плоскости (параллельно этой плоскости силы сцепления между ч-цами слюды наименьшие). Не анизотропны, т. е. не зависят от направления, лишь немногие св-ва кристаллов, напр. плотность и уд. *теплоёмкость*. А. физ. св-в кристалла тесно связана с их симметрией и проявляется тем сильнее, чем ниже *симметрия кристаллов*.

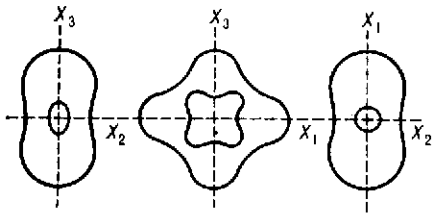


Рис. 1. Сечения координатными плоскостями указат. поверхностей (оси x_1, x_2, x_3) коэфф. растяжения (внутр. поверхность) и коэфф. кручения (внеш. поверхность) кристалла сегнетовой соли.

Напр., при распространении света в прозрачных кристаллах (кроме кристаллов с кубич. решёткой) свет испытывает *двойное лучепреломление* и поляризуется различно в разных направлениях. При этом в кристаллах с гексагональной, тригональной и тетрагональной структурами (*кварц*, *рубин*, кальцит) двойное лучепреломление максимально в направлении, перпендикулярном к гл. оси симметрии и отсутствует вдоль этой оси (см. также *Кристаллооптика*).

А. многих св-в кристалла, напр. коэфф. линейного теплового расширения α, электропроводности, упругих св-в, характеризуют значениями соответствующих констант вдоль гл. оси симметрии (индекс $\parallel$) и перпендикулярно ей ($\perp$).

Табл. 1. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ НЕКОТОРЫХ КРИСТАЛЛОВ

Вещество	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$, град $^{-1}$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$, град $^{-1}$
Олово	30,5	15,5
Кварц	13,7	7,5
Графит	28,2	—1,5
Теллур	—1,6	27,2

А. упругих св-в оценивают по гл. значениям *модулей упругости* (см. табл. 2).

Табл. 2. ГЛАВНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ НЕКОТОРЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ВДОЛЬ ТРЁХ РЁБЕР КУБА, 10^{11} дин/см^2

Вещество	E_1	E_2	E_3
Алмаз	107,6	72,5	57,6
Алюминий	10,8	6,2	2,8
Железо	24,2	14,6	11,2

Для кристаллов более низкой симметрии полное описание упругих св-в требует знания большего числа компонент модулей упругости по разным направлениям, напр. для цинка или кадмия — пяти, а для триглицинсульфата или винной кислоты — тринадцати компонент, разл. по величине и знаку. Об А. магн. св-в см. в ст. *Магнитная анизотропия*.

Математически анизотропные св-ва кристаллов характеризуются векторами и тензорами. Напр., коэфф. пироэлектрич. эффекта (см. *Пироэлектричество*) — вектор; электрич. сопротивление, диэлектрич. и магн. проницаемости, теплопроводность — тензоры 2-го ранга; коэфф. пьезоэлектрич. эффекта (см. *Пьезоэлектричество*) — тензор 3-го ранга; *модули упругости* — тензоры 4-го ранга. Графически А. изображают с помощью указательных поверхностей (*индикатрис*, рис. 1,2).

Причина А. кристаллов — упорядоченное расположение в них ч-ц.

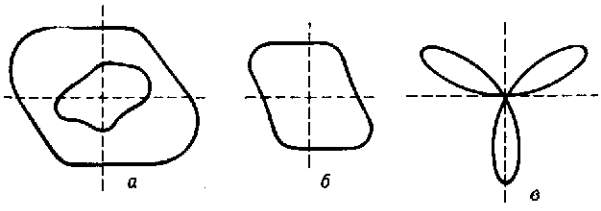


Рис. 2. Сечения указат. поверхностей модуля сдвига (*а*), модули Юнга (*б*) и пьезоэлектрич. коэффициента (*в*) кристалла кварца.

А. нек-рых жидкостей, особенно *жидких кристаллов*, объясняется асимметрией и определ. ориентацией молекул.

Поликрист. материалы в целом изотропны. А. св-в в них проявляется, если в результате обработки (отжига, прокатки и т. п.) в них создана *текстура*. Так, при прокатке листовой стали зёрна металла ориентируются в направлении прокатки, в результате чего возникает А. (гл. обр. механич. св-в).

А. наблюдается также и в некрист. в-вах, у к-рых существует естеств. (древесина и др.) или искусств. текстура. Напр., при закалке стекла можно получить А., к-рая влечёт за собой его упрочнение. Искусственная оптич. А. возникает в кристаллах и в изотропных средах под действием электрич. поля (см. *Поккельса эффект*, *Керра эффект*), магн. поля (см. *Коттона — Мутона эффект*), механич. воздействия (см. *Фотоупругость*).

● Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, М., 1975; Най Дж., Физические свойства кристаллов..., пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Шаскольская М. П., Очерки о свойствах кристаллов, М., 1978; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981. См также лит. при ст. *Кристаллооптика*.

М. П. Шаскольская.

АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКАЯ, см. *Оптическая анизотропия*.

АННИГИЛЯЦИЯ ПАРЫ частица-античастица, один из видов взаимопревращения элем. ч-ц. Термином «аннигиляция» (от позднелат. annihilatio, букв.— исчезновение, превращение в ничто) первоначально называли эл.-магн. процесс превращения эл-на и его *античастицы* — позитрона при их столкновении в эл.-магн. излучение (в фотоны, или γ-кванты). Однако этот термин неудачен, т. к. в процессах А. п. строго выполняются все законы сохранения, в т. ч. материя в этом процессе не уничтожается, а лишь превращается из одной формы в другую.

Возможность А. п., как и само существование античастиц, вытекала из релятив. *Дирака уравнения*. В 1932 в косм. лучах были обнаружены позитроны, а в 1933 — зарегистрированы случаи А. п. электрон-позитрон (e^+ e^-).

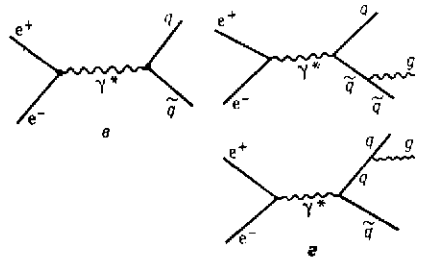
В процессе А. п. e^+ и e^- при нулевом суммарном спине сталкивающихся ч-ц ($J=0$) испускается вследствие закона сохранения *зарядовой чётности* чётное число γ-квантов (практически два), а при $J=1$ — нечётное (практически три; А. п. в один фотон запрещена законом сохранения энергии-импульса). Образование большего числа γ-квантов подавлено вследствие малости константы α ($\alpha \approx 1/137$), характеризующей интенсивность протекания эл.-магн. процессов. Если относит. скорость e^+ и e^- невелика, А. п. с большой вероятностью про-

исходит через промежуточное связ. состояние e^+e^- — *позитроний*.

Столкновение любой ч-цы с её античастицей может приводить к их аннигиляции, причём не только за счёт эл.-магн. вз-ствия. Так, А. п. p и $\bar{p}$ в π-мезоны вызывается сильным вз-ствием.

Если при низких энергиях процесс А. п. есть превращение пары частица-античастица в более лёгкие ч-цы, то при высоких энергиях лёгкие ч-цы могут аннигилировать с образованием более тяжёлых ч-ц. При этом полная энергия аннигилирующих ч-ц должна превышать порог рождения тяжёлых ч-ц, равный (в системе центра инерции) сумме их *энергий покоя*.

В экспериментах на установках со встречными пучками e^+e^- высокой энергии (≥ 1 ГэВ) наблюдаются процессы А. п. $e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-$ (1) и $e^+ + e^- \to$ адроны (2). В низшем порядке теории возмущений *квантовой электродинамики* процесс (1) описывается аннигиляционной *Фейнмана диаграммой* с виртуальным фотоном (γ^*) в промежуточном состоянии (рис., *а*). Процесс (2) происходит также через виртуальный фотон (рис., *б*); по совр. представлениям, в этом случае γ^* переходит в пару быстрых кварка (q) и антикварка ($\bar{q}$) (рис., *в*), к-рые впоследствии (испуская при вз-ствии с вакуумом пары кварк-антикварк) превращаются в адроны. Образующиеся адроны сохраняют направление движения первичных кварка и антикварка, и в кон. состоянии наблюдаются две адронные струи (см., напр., рис. 3 в ст. *Кван-*



товая хромодинамика). Согласно совр. теории сильного вз-ствия — квант. хромодинамике, с ростом энергии ч-ц возрастает вероятность процесса с испусканием *глюона* (g; рис., *г*) высокой энергии и в кон. состоянии должны наблюдаться также трёхструйные события. Отношение (R) сечений процессов электрон-позитронной А. п. (2) и (1) равно сумме квадратов электрич. зарядов: $R=\Sigma Q^2$ всех образующихся при аннигиляции кварков. Когда энергия пары e^+e^- становится больше порога образования ч-ц нового сорта — тяжёлых заряж. лептонов или ч-ц, состоящих из тяжёлых кварков c, b, значение R возрастает на величину, соответствующую вкладу новых фундам. ч-ц.

Аннигиляция эл-нов и позитронов может происходить и через виртуальный Z^0-бозон (см. *Промежуточные векторные бозоны*) слабого вз-ствия. Интерференция слабого и эл.-магн. вз-ствия вызывает эффекты нарушения пространств *чётности* в процессах А. п. e^+ и e^- или пары μ^+ μ^-. При (пока не достигнутой) энергии в системе центра инерции электрон-позитронной пары, равной массе (в энергетич. ед.) Z^0-бозона, А. п. должна происходить резонансно — с превращением в реальный Z^0-бозон.

По аналогии с электрон-позитронной аннигиляцией теоретически обсуждается возможный процесс А. п. *лептонов* — электронного антинейтрино и эл-на ($\tilde{\nu}_e + e^- \to \tilde{\nu}_\mu + \mu^-$ или $\nu_e + e^- \to$ $\to$ адроны), вызываемый слабым вз-ствием. В распадах мезонов, в состав к-рых входит c- или b-кварк, процессы А. п. за счёт слабого вз-ствия, напр. $c\bar{d} \to s\bar{d}$, $c\bar{s} \to \nu_\mu \mu^+$, могут увеличивать вероятность распадов *«очарованных» частиц* и др. В экспериментах по e^+e^--аннигиляции наблюдается резонансное образование тяжёлых нейтр. мезонов (J/ψ, Υ и др.), интерпретируемых как связ. состояния соотв. $c\bar{c}$, $b\bar{b}$. В кванг. хромодинамике такие ч-цы описываются аналогично позитронию, поэтому, напр., $c\bar{c}$-систему называют *чармонием*. Распады чармония и др. подобных систем более тяжёлых кварков должны происходить за счёт аннигиляции кварка и антикварка (в зависимости от их суммарного спина) в два или три глюона. Процессы рождения пар μ^+ μ^- в адронных столкновениях при высоких энергиях могут вызываться эл.-магн. аннигиляцией кварка и антикварка.

● Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Фоломешкин В. П., Хлопов М. Ю., О возможностях изучения реакций неупругого $\nu_e e$-рассеяния..., «ЯФ», 1973, т. 17, в. 4, с. 810.

М. Ю. Хлопов.

АНО́Д (от греч. *ánodos* — движение вверх), 1) электрод электронного или *ионного прибора*, соединяемый с положит. полюсом источника. 2) Положит. электрод источника электрич. тока (гальванич. элемента, аккумулятора). 3) Положит. электрод электрич. дуги.

АНО́ДНОЕ ПАДЕ́НИЕ напряжения, разность потенциалов между анодом и концом положит. столба *тлеющего разряда* или *дугового разряда*. А. п. определяется условиями генерации положит. ионов и диффузии их в *положительный столб*. Поэтому А. п. зависит от геометрии разрядного пр-ва и анода, силы тока, состава и давления газа. А. п. может быть как положительным, так и отрицательным. При малых размерах анода А. п. обычно положительное; при полом аноде и аноде, охватывающем катод, А. п. отрицательное.

Л. А. Сена.

АНОМА́ЛЬНАЯ ДИСПЕ́РСИЯ, см. *Дисперсия света*.

АНСА́МБЛЬ СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ, см. *Статистический ансамбль*.

АНТЕ́ННА (от лат. antenna — мачта, рей), устройство для излучения или приёма *радиоволн*. А. оптимально преобразует подводимые к ней эл.-магн. колебания в излучаемые эл.-магн. волны (передающая А.) или, наоборот, преобразует падающие на неё эл.-магн. волны в эл.-магн. колебания, к-рые затем воздействуют на приёмник (приёмная А.).

Появление А. относится к кон. 19 в. В 1887 нем. физик Г. Герц, использовав дипольную А. (*Герца диполь*,

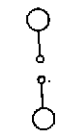


Рис. 1. Вибратор Герца.

Рис. 2. Антенна Попова.

рис. 1), получил эл.-магн. волны с длиной волны $\lambda=0{,}6$—10 м, тем самым подтвердив выводы теории Максвелла (см. *Максвелла уравнения*, *Электродинамика*). В 1895—96 А. С. Попов и независимо от него итал. инженер Г. Маркони создали А., впервые использовавшиеся для практич. целей. Антенна Попова, в отличие от симметричного вибратора Герца, была несимметричной, вторым проводником служила Земля (рис. 2). Первопачально функции передатчика (приёмника), линии передачи и собственно А. были совмещены в одном узле, но в дальнейшем А. выделились в самостоят. устройства.

Излучение радиоволн. Простейшие излучатели. Излучение эл.-магн. волн связано с процессом излучения осциллирующими электрич. зарядами. В классич. представлении поле такого осциллятора аналогично полю элем. электрич. диполя длиной $l \ll \lambda$, колеблющегося с частотой ω. На расстояниях $r<\lambda$ поле можно считать квазистатическим, быстро убывающим с расстоянием как r^{-2} и r^{-3} (поля индукции). С такими полями не может быть связано излучение энергии. Поток энергии, протекающей через единичную площадку в ед. времени, выражается составляющей *Пойнтинга вектора*: $\boldsymbol{\Pi}=[\boldsymbol{EH}]$, перпендикулярной этой площадке. В квазистатич. полях $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ сдвинуты по фазе на $\pi/2$ (как в *стоячих волнах*), поэтому вектор Пойнтинга, осциллируя с удвоенной частотой, в ср. за период точно равен 0. Отличие $\boldsymbol{\Pi}$ от 0 может быть обусловлено лишь полями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, колеблющимися с одинаковой фазой (как в *бегущих волнах*) и убывающими про-

порц. $1/r$ ($H \sim 1/r^2$). Это непосредственно следует из закона сохранения энергии, т. к. при отсутствии потерь в среде полный поток энергии в пр-во не должен изменяться с расстоянием, а поскольку площадь охватывающих диполь замкнутых поверхностей растёт как r^2, то необходимо, чтобы $П$ было пропорц. r^{-2}.

Т. о., поле в ближней зоне диполя (зоне индукции) служит для формирования бегущих составляющих полей, ответственных за излучение. На рис. 3 приведена картина последовательного «отпочковывания» силовых линий электрич. поля E, создаваемых колеблющимся электрич. диполем. В 1-й четверти периода T колебания ($t = T/4$) возникает квазистатич. часть поля (рис. 3, *а*), к-рая при $t = T/2$ обращается в 0, но от поля «отрываются» замкнутые сами на себя силовые линии поля E и «сцепленные» с ними кольцевые ортогональные магн. линии (рис. 3, *б*). Вместе они образуют автономную полуволновую тороидальную (в силу аксиальной симметрии) ячейку сферически расходящейся волны, уносящей эл.-магн. энергию (рис. 3, *в*, *г*).

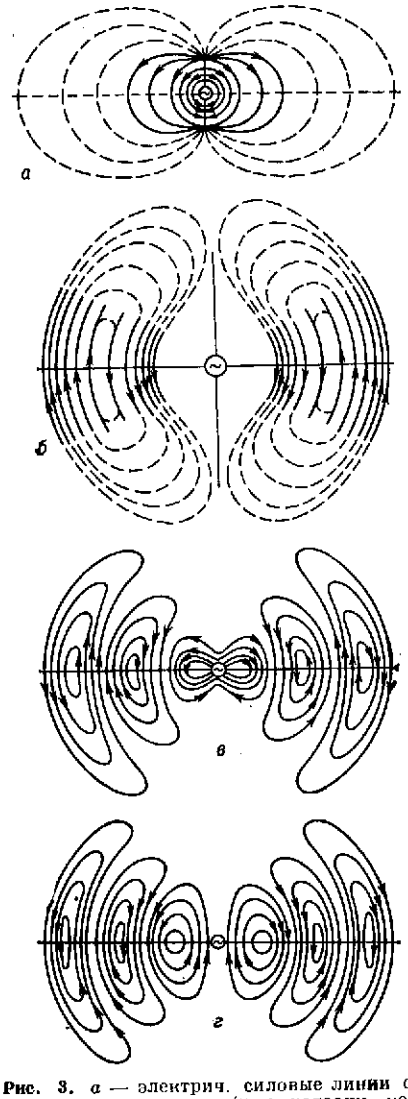


Рис. 3. *а* — электрич. силовые линии около электрич. диполя (при условии постоянства заряда); *б* — *г* — силовые линии, отделившиеся от диполя: *б* — через $^1/_2$ периода ($T/2$) после подсоединения генератора (заряд на диполе отсутствует); *в* — через $^3/_4 T$ (масштаб изменён); *г* — через $^7/_4 T$ (масштаб изменён).

Рис. 4.

Реальный вибратор можно представить как два отрезка проводника (рис. 4), подсоединённых к генератору эл.-магн. колебаний с помощью двухпроводной *линии передачи* так, что фактически излучение происходит через место разрыва вибратора, где $П \neq 0$. Однако на больших расстояниях от разрыва квазистатич. часть поля и формируемое ею излучение совпадают с полем сплошного перем. тока с амплитудой I_0, равномерно распределённого по всей линии длиной l, затягивающей разрыв. Полная ср. мощность, излучаемая отрезком проводника с током (короткая А.), равна:

$$P_\Sigma = \frac{1}{12\pi} Z_0 (kl)^2 I_0^2. \qquad (1)$$

Здесь $Z_0 = 120\pi \approx 376{,}6$ Ом — *волновое сопротивление* вакуума, k — волн. число.

Мощность P_Σ можно представить как мощность, поглощаемую в нек-ром активном сопротивлении R_Σ, наз. *сопротивлением излучения*: $P_\Sigma = {}^1/_2 R_\Sigma I_0^2$, где

$$R_\Sigma = \frac{1}{6\pi} (kl)^2 Z_0. \qquad (2)$$

Сопротивление излучения — одна из составляющих комплексного входного сопротивления А.: $Z_{вх} = R_\Sigma + R_п + Z_a$, где $R_п$ — активное сопротивление джоулевых потерь в А., Z_a — реактивный импеданс, обусловленный запасённой энергией. Для повышения эффективности работы А. обычно стремятся к «согласованию» линии передачи с А., т. е. к равенству волн. сопротивления линии и $Z_{вх}$. Согласование, а также уменьшение джоулевых потерь в А. увеличивает её кпд: $\eta = P_\Sigma / P_{подв}$, где $P_{подв}$ — мощность, подводимая к А.

В случае магн. диполя картина формирования полей такая же, как и для электрич. диполя с заменой E на H и H на $-E$. Элем. излучатель в этом случае имеет вид замкнутого проводника с током, обтекающим площадку размером $\sigma \ll \lambda^2$. Для него сопротивление излучения:

$$R_\Sigma^м = \frac{1}{6\pi} (k^2\sigma)^2 Z_0. \qquad (3)$$

Магн. диполь реализуется в виде рамки с током (р а м о ч н а я А.); стержня из проводника с высокой магн. проницаемостью, на к-рый намотана катушка (м а г н и т н а я А.); щели, прорезанной в экране, обтекаемой перем. током (*щелевая антенна*, рис. 5).

Замкнутые и незамкнутые проводники с током, возбуждаемые непосредственно генератором или эквивалентным ему источником эдс, широко используются и как самостоятельные

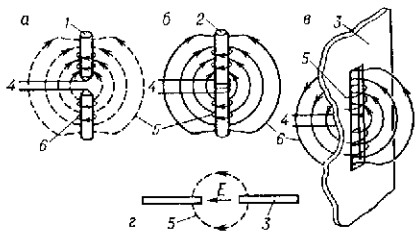


Рис. 5. Сопоставление полей электрического (*а*) и магнитных диполей — катушки с сердечником (*б*) и щелевого излучателя (*в*, *г*): *1* — проводник с током; *2* — стержень с высокой магн. проницаемостью; *3* — металлич. экран со щелью; *4* — проводники от генератора; *5* — силовые линии электрич. поля; *6* — линии магн. поля.

А., и как элементы сложных антенных систем практически во всех диапазонах радиоволн (см. ниже).

Диаграмма направленности. Важная функция А. состоит в формировании излучения с определ. хар-ками, гл. обр. с заданной диаграммой направленности — угл. распределением амплитуды поля излучения. Кроме амплитудной диаграммы, часто используют диаграмму направленности по мощности — угл. распределение плотности потока энергии излучения А. в дальней зоне. Обе эти диаграммы направленности у сложных А. имеют лепестковую структуру, обусловленную интерференцией волн, излучаемых и рассеиваемых разл. элементами А. Если синфазно складываются

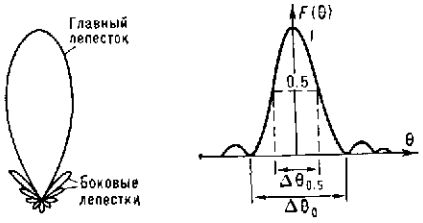


Рис. 6. Слева — диаграмма направленности; справа — ее сечение.

поля всех элементов, то соответствующий им максимум наз. главным. Диаграмму направленности изображают в виде объёмной, рельефной картины, контурной карты с линиями равных уровней либо с помощью отд. плоских сечений, чаще двух ортогональных сечений, проходящих через направление гл. максимума и векторы E и H (рис. 6).

Т. к. осн. часть мощности, излучаемой или принимаемой А., локализуется в гл. лепестке, направленность

излучения А. характеризуют шириной гл. лепестка на уровне половинной мощности $\Delta\vartheta_{0,5}$ или нулевом уровне: $\Delta\vartheta_0 \approx 2\Delta\vartheta_{0,5}$. Величина $\Delta\vartheta_{0,5}$ определяет угловое разрешение А. и может быть приближённо оценена по ф-ле (в радианах): $\Delta\vartheta_{0,5} \approx \lambda/D$, D — размер А. в данном сечении диаграммы направленности. Это соотношение совпадает с *Рэлея критерием*, используемым в оптике для оценки разрешающей способности оптич. систем. В т. н. **сверхнаправленных** А. это ограничение преодолевают за счёт создания резко осциллирующего фазового распределения (неустойчивого к малейшим флуктуациям).

При уменьшении D/λ диаграмма направленности А. расширяется, однако даже у предельно малой А. диаграмма не явл. полностью изотропной. Напр., диаграмма направленности электрич. и магн. диполей имеет вид тороида, ось к-рого совпадает с осью диполя (рис. 7). Различают диаграммы

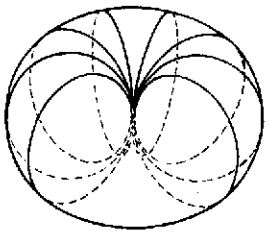


Рис. 7. Диаграммы направленности электрич. и магн. диполей.

направленности: игольчатые (остронаправленные в двух гл. плоскостях); веерные (остронаправленные в одной гл. плоскости); спец. формы в одной или двух гл. плоскостях, напр. типа $\mathrm{cosec}\,\varphi$ (φ — угол места) или П-образная (с максимально крутыми скатами гл. лепестка и подавленными боковыми лепестками); слабонаправленные (с $\Delta\vartheta_{0,5}$ порядка неск. десятков градусов в гл. плоскостях); «всенаправленные» в одной плоскости в виде тела вращения вокруг оси, перпендикулярной направлению гл. максимума.

Подбором излучателей (дипольных и мультипольных) можно создать А. с любой диаграммой направленности, однако обычно предпочитают находить оптим. компромисс между точностью воспроизведения диаграммы и простотой изготовления и регулировки А., её стоимостью, кпд и т. п. Вы-

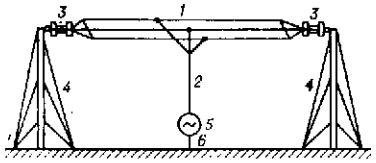


Рис. 8. Схема ДВ передающей антенны: *1* — горизонт. часть; *2* — снижение; *3* — изоляторы; *4* — мачты с оттяжками; *5* — передатчик; *6* — заземление.

бор излучателей, а следовательно, и конструкции А. существенно зависит от диапазона длин волн. Так, на коротких, средних и длинных *радиоволнах* ($\lambda \sim 10$—75 м и $\lambda \sim 2\cdot10^2$—$2\cdot10^4$ м) в ряде случаев естественным и технологичным оказывается использование А., близких к электрич. диполям-вибраторам с $l \leqslant \lambda$ (рис. 8, 9) или к их сочетаниям в виде т. н. антенных полей и решёток с размерами $l \gg \lambda$.

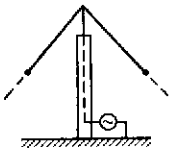


Рис. 9. Схема антенны — мачты Айзенберга.

При этом приходится учитывать, что зоны индукции в этом случае могут простираться на многие км, а на хар-ки излучения А. существ. влияние оказывают ионосфера и Земля (см. *Распространение радиоволн*).

Структура поля системы излучателей зависит от их взаимного расположения, общей конфигурации системы, фазовых и амплитудных соотношений между токами в излучателях, наличия и расположения неизлучающих (пассивных) элементов и т. д. Однако общим явл. то обстоятельство, что на расстоянии от А., равном неск. λ (в волн. зоне), быстро спадающие поля индукции становятся несущественными, а поле излучения определяется суперпозицией полей, возбуждаемых излучателями.

Рассмотрим для простоты А., питаемые синфазно. На расстоянии неск. λ от поверхности синфазной фазированной антенной решётки (рис. 10)

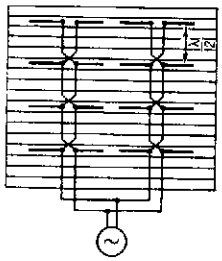


Рис. 10. Схема фазированной антенной решётки.

формируется синфазное распределение поля на поверхности диаметром $D \gg \lambda$. Эта поверхность наз. излучающим раскрывом или апертурой А. Аналогичная картина имеет место и для А. так называемого оптич. типа, в к-рых элем. вибратор с $l \leqslant \lambda$ (или его аналог в виде щели, рупора, открытого конца волновода и т. п.) помещается в фокус линзы (*линзовая антенна*) или отражателя (*зеркальная антенна*), к-рые формируют практически синфазные поля на своём раскрыве: плоской поверхности, ограниченной, напр., кромкой зеркала (рис. 11).

Дальнейшая эволюция, к-рую претерпевает поле «волн. пучка», создаваемого широким синфазным раскрывом, условно показана на рис. 12 в предположении достаточной угл. «узости» диаграммы направленности (угл. спектр плоских волн, на к-рые можно разложить поле излучения, характеризуется волн. векторами k, мало отклоняющимися от направления, перпендикулярного раскрыву). На близких расстояниях (практически в пределах $\lambda < r \leqslant D^2/n\lambda$, $n > 10$—20 — целое число) синфазность фронта ещё не нарушается, и волна ведёт себя почти как плоская. Это — зона *геометрической оптики* или т. н. прожекторного луча, в к-ром сосредоточена практически вся мощность, излучаемая А. (для оптич. *прожектора* почти вся атмосфера находится в области геом. оптики, т. к. $\lambda = 5\cdot10^{-5}$ см, $D \approx 50$ см, $D^2/20\lambda = 25$ км).

Рис. 11. Схема однозеркальной параболич. антенны.

Затем в интервале расстояний $r \approx D^2/n\lambda$ $(10 > n > 1)$ происходит существ. нарушение синфазности, сопровождаемое осцилляциями амплитуд поля, в т. ч. в направлении распространения. Это — зона дифракции Френеля (см. *Дифракция волн*, *Дифракция света*). И наконец, при $r \gg D^2/\lambda$ (условно принято при $r \approx > 2D^2/\lambda$) волн. фронт становится сферическим, поле убывает как $1/r$, и осцилляции амплитуд в направлении распространения практически исчезают. Это — дальняя зона А., где уже можно оперировать с понятием диаграммы направленности (зависимости амплитуды поля только от угл. координат).

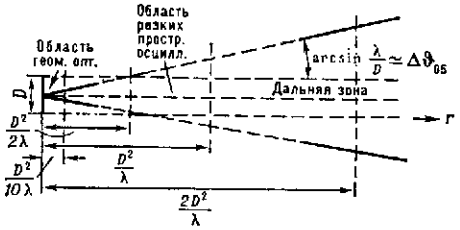


Рис. 12.

Другие характеристики антенны. Кроме диаграмм направленности по амплитуде и мощности, часто пользуются поляризационными и фазовыми диаграммами направленности. Поляризац. диаграмма — зависимость поляризации поля (ориентации вектора $\boldsymbol{E}$) от направления в дальней зоне А. Различают линейную и эллиптическую (в частности, круговую) поляризации. Угл. зависимость фазы поля А. — фазовая диаграмма, в отличие от амплитудной зависит от расположения начала координат на А. Если можно найти такое положение

начала координат, относительно к-рого фаза постоянна (не зависит от угла) или скачком меняется на $\pm\pi$ при переходе от одного лепестка диаграммы к другому, то такое начало координат наз. ф а з о в ы м ц е н т р о м А. Обладающую фазовым центром А. можно считать источником сферич. волн. В большинстве случаев А. не имеют фазового центра. Поэтому часто вводят условный фазовый центр — центр кривизны поверхности (или линии) равных фаз в гл. направлении.

Параметрами А. также явл.: коэфф. направленного действия $Д$, коэфф. усиления $G=Д\eta$ (η — кпд А.), коэфф. рассеяния β (доля мощности, излучаемой вне гл. лепестка диаграмм направленности), а также диапазонность (полоса частот). Коэфф. направленного действия $Д$ характеризует выигрыш по мощности в данном направлении (обычно в направлении максимума) вследствие направленности А. Он равен отношению мощности, излучаемой в ед. телесного угла (ϑ, φ) в направлении максимума ($Д_{макс}$) диаграммы направленности, к ср. мощности, излучаемой А. по всем направлениям. Для апертурных А. $Д_{макс}\approx k\cdot 4\pi/\Delta\vartheta_{0,5}\Delta\varphi_{0,5}$, где $k\sim 0{,}6—0{,}7$ — коэфф. использования А., учитывающий, что часть мощности (β) уходит в боковые лепестки, а апертура А. облучается неравномерно.

Хар-ки А. зависят от частоты. Диапазон частот $\Delta\omega$, в к-ром хар-ки А. можно считать неизменёнными, наз. её полосой частот. У нек-рых А. параметры незначительно меняются в широком диапазоне частот. Напр., *ромбическая антенна* и логопериодич. А. весьма широкополосны.

Приёмные антенны характеризуются теми же параметрами, что и передающие. *Взаимности принцип* связывает хар-ки передающих и приёмных А. Одно из следствий теоремы взаимности — совпадение диаграмм направленности А. при её работе в режимах передачи и приёма. Для приёмных А. диаграмма направленности — зависимость напряжения, тока или мощности на клеммах А. от угла прихода (ϑ, φ) на А. плоской волны. Приёмную А. характеризуют дополнит. параметры: эфф. площадь $\sigma_{эфф}$ (для линейных А.— д е й с т в у ю щ а я д л и н а или в ы с о т а), шумовая темп-ра $T_а$, помехозащищённость. Если бы вся мощность, попадающая на раскрыв А., поглощалась ею, то эфф. поверхность А. $\sigma_{эфф}$ равнялась бы геом. площади $\sigma_{геом}$ её раскрыва. Поскольку, однако, часть мощности рассеивается, а часть теряется (джоулевы потери), то $\sigma_{эфф}<\sigma_{геом}$. Теорема взаимности устанавливает однозначную связь между $\sigma_{эфф}$ и $G_{макс}$: $\sigma_{эфф}=\frac{\lambda}{4\pi}G_{макс}$.

На приёмную А. всегда, кроме «полезного» сигнала, воздействуют шумы. Шумовая температура приёмной А. $T_а$ вводится соотношением: $(k/2\pi)T_а\,\Delta\omega=P_{вх}$, где $\Delta\omega$ — полоса частот приёмника, $P_{вх}$ — мощность на входе приёмника. Величина $T_а$ обусловлена как собств. шумами самой А.: $T_а^{ш}=(1-\eta)T_0$ (T_0 — темп-ра материала А.), так и внеш. радиоизлучением Земли $T_а^{з}$, атмосферы $T_а^{атм}$ и косм. пр-ва $T_а^{косм}$. $T_а^{з}=(0{,}6—0{,}8)T_0\beta\eta$, где T_0 — темп-ра почвы, β — доля мощности, излучаемой в направлении на Землю. При $\beta\approx 0{,}2$ и $T_0=300$ К величина $T_а^{з}\sim(30—40)$К. Для миллиметровых волн $T_а^{атм}\approx T_0$, а в сантиметровом и метровом диапазонах $T_а^{атм}$ меняется в безоблачную погоду от единиц до десятков К при направлении соотв. в зенит и на горизонт; во время облачности и осадков $T_а^{атм}$ существенно увеличивается. Темп-ра $T_а^{косм}$, связанная с распределением косм. радиоизлучения, растёт от 1—2К на сантиметровых волнах до десятков тысяч К на метровых и декаметровых волнах. Существенно повышается $T_а^{косм}$ при попадании в диаграмму направленности А. радиоизлучения Солнца и мощности дискретных косм. источников.

Существенной для высокочувствительных приёмных А. явл. помехозащищённость, достигаемая как за счёт снижения общего уровня боковых лепестков, так и за счёт создания т. н.

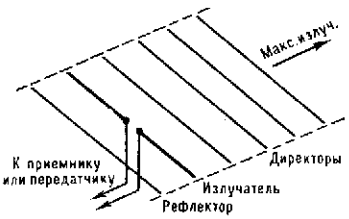


Рис. 13а. Антенна типа «волновой канал».

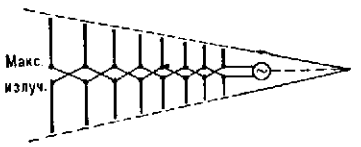


Рис. 13б. Логопериодическая антенна.

а д а п т и в н ы х А., параметры к-рых автоматически изменяются в зависимости от условий работы и «помеховой» обстановки.

Типы антенн. Огромный диапазон длин волн, излучаемых или принимаемых А. (от десятков км до долей мм), и многообразие областей использования А. (связь, радиолокация, радиоастрономия, геология, медицина и др.) обусловили большое число типов и конструкций А. На длинных, средних и коротких волнах используются в осн. проволочные и вибраторные А. и их совокупности, в частности фазированные антенные решётки (рис. 10) и «антенные поля», А. типа волновой канал (рис. 13а), логопериодич. А. (рис. 13б), ромбич. А. и т. п. Плоская синфазная фазированная антенная решётка относится к поперечным А., излучающим в направлении, перпендикулярном плоскости расположения вибраторов. В этом направлении волны, излучаемые вибраторами, питаемыми токами с одинаковыми амплитудами и фазами, складываются синфазно, и туда излучается макс. энергия. Если разность фаз токов в соседних вибраторах постепенно увеличивать вдоль к.-л. направления в плоскости решётки (что эквивалентно созданию бегущей волны тока), то направление максимума диаграммы направленности будет поворачиваться. Этим пользуются для т. н. качания (сканирования) антенного луча в пр-ве. Другая разновидность вибраторных А.— продольные (линейные) А., максимально излучающие в плоскости расположения вибраторов (ромбич. А., логопериодич. А., А. типа волновой канал).

В ДВ и СВ А. обе ф-ции А.— создание поля излучения и формирование диаграммы направленности, выполняют одни и те же элементы — вибраторы. В А. СВЧ диапазона поле излучения по-прежнему создают вибраторы, но диаграмма направленности формируется в результате суперпозиции не только непосредственно полей вибраторов, но и полей, рассеянных на разл. структурах — зеркале, линзе, щели, отверстии рупора и т. д. В А. СВЧ диапазона можно выделить (условно) ряд типов: рупорные А., линзовые А., щелевые А., диэлектрич. А., зеркальные А., А. поверхностных волн, фазированные антенные решётки, А. с искусств. апертурой, интерферометры, системы апертурного синтеза. Каждый из этих типов содержит множество разновидностей.

Весьма существенна форма диаграммы направленности. Напр., в кач-ве бортовых А. летат. аппаратов используются слабонаправленные А. с широкой диаграммой. В А. радиолокац. систем, предназначенных для обзора пр-ва и вращающихся (вокруг вертик. оси), диаграмма узкая в горизонт. плоскости и широкая в вертикальной, либо состоящая из множества узких лучей, сканирующих в пр-ве. Радиоастр. А. и А. косм. связи должны обладать чрезвычайно высокой направленностью для точного определения координат объекта, что требует увеличения отношения D/λ и, следовательно, при данной λ увеличения размеров А. Однако беспредельное наращивание размеров А. бесполезно, т. к. формирование узкой диаграммы и реализация большой эфф. площади приёма предъявляют жёсткие требования к точности изготовления и сохранения во времени поверхности А. Дисперсия Δ отклонений поверхности от заданной должна быть на порядок

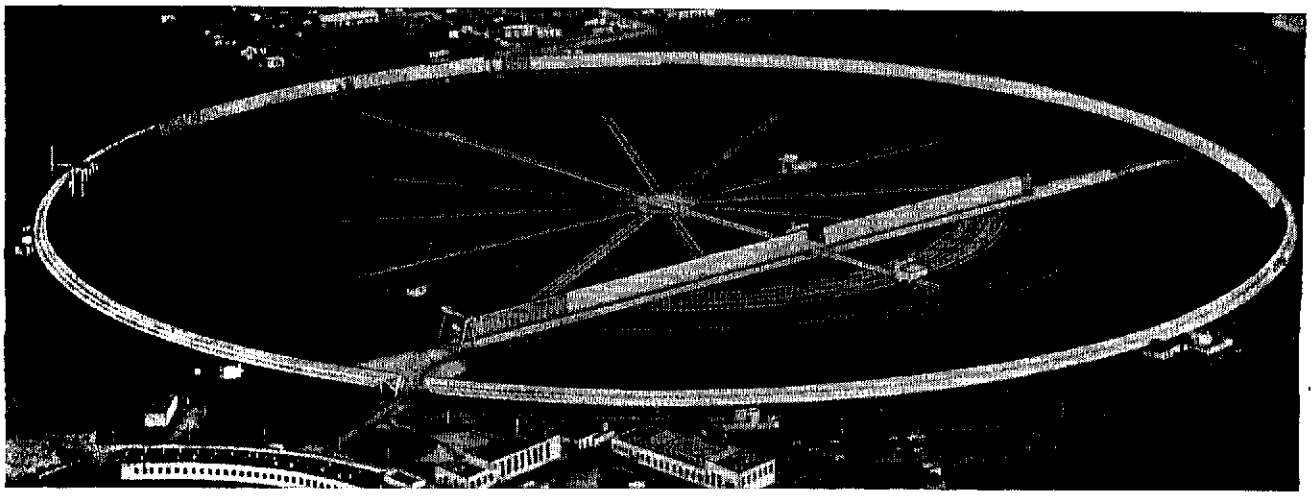


Рис. 14а. Радиотелескоп с антенной переменного профиля РАТАН-600.

Рис. 14б. Антенна 100-м радиотелескопа в Бонне (ФРГ).

меньше λ. Напр., А. 100 м полноповоротного радиотелескопа в Бонне (рис. 14б) для эфф. работы на волне $\lambda=3$ см ($\lambda/D\approx3\cdot10^{-4}$) имеет погрешность изготовления и сохранения поверхности зеркала $\Delta/D\approx10^{-5}$ в условиях ветровых, тепловых и весовых деформаций. Для обеспечения этого используют т. н. гомологич. принцип конструирования, когда при движении зеркала с помощью управляемого ЭВМ перераспределения нагрузок сохраняется заданная форма поверхности, но со смещённым фокусом, в к-рый автоматически перемещается облучатель. Другими наиб. радикальными способами повышения разрешающей способности приёмной А. явл. расчленение А. на отд. регулируемые элементы. Это имеет место в А. перем. профиля (см. *Радиотелескоп*, рис. 14а), перископич. А. (см. *Зеркальные антенны*), в фазиров. антенных решётках и при разнесении А., используемых в кач-ве элементов интерферометрич. систем и систем апертурного синтеза (см. ниже).

К особому классу относятся т. н. малошумящие А., примером к-рых может служить рупорно-параболич. А. (рис. 15). Расположенный в фокусе излучатель-рупор облучает часть параболоида, и энергия излучается в пр-во через апертуру, ограниченную металлич. зеркалом и конусом, так что энергия облучателя попадает только на зеркало. Уровень боковых и задних лепестков диаграммы направленности такой А. весьма мал, а шумовая темп-ра порядка неск. К.

Характерная особенность совр. антенной техники — использование А. с обработкой сигнала (цифровой, аналоговой, пространственно-временной, методами когерентной и некогерентной оптики и т. д.). Если излучение принимается А., в к-рой токи от отд. излучателей или участков суммируются в одном тракте, то обработка такого суммарного сигнала связана с потерей информации. В то же время в фазированных антенных решётках можно обрабатывать отдельно каждый принятый элементами или их совокупностью сигнал и затем подвергать получ. сигналы дополнит. обработке.

А. с обработкой сигнала являются радиоастр. системы апертурного синтеза. Принцип апертурного синтеза заключается в использовании ряда А., последовательно во времени или стационарно занимающих определ. положения. Их сигналы суммируются и перемножаются с разл. взаимными фазовыми соотношениями. В результате соответствующей обработки на ЭВМ получается информация, эквивалентная такой, как при использовании сплошной апертуры, значительно превосходящей апертуры отдельных А. При машинной обработке можно осуществлять сканирование луча в пределах достаточно широкого лепестка отдельной А. и др. преобразования диаграммы.

Наиболее крупная система апертурного синтеза, расположенная в Шарлотсвилле (США), состоит из 27 подвижных полноповоротных 25-м параболич. А., перемещаемых по рельсовым путям на расстоянии до 21 км

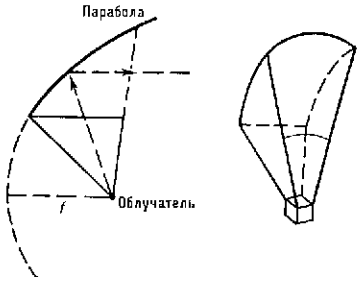


Рис. 15. Схема рупорно-параболической антенны.

в трёх направлениях, ориентированных в виде буквы Y. Разрешение этой системы на волне $\lambda=11$ см порядка 1″. Перспективны глобальные наземные и косм. системы апертурного синтеза, объединённые через искусств. спутники Земли. Чувствительность и разрешение этих систем позволяют исследовать самые отдалённые объекты Вселенной.

● Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н., Антенны УКВ, ч. 1—2, М., 1977; Марков Г. Т., Сазонов Д. М., Антенны, 2 изд., М., 1975; Шифрин Я. С., Вопросы статистической теории антенн, М., 1970; Сканирующие антенные системы СВЧ, пер. с англ., под ред. Г. Т. Маркова и А. Ф. Чаплина, т. 1—3, М., 1966—71; Цейтлин Н. М., Антенная техника и радиоастрономия, М., 1976; Антенны. Современное состояние и проблемы, под ред. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского, М., 1979.

М. А. Миллер, Н. М. Цейтлин.

АНТЁННАЯ РЕШЁТКА (фазированная антенная решётка), система элем. антенн (электрич. и магн. диполей), определ. образом сфазированных и расположенных. Наиболее распространены синфазные А. р. с параллельным и последовательным подключе-

нием элементов к линии передачи. Высокая направленность А. р. обусловлена интерференцией полей элем. антенн, хотя каждая из них может обладать широкой диаграммой направленности. Возможность независимого фазирования элем. антенн и изменения их фаз во времени позволяет управлять диаграммой направленности, т. е. осуществлять «качание» луча. С помощью А. р. можно формировать одновременно неск. лучей (многолучевая антенна).
● См. лит. и рисунки при ст. *Антенна*.
М. А. Миллер.

АНТИБАРИО́НЫ, элем. ч-цы, являющиеся *античастицами* по отношению к *барионам*.

АНТИВЕЩЕСТВО́, материя, построенная из *античастиц*. Ядра атомов в-ва состоят из протонов и нейтронов, а эл-ны образуют оболочки атомов. В А. ядра состоят из антипротонов и антинейтронов, а место эл-нов в их оболочках занимают позитроны.

Согласно совр. теории, яд. силы, обусловливающие устойчивость ат. ядер, и эл.-магн. и обменные силы, благодаря к-рым существуют устойчивые конфигурации эл-нов в атомах и молекулах, одинаковы для ч-ц и античастиц. Поэтому вся иерархия строения в-ва из ч-ц должна быть осуществима и для А. В 1965 впервые было экспериментально доказано, что из античастиц могут строиться комплексы того же типа, что и из ч-ц. Группа физиков под руководством амер. физика Л. Ледермана получила на ускорителе и зарегистрировала первое антиядро — антидейтрон (связ. состояние антипротона и антинейтрона). В 1969 в экспериментах на ускорителе протонов с энергией 70 ГэВ (Серпухов) сов. физики (руководитель Ю. Д. Прокошкин) зарегистрировали ядра антигелия-3; в 1974 были зарегистрированы ядра антитрития. Сколько-нибудь существ. скоплений А. во Вселенной пока не обнаружено, однако важный для астрофизики и космологии вопрос о распространённости А. во Вселенной остаётся открытым.

АНТИЗАПИРА́ЮЩИЙ КОНТА́КТ, контакт *полупроводник — металл*, вблизи к-рого в ПП есть слой, обогащённый осн. носителями заряда. А. к. реализуется, если *работа выхода* полупроводника *n*-типа превышает работу выхода металла (или меньше в случае полупроводника *p*-типа). При прохождении тока через А. к. происходит инжекция осн. носителей в ПП.

АНТИКВА́РК ($\bar{q}$, $\bar{q}$), *античастица* по отношению к *кварку*.

АНТИНЕЙТРИ́НО ($\bar{\nu}$, $\bar{\nu}$), *античастица* по отношению к *нейтрино*.

АНТИНЕЙТРО́Н ($\bar{n}$, $\bar{n}$), *античастица* по отношению к нейтрону; открыт в 1956 Б. Корком, Г. Ламбертсоном, О. Пиччони и В. Венцелем (США) в опытах по рассеянию пучка *антипротонов*. Сталкиваясь с ядрами мишени, антипротон может отдать свой отрицат. заряд одному из протонов ядра (или приобрести от него положительный). При этом образуется пара нейтрон — А. Подтверждением образования А. явл. его последующая аннигиляция с нейтроном или протоном др. ядра (при аннигиляции возникает неск. заряж. ч-ц, следы к-рых выходят из одной точки).

АНТИПО́ДЫ ОПТИ́ЧЕСКИЕ, см. *Оптически активные вещества*.

АНТИПРОТО́Н ($\bar{p}$, $\bar{p}$), стабильная элем. ч-ца, *античастица* по отношению к протону. Массы и спины А. и протона равны, а электрич. заряды и магн. моменты одинаковы по абс. значению, но противоположны по знаку. Экспериментально открыт в 1955 О. Чемберленом, Э. Сегре, К. Вигандом и Т. Ипсилантисом в Беркли (США) на ускорителе протонов с макс. энергией в 6,3 ГэВ. Согласно закону сохранения числа *барионов*, А. может родиться только в паре с протоном (или с нейтроном, если позволяет закон сохранения электрич. заряда). Пороговая (наименьшая) энергия для рождения пары протон — А. при столкновении двух свободных протонов в системе, в к-рой один из протонов до соударения покоится, составляет 6,6 ГэВ, а при столкновении протона с протоном или нейтроном, связанным в ат. ядре,— ок. 4 ГэВ. Поэтому при энергии ускоренных протонов в 6,3 ГэВ следовало ожидать образования А. В опыте Чемберлена и др. А. рождались при столкновениях протонов от ускорителя с мишенью из меди (рис. 1). Система отклоняющих магнитов отбирала отрицательно заряж. ч-цы, подавляющее большинство к-рых было π^--мезонами. Отличить А. от др. отрицательно заряж. ч-ц можно было по величине массы. Для этого определяли импульс ч-цы (по её отклонению в магн. поле) и её скорость (с помощью *черенковского счётчика*). В экспериментах наблюдалась и др. особенность поведения А.— их аннигиляция в столкновениях с протонами и нейтронами ядер в-ва. В результате аннигиляции А. рождалось в среднем 4—5 π-мезонов (рис. 2).

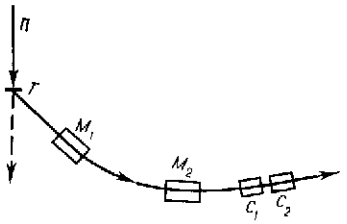


Рис. 1. Схема опыта по рождению антипротонов: *П* — пучок протонов из ускорителя; *Т* — мишень из меди, в к-рой рождаются антипротоны; M_1, M_2 — магниты, отклоняющие отрицательно заряж. ч-цы по направлению к счётчикам; C_1, C_2 — черенковские счётчики.

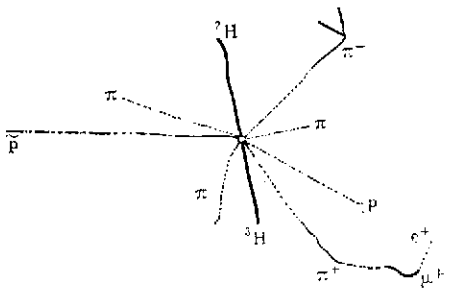


Рис. 2. Микрофотография аннигиляции антипротона ($\bar{p}$), зарегистрированной в фотоэмульсии. В результате аннигиляции $\bar{p}$ с нуклоном одного из ядер фотоэмульсии образовалось пять заряж. π-мезонов, а ядро развалилось на неск. осколков. Для двух π-мезонов установлены знаки электрич. зарядов: π^--мезон поглотился ядром фотоэмульсии и расщепил его; π^+-мезон претерпел последоват. распад: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, где μ^+ — положит. мюон, e^+ — позитрон (ν_μ, ν_e, $\bar{\nu}_\mu$ не регистрируются фотоэмульсией).

На совр. ускорителях получают пучки А. с интенсивностью до 10^8 ч-ц. Планируется создание встречных пучков протон-А. на энергию 200—400 ГэВ для каждого пучка.
В. И. Павлов.

АНТИСЕГНЕТОЭЛЕ́КТРИК, термин, часто применяемый к кристаллам, к-рые, не являясь *сегнетоэлектриками*, обладают фазовым переходом, сопровождающимся заметной аномальной температурной зависимостью *диэлектрической проницаемости* и неоднозначной зависимостью электрич. поляризации (см. *Диэлектрики*) от напряжённости электрич. поля в области достаточно больших полей (двойные петли *гистерезиса*). Первоначально понятие А. было введено (по аналогии с понятием *антиферромагнетика*) для обозначения кристаллов, имеющих в отсутствии поля упорядоч. расположение электрич. диполей, но нулевую поляризацию. Однако такая аналогия оказалась неплодотворной, т. к. электрич. структурой, в отличие от магнитной, обладают все кристаллы, и в этом смысле любой кристалл, не обладающий спонтанной поляризацией (т. е. не являющийся *пироэлектриком* или сегнетоэлектриком), может быть отнесён к А.
● См. лит. при ст. *Сегнетоэлектрики*.

АНТИФЕРРОМАГНЕТИ́ЗМ, магнитоупорядоченное состояние в-ва, характеризующееся тем, что *магнитные моменты* соседних ч-ц в-ва — ат. носителей магнетизма ориентированы навстречу друг другу (антипараллельно), и поэтому намагниченность тела в целом в отсутствии магн. поля равна нулю. Этим А. отличается от ферромагнетизма, при к-ром одинаковая ориентация всех ат. магн. моментов приводит к высокой намагниченности тела.

До нач. 30-х гг. 20 в. по магн. св-вам все в-ва делили на три группы: *диамагнетики*, *парамагнетики* и *ферромагнетики*. У большинства парамагнетиков *магнитная восприимчивость* $\varkappa$ растёт с понижением темп-ры

T обратно пропорц. T (*Кюри закон*, см. кривую *а* на рис. 1). В 20—30-х гг. были обнаружены соединения (окислы и хлориды Mn, Fe, Co, Ni), обладающие иным видом зависимости $\varkappa(T)$. У этих соединений на кривых $\varkappa(T)$ наблюдались максимумы (рис. 1, кривые *бв* и *бг*). Кроме того, ниже темп-ры максимума была обнаружена сильная зависимость $\varkappa$ от ориентации кристалла в магн. поле. Если поле направлено, напр., вдоль гл. кристаллографич. оси, то значение $\varkappa$ вдоль этого направления ($\varkappa_\parallel$) убывает, стремясь к нулю при $T\to 0$К. В направлениях, перпендикулярных этой оси, значение $\varkappa_\perp$ не зависит от темп-ры (кривая *д* на рис. 1). На кривых температурной зависимости уд. теплоёмкости этих в-в также были обнаружены острые максимумы. Эти эксперим. факты указывали на перестройку внутр. структуры в-ва при определ. темп-ре.

В 1930-х гг. Л. Д. Ландау и франц. физик Л. Неель объяснили указанные выше аномалии переходом парамагнетика в новое состояние, названное антиферромагнитным. У парамагнетиков при высоких темп-рах благодаря интенсивному тепловому движению направление магн. моментов атомов (ионов) непрерывно беспорядочно меняется. Поэтому среднее по времени значение магн. момента $\langle\bar{\mu}\rangle$ каждого магн. иона в в-ве в отсутствии внеш. поля оказывается равным нулю. Ниже нек-рой темп-ры T_N (темп-ры Нееля), к-рой соответствует максимум на кривой $\varkappa(T)$, силы *обменного взаимодействия* между магн. моментами соседних ионов оказываются сильнее, чем разупорядочивающее действие теплового движения. В результате ср. магн. момент каждого иона становится отличным от нуля и принимает определ. значение и направление, в в-ве возникает магн. упорядочение (см. *Ферромагнетизм*). Антиферромагн. упорядочение характеризуется тем, что ср. магн. моменты всех (или большей части) ближайших соседей любого иона направлены навстречу его собств. магн. моменту. Для этого обменное вз-ствие должно быть отрицательным (при ферромагнетизме обменное вз-ствие положительно и все магн. моменты направлены в одну сторону). В каждом антиферромагнетике устанавливается определ. порядок чередования магн. моментов (рис. 2, *а* и *б*).

Порядок чередования магн. моментов вместе с их направлением относительно кристаллографич. осей определяет антиферромагн. структуру в-ва (её изучают гл. обр. методами *нейтронографии*). Такую структуру можно представить как систему вставленных друг в друга пространств. решёток магн. ионов (*подрешёток магнитных*),

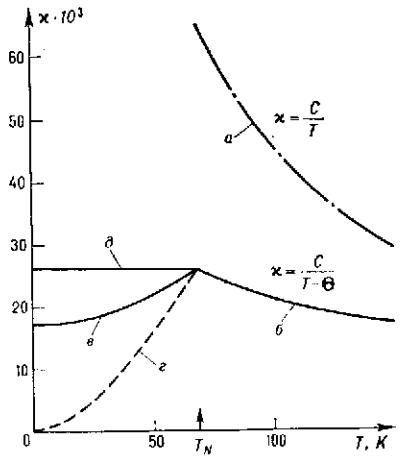


Рис. 1. Температурная зависимость магн. восприимчивости $\varkappa$: *а* — для парамагнетика, не претерпевающего перехода в упорядоченное состояние вплоть до самых низких темп-р ($\varkappa=C/T$, где C — константа); *б* — для парамагнетика, переходящего в антиферромагн. состояние при $T=T_N$ ($\theta<0$ — константа в-ва); *в* — для поликристаллич. антиферромагнетика; *г* — для монокристаллич. антиферромагнетика вдоль оси лёгкого намагничивания ($\varkappa_\parallel$); *д* — для монокристаллич. антиферромагнетика в направлениях, перпендикулярных оси лёгкого намагничивания ($\varkappa_\perp$).

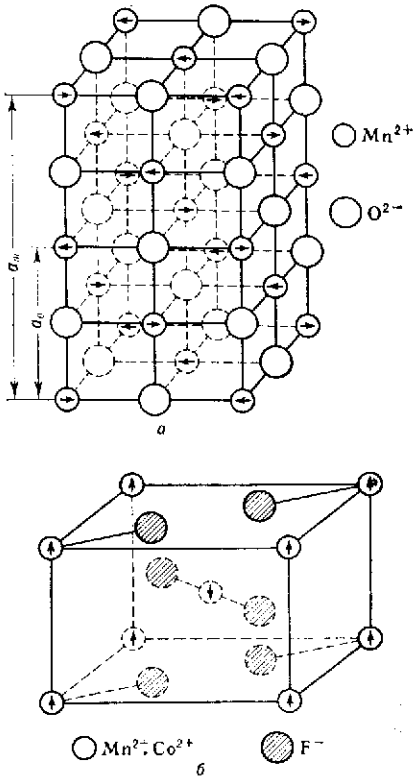


Рис. 2. Магнитная структура: *а* — кубич. антиферромагнетика MnO (период a_m магн. структуры в два раза больше периода a_0 кристаллич. структуры); *б* — тетрагонального антиферромагнетика MnF_2 (или CoF_2). Узлы с одинаковым направлением магн. моментов образуют пространственную магн. подрешётку.

в узлах каждой из к-рых находятся параллельные друг другу магн. моменты. В антиферромагнетике каждая подрешётка состоит из магн. ионов одного сорта. Суммарные магн. моменты подрешёток компенсируются, поэтому антиферромагнетик в целом в отсутствии внеш. поля не имеет результирующего магн. момента. Под действием внеш. магн. поля антиферромагнетики подобно парамагнетикам приобретают слабую намагниченность. Для магн. восприимчивости $\varkappa$ антиферромагнетиков типичны значения 10^{-4}—10^{-6}.

За создание антиферромагн. порядка и определ. ориентацию магн. моментов ионов относительно кристаллографич. осей ответственны два рода сил: за порядок — силы обменного вз-ствия (электрич. природы), за ориентацию — силы *магнитной анизотропии*. В А. обменные силы стремятся установить каждую пару соседних магн. моментов строго антипараллельно. Но они не могут предопределить направление магн. моментов подрешёток относительно кристаллографич. осей. Направление магнитных моментов в кристалле наз. осью А. или по аналогии с ферромагнетиками — *осью лёгкого намагничивания* и определяется силами магнитной анизотропии.

В соответствии с этими двумя типами сил при теор. описании А. вводят два эфф. магн. поля: обменное поле H_E и поле анизотропии H_A. Представление о том, что в антиферромагнетике действуют два эфф. магн. поля, позволяет объяснить мн. св-ва, в частности поведение антиферромагнетика в переменных внеш. магн. полях (см. *Антиферромагнитный резонанс*).

Переход из парамагн. состояния в антиферромагнитное при темп-ре Нееля T_N представляет собой фазовый переход II рода. Особенность этого перехода состоит в плавном (без скачка), но очень крутом нарастании ср. значения магн. момента каждого иона вблизи T_N (рис. 3). Этим объясняются указанные выше аномалии вблизи T_N — возрастание уд. теплоёмкости, коэффициента теплового расширения, модулей упругости и ряда др. величин.

В сильных магн. полях при $T<T_N$ наблюдаются магн. *фазовые переходы*. В простейшем двухподрешёточном антиферромагнетике с одной *осью лёгкого намагничивания* (ОЛН) первый переход происходит в магн. поле $H_{c1}\approx\sqrt{2H_AH_E}$, приложенном вдоль ОЛН. В этом поле направление намагниченности подрешёток скачком изменяется на 90° относительно направления ОЛН и приложенного поля (переход в спин-флоп фазу). Второй фазовый переход происходит в поле $H_{c2}=2H_E$; при переходе направления намагниченности подрешёток становятся параллельными друг другу и совпадают с направлением приложенного поля.

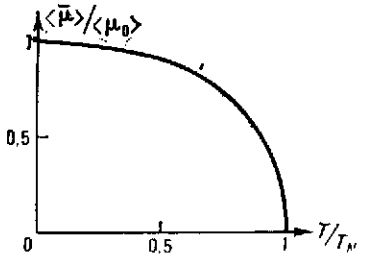


Рис. 3. Температурная зависимость ср. значения магн. момента $\langle\vec{\mu}\rangle$ иона в каждом узле подрешётки; μ_0 — собств. магн. момент иона.

Изучение А. внесло существ. вклад в развитие совр. представлений о физике магн. явлений. Открыты новые типы магн. структур: *слабый ферромагнетизм*, геликоидальные структуры и др. (см. *Магнитная структура атомная*); обнаружены новые явления: *пьезомагнетизм*, *магнитоэлектрический эффект*; расширены представления об обменном и др. типах вз-ствия в магнетиках.

● Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Антиферромагнетизм и ферриты, М., 1962 (Итоги науки. Физ.-матем. науки, т. 4); Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. *А. С. Боровик-Романов.*

АНТИФЕРРОМАГНЕ́ТИК, вещество, в к-ром установился антиферромагн. порядок магн. моментов атомов или ионов (см. *Антиферромагнетизм*). Обычно в-во становится А. ниже опредл. темп-ры T_N (см. *Нееля точка*) и остаётся А. вплоть до $T=0$К. Из элементов к А. относятся: тв. кислород (α-модификация при $T<24$ К), хром — А. с геликоидальной структурой ($T_N=310$ К), α-марганец ($T_N=100$ К), а также ряд редкозем. металлов (с T_N от 60 К у Tu до 230 К у Tb). В последних обычно наблюдаются сложные антиферромагн. структуры в температурной области между T_N и нек-рой темп-рой T_1 ($0\text{К}<T_1<T_N$); ниже T_1 они становятся *ферромагнетиками*.

Табл. 1. СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ — АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Элемент	T_1, К	T_N, К
Dy	85	179
Ho	20	133
Er	20	85
Tu	22	60
Tb	219	230

Табл. 2. ТЕМПЕРАТУРА НЕЕЛЯ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ПРОСТЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Соединение	T_N, К	Соединение	T_N, К
MnO	120	MnF_2	72
FeO	190	FeF_2	250
CoO	290	CoF_2	37,7
NiO	650	NiF_2	73,2
$MnSO_4$	12	$MnCO_3$	32,5
$FeSO_4$	21	$FeCO_3$	35
$CoSO_4$	12	$CoCO_3$	18
$NiSO_4$	37	$NiCO_3$	25

Число известных хим. соединений, к-рые становятся А. при определ. темп-рах, приближается к тысяче.

Большая часть А. обладает низкими значениями T_N. Для всех гидратиров. солей $T_N\leqslant 10$ К, напр. $T_N=4{,}31$ К у $CuCl_2\cdot 2H_2O$. Кроме электронных А. существует по крайней мере один яд. А.— твёрдый ^{3}He ($T_N\sim 0{,}001$ К).

● Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976. См. также лит. при ст. *Антиферромагнетизм.* *А. С. Боровик-Романов.*

АНТИФЕРРОМАГНИ́ТНАЯ ТОЧКА КЮРИ, см. *Нееля точка.*

АНТИФЕРРОМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС, избирательное поглощение энергии эл.-магн. волн, проходящих через антиферромагнетик, при определённых (резонансных) значениях частоты ω и напряжённости $\boldsymbol{H}_0$ приложенного магн. поля. А. р.— разновидность электронного *магнитного резонанса*. При А. р. возбуждаются резонансные взаимно связанные колебания векторов намагниченности магн. подрешёток антиферромагнетика как относительно друг друга, так и относительно направления $\boldsymbol{H}$ (см. *Антиферромагнетизм*). Частота этих колебаний определяется величиной эфф. магн. полей, действующих на магн. моменты подрешёток: $\boldsymbol{H}_E$ — эфф. поля обменного вз-ствия подрешёток, $\boldsymbol{H}_A$ — поля *магнитной анизотропии*, а также $\boldsymbol{H}_0$ — внеш. статич. магн. поля. Вид зависимости ω от эфф. магн. полей в антиферромагнетиках сложен и различается для кристаллов разной структуры. Как правило, одному значению $\boldsymbol{H}_0$ соответствуют две частоты А. р., к-рые лежат в интервале 10—1000 ГГц. Изучение А. р. позволяет определить значения эфф. магн. полей в антиферромагнетике. *А. С. Боровик-Романов.*

АНТИЧАСТИ́ЦЫ, совокупность элем. частиц, имеющих те же значения масс и прочих физ. хар-к, что и их «двойники» — ч-цы, но отличающихся от них знаком нек-рых хар-к вз-ствий (напр., электрич. заряда, магн. момента). Название «ч-ца» и «А.» в известной мере условны: можно было бы называть антиэлектрон (положительно заряж. эл-н) ч-цей, а эл-н — А. Однако атомы в-ва в наблюдаемой части Вселенной содержат эл-ны с отрицат. зарядом, а протоны — с положительным. Поэтому для известных к нач. 20-х гг. 20 в. элем. ч-ц — эл-на и протона (и позднее нейтрона) было принято название «частица».

Вывод о существовании А. впервые был сделан в 1931 англ. физиком П. Дираком. Он вывел релятив. квант. ур-ние для эл-на (*Дирака уравнение*), к-рое оказалось симметричным относительно знака электрич. заряда: наряду с отрицательно заряж. эл-ном оно описывало положительно заряж. ч-цу той же массы — антиэлектрон. Согласно теории Дирака, столкновение ч-цы и А. должно приводить к их аннигиляции — исчезновению этой пары, в результате чего рождаются две или более других ч-ц, напр. фотоны.

В 1932 антиэлектроны были экспериментально обнаружены амер. физиком К. Андерсоном. Он фотографировал ливни, образованные *космическими лучами* в камере Вильсона, помещённой в магн. поле. Заряж. ч-ца движется в магн. поле по дуге окружности, причём ч-цы с зарядами разных знаков отклоняются полем в противоположные стороны. Наряду с хорошо известными тогда следами быстрых эл-нов Андерсон обнаружил на фотографиях совершенно такие же по внеш. виду следы положительно заряж. ч-ц той же массы. Эти ч-цы были названы *позитронами*. Открытие позитрона явилось блестящим подтверждением теории Дирака. С этого времени начались поиски других А.

В 1936 также в косм. лучах были обнаружены отрицат. и положит. *мюоны* (μ^- и μ^+), являющиеся ч-цей и А. по отношению друг к другу. В 1947 было установлено, что мюоны косм. лучей возникают в результате распада несколько более тяжёлых ч-ц — *пимезонов* (π^-, π^+). В 1955 в опытах на ускорителе были зарегистрированы первые *антипротоны*. Физ. процессом, в результате к-рого образовались антипротоны, было рождение пары протон — антипротон. Несколько позже были открыты *антинейтроны*. К 1981 экспериментально обнаружены А. практически всех известных элем. ч-ц.

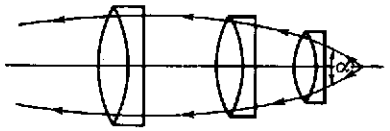
Общие принципы *квантовой теории поля* позволяют сделать ряд глубоких выводов о св-вах ч-ц и А.: масса, *спин*, *изотопический спин*, время жизни ч-цы и её А. должны быть одинаковыми (в частности, стабильным ч-цам отвечают стабильные А.); одинаковыми по величине, но противоположными по знаку должны быть не только электрич. заряды (и магн. моменты) ч-цы и А., но и все остальные квант. числа, к-рые приписываются ч-цам для описания закономерностей их вз-ствий: *барионный заряд*, *лептонный заряд*, *странность*, «очарование» и др. Ч-ца, у к-рой все хар-ки, отличающие её от А., равны нулю, наз. истинно нейтральной; ч-ца и А. таких ч-ц тождественны. К ним относятся, напр., фотон, π^0- и η-мезоны, J/ψ- и Υ-частицы.

До 1956 считалось, что имеется полная симметрия между ч-цами и А. Это означает, что если возможен к.-л. процесс между ч-цами, то должен существовать точно такой же процесс и между А. В 1956 было обнаружено, что такая симметрия имеется только в сильном и эл.-магн. вз-ствии. В слабом вз-ствии было открыто нарушение симметрии частица-А. (см. *Зарядовое сопряжение*).

Из А. в принципе может быть построено *антивещество* точно таким же образом, как в-во из ч-ц. Однако возможность аннигиляции при встрече с ч-цами не позволяет А. сколько-нибудь длит. время существовать в в-ве. А. могут долго «жить» только при условии полного отсутствия контакта с ч-цами в-ва. Свидетельством о наличии антивещества где-нибудь «вблизи» от Вселенной было бы мощное аннигиляц. излучение, приходящее на Землю из области соприкосновения в-ва и антивещества. Но пока астрофизике не известны данные, к-рые говорили бы о существовании во Вселенной областей, заполненных антивеществом.

● Форд К., Мир элементарных частиц, пер. с англ., М., 1965. *В. П. Павлов.*

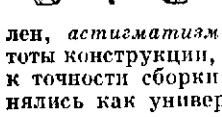
АПЕРТУ́РА (от лат. apertura — отверстие), действующее отверстие оптич. системы, определяемое размерами линз, зеркал или *диафрагмами*. Угловая А.— угол α между крайними



лучами конич. светового пучка, входящего в систему (рис.). Числовая А. равна $n\cdot\sin(\alpha/2)$, где n — показатель преломления среды, в к-рой находится объект. *Освещённость* изображения пропорц. квадрату числовой А. *Разрешающая способность* прибора пропорц. А. Т. к. числовая А. пропорц. n, то для её увеличения рассматриваемые предметы часто помещают в жидкость с большим n (т. н. иммерсионную жидкость, см. *Иммерсионная система*).

АПЕРТУ́РНАЯ ДИАФРА́ГМА, см. *Диафрагма* в оптике.

АПЛАНА́Т (от греч. aplánētos — не отклоняющийся, безошибочный), фотогр. объектив с оптич. системой из двух симметрично расположенных относительно *диафрагмы* ахроматич. линз (рис.). А. исправлен в отношении *сферической аберрации*, *хроматической аберрации* и *дисторсии*, но в нём не устранён, хотя и значительно ослаб-



Принципиальная оптич. схема апланата.

лен, *астигматизм*. Вследствие простоты конструкции, нетребовательности к точности сборки А. широко применялись как универс. объективы с относит. отверстием от 1 : 8 (для портретных и групповых снимков) до 1 : 16. С появлением *анастигматов* А. утратили своё значение и выпускаются в небольшом кол-ве.

АПОДИЗАЦИЯ, действие над оптич. системой, приводящее к изменению распределения интенсивности в дифракц. изображении светящейся точки. Свободная от аберраций оптич. система даёт изображение точки в виде ряда концентрических тёмных и светлых колец. Создавая с помощью фильтра соответствующее распределение амплитуд и фаз на зрачке оптич. системы, искусственно ослабляют волну на периферийных участках, устраняя ближайшие к центру один-два светлых кольца.

В спектроскопии А. облегчает обнаружение сателлитов спектр. линий, в астрономии — разрешение двойных звёзд с сильно различающейся видимой яркостью.

● Марешаль А., Франсон М., Структура оптического изображения, пер. с франц., М., 1964. *Г. Г. Слюсарев.*

АПОСТИ́ЛЬБ (от греч. apostílbō — сверкаю, сияю) (асб, asb), устаревшая ед. *яркости* освещённой поверхности; 1 асб = 0,318 кд/м^2 = 10^{-4} *ламберт* = $\frac{1}{\pi}\cdot10^{-4}$ *стильб*.

АПОХРОМА́Т (от греч. apo- — приставка, означающая здесь уменьшение, и chróma — цвет), объектив, в к-ром исправлены *сферическая аберрация* и сферохроматич. аберрация, а остаточная *хроматическая аберрация* меньше, чем у *ахроматов*. Это уменьшение достигается применением спец. сортов стекла и нек-рых кристаллов (напр., флюорита), а также введением в оптич. систему зеркал. Различные конструкции линзовых и зеркально-линзовых А. применяются как астр., микроскопич. и фотогр. объективы.

АППАРА́ТНАЯ ФУ́НКЦИЯ, хар-ка линейного измерит. устройства, к-рая устанавливает связь измеренной величины на выходе устройства с истинным значением этой величины на его входе. Наиболее часто с помощью А. ф. характеризуют *спектрометр*.

Математически А. ф. определяется из ур-ния: $f(x)=\int_{-\infty}^{\infty}a(x-x')\varphi(x')dx'$, где $f(x)$ — измеренное распределение физ. величины, $\varphi(x)$ — истинное распределение, $a(x)$ — А. ф. С помощью этого интегр. ур-ния во всех реально встречающихся на практике случаях может быть решена обратная задача, т. е. по известному измеренному распределению $f(x)$ и известной А. ф. $a(x)$ может быть найдено истинное распределение $\varphi(x)$. А. ф. может быть рассчитана теоретически по известным параметрам измерит. устройства, напр. для оптич. спектрометра А. ф. рассчитывается по оптич. параметрам диспергирующего элемента, коллиматорного зеркала и щели. А. ф. для оптич. спектрометра может быть определена и экспериментально, путём освещения входной щели строго монохроматич. светом частоты ν. При перестройке спектрометра по частоте в окрестности этого значения частоты на выходе спектрометра измеряют распределение светового потока по частотам, к-рое и будет А. ф. (Подробнее об А. ф. спектрометров см. в ст. *Спектральные приборы*.)

А. ф. оптического прибора, создающего изображение (фотоаппарат, телескоп, микроскоп и др.), описывает распределение освещённости в создаваемом прибором изображении бесконечно малого (точечного) источника излучения. Идеальный оптич. прибор, по определению, изображает точечный источник излучения в виде точки $\varphi(x, y)$; его А. ф. везде, кроме этой точки, равна нулю. Реальные оптич. приборы изображают точку в виде пятна рассеянной энергии; А. ф. таких приборов не равна нулю в области кон. размеров $f(x, y)$. Величина этой области и вид А. ф. для разл. приборов различны. В безаберрац. приборах величина А. ф. определяется *дифракцией света* и может быть рассчитана для разных форм апертурной диафрагмы. Угл. размеры области, в к-рой А. ф. отлична от нуля, по порядку величины равны λ/D, где λ — длина волны, D — размер входного зрачка. Аберрации и дефекты изготовления оптич. деталей приводят к дополнит. расширению области, в к-рой А. ф. отлична от нуля. Площадь кон. размеров $f(x, y)$, к-рую занимает изображение точечного источника реальным прибором, и явл. в этом случае А. ф. этого оптич. прибора $a(x, y)$. Расчёт А. ф. при наличии аберраций очень сложен и практически не всегда возможен. Поэтому А. ф. часто определяют эксперим. путём. А. ф. позволяет оценить разрешающую способность оптич. приборов: чем шире А. ф. (см. рис. 1 в ст. *Спектральные приборы*), тем хуже разрешение (меньше разрешающая способность).

● Харкевич А. А., Спектры и анализ, Избр. труды, т. 2, М., 1973; Раутиан С. Г., Реальные спектральные приборы, «УФН», 1958, т. 66, в. 3, с. 475. *О. Д. Дмитриевский.*

АРЕО́МЕТР (от греч. araiós — неплотный, жидкий и metréō — измеряю), прибор для измерений плотности жидкостей и тв. тел, основанный на *Архимеда законе*. По объёму вытесненной жидкости и массе плавающего в ней А. можно определить плотность исследуемой жидкости. Применяются А. пост. массы (более распространённые) и А. пост. объёма. К А. пост. массы относятся денсиметры (рис. 1), шкалы к-рых градуируются в ед. плотности. При измерениях плотно-

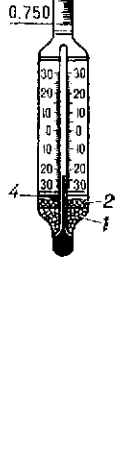


Рис. 1. Денсиметр: *1* — балласт; *2* — связующее в-во; *3* — шкала плотности; *4* — встроенный термометр.

сти А. пост. объёма (рис. 2), изменяя массу А., достигают его погружения до определ. метки. Плотность определяется по массе гирь и А. и

Рис. 2. Ареометр пост. объёма: *1* — балласт; *2* — связующее в-но; *3* — тарелка для гирь; *4* — метка, указывающая необходимую глубину погружения.

объёму вытесненной им жидкости. А. пост. объёма можно использовать для измерения плотности тв. тел.

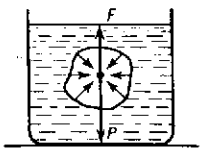
● Измерение массы, объема и плотности, М., 1972.

«АРОМА́Т» кварка, характеристика типа *кварка* (*d*, *u*, *s*, *c*, *b*), включающая всю совокупность квант. чисел — электрич. заряд, *странность*, *«очарование»* и т. д. (за исключением «цвета»), отличающих один тип кварка от другого. Часто «А.» рассматривают как спец. квант. число, определяющее тип кварка.

АРСЕНИ́Д ГА́ЛЛИЯ, синтетич. монокристалл, GaAs, прямозонный *полупроводник*. *Точечная группа симметрии* $43m$, плотн. 5,31 г/см^3, $T_{пл}$ = =1238 °С, в вакууме диссоциирует при 850 °С, мол. м. 144,63, тв. по шкале Мооса 4,5. Прозрачен в ИК области (λ от 1 до 12 мкм). Оптически анизотропен для λ=8 мкм, коэфф. преломления n=3,34; обладает высокой теплопроводностью, пьезоэлектрич., магнитооптич. и электрооптич. св-вами. Применяется как материал для *полупроводниковых лазеров*, диодов Гана, туннельных диодов и др. *полупроводниковых приборов*.

● Справочник по лазерной технике, К., 1978.

АРХИМЕ́ДА ЗАКО́Н, закон статики жидкостей и газов, согласно к-рому на всякое тело, погружённое в жидкость (или газ), действует со стороны этой жидкости (газа) выталкивающая сила, равная весу вытесненной телом жидкости (газа), направленная по вертикали вверх и приложенная к центру тяжести вытесненного объёма. Открыт др.-греч. учёным Архимедом (Archimédēs; 3 в. до н. э.). Выталкивающую силу наз. также архимедовой или гидростатической подъёмной силой. Давление, действующее на погружённое в жидкость тело, увеличивается с глубиной погружения, поэтому сила давления жидкости на ниж. элементы поверхности тела больше, чем на верхние. В результате сложения всех сил, действующих на каждый элемент поверхности, получается равнодействующая F, направленная по вертикали вверх (рис.).



Ти же тело плотно лежит на дне, то давление жидкости только сильнее прижимает его ко дну.

Если вес тела P меньше выталкивающей силы, тело всплывает на поверхность жидкости до тех пор, пока вес вытесненной погружённой частью тела жидкости не станет равным весу тела. Если вес тела больше выталкивающей силы, тело тонет; если же вес тела равен ей, тело плавает внутри жидкости.

А. з.— основа теории *плавания тел* в жидкостях и газах.

АРХИМЕ́ДА ЧИСЛО́, *подобия критерий* двух гидродинамич. или тепловых явлений, при к-рых определяющими явл. выталкивающая (архимедова) сила (см. *Архимеда закон*) и сила вязкости.

$$Ar = g\frac{l^3}{\nu^2}\frac{\rho-\rho_1}{\rho_1},$$

где l — характерный линейный размер, ν — коэфф. кинематич. вязкости, ρ и ρ_1 — плотность среды в двух точках, g — ускорение силы тяжести.

Если изменение плотности вызвано изменением темп-ры ΔT, то $(\rho-\rho_1)/\rho_1 = \beta\Delta T$, где β — коэфф. объёмного расширения, и А. ч. превращается в *Грасгофа число*.

АРХИТЕКТУ́РНАЯ АКУ́СТИКА (акустика помещений), раздел акустики, в к-ром изучается распространение звук. волн в помещении, отражение и поглощение их поверхностями, влияние отражённых волн на слышимость речи и музыки. Цель исследований — создание методов проектирования залов (театральных, концертных, лекционных, радиостудий и т. п.) с хорошими условиями слышимости.

В закрытых помещениях слушатель воспринимает, кроме прямого звука, ещё и слитный ряд быстро следующих друг за другом его повторений, обусловленных многократными постепенно затухающими отражениями,— т. н. *реверберацию*. Длительность послезвучания (т. н. время реверберации) — главный признак акустич. кач-ва помещения. При чрезмерно медленном затухании речь и быстрая последовательность звуков в музыке смазываются, при короткой реверберации голос звучит глухо, а музыкальное звучание теряет слитность и объёмность. Оптим. условия различны не только для речи и музыки, но и для музыкальных произведений разного хар-ра. Неодинаковая слышимость в разных местах зала объясняется тем, что самые ранние сильные отражения приходят к ним с разл. запаздыванием.

Акустич. св-ва помещения определяются его архитектурой — размерами, формой, положением отражающих поверхностей, их обработкой поглотителями. Слышимость в залах может быть улучшена с помощью электроакустич. систем усиления и искусств. реверберации.

В А. а. пользуются как методами волн. теории, так и методами *геометрической акустики*. Акустич. испытания помещений состоят в определении равномерности распространения звука в пр-ве и в исследовании затухания послезвучания во времени. Наряду с испытаниями залов в натуре всё большее распространение приобретает изучение их св-в на малых моделях.

● Ганус К., Архитектурная акустика, пер. с нем., М., 1963; Качерович А. Н., Акустика зрительного зала, М., 1968.

Г. А. Гольдберг.

АСИМПТОТИ́ЧЕСКАЯ СВОБО́ДА, в квантовой теории поля — св-во некрых моделей вз-ствия полей, выражающееся в том, что *эффективный заряд* (параметр, характеризующий силу вз-ствия полей) с уменьшением расстояния до него стремится к нулю. Наиболее важным примером теории с А. с. явл. *квантовая хромодинамика*, описывающая сильное вз-ствие *кварков* и *глюонов*; в процессах с большой передачей импульса эти ч-цы можно приближённо рассматривать как свободные ч-цы (см. *Партоны*) и использовать при расчётах теорию возмущений.

А. В. Ефремов.

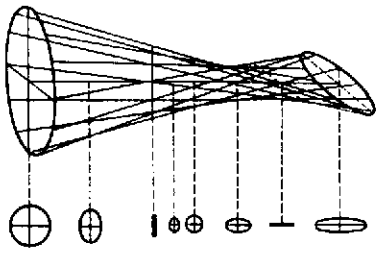
АСТЕРИ́ЗМ (от греч. astēr — звезда), размытие в определ. направлениях дифракц. пятен на *лауэграммах*. Вследствие А. на лауэграммах появляются штрихи или «хвосты» разл. длины, расходящиеся от центра, что придаёт дифракц. картине звездообразный вид (рис.).

А.— следствие деформации кристалла, в процессе которой он разбивается на отд. участки (фрагменты) размером 1—0,1 мкм, слегка повёрнутые друг относительно друга вокруг нек-рых определ. кристаллографич. направлений. С увеличением деформаций «хвосты» удлиняются, по их направлению и величине растяжения можно судить о кол-ве, форме и размерах фрагментов и исследовать хар-р протекания деформаций (см. *Рентгенография материалов*).

А. наз. также явление, наблюдаемое при рассматривании удалённого источника света через нек-рые кристаллы: вокруг источника света образуются звездообразно расположенные светлые полосы, обусловленные рассеянием света тончайшими иглообразными кристалликами др. в-ва, напр. рутила (TiO_2), врастающего в определ. направлениях в кристалл (рубин, сапфир и т. д.).

АСТИГМАТИ́ЗМ (от греч. a — отрицат. ч-ца и stigmḗ — точка), одна из *аберраций оптических систем*: А. проявляется в том, что сферич. волн.

поверхность при прохождении оптич. систем может деформироваться, и тогда изображение точки, не лежащей на гл. оптич. оси системы, представляет собой уже не точку, а две взаимно перпендикулярные линии, расположенные в разных плоскостях на некотором расстоянии друг от друга. Изображения точки в промежуточных между этими плоскостями сечениях имеют вид эллипсов; одно из них имеет форму круга (рис.). А. обусловлен



Световой пучок, прошедший через оптич. систему, обладающую астигматизмом. Внизу показаны сечения пучка плоскостями, перпендикулярными оптич. оси системы.

неодинаковостью кривизны оптич. поверхности в разных плоскостях сечения падающего на неё светового пучка. А. возникает либо вследствие асимметрии оптич. системы, напр. в цилиндрич. линзах, либо — в обычных сферич. линзах — при падении пучка лучей под большим углом к оптич. оси линзы. А. может быть исправлен таким подбором линз, чтобы одна компенсировала А. другой. Такие системы наз. анастигматами. А. может обладать также человеческий глаз (см. *Астигматизм* глаза).

АСТИГМАТИЗМ глаза, один из недостатков преломляющего аппарата глаза, обусловленный неравномерной кривизной роговой оболочки, реже — хрусталика. При А. глаза в нём сочетаются разные рефракции или разл. степени (в разных сечениях глаза) одного и того же вида клинич. рефракции (напр., близорукости или дальнозоркости). О коррекции А. глаза см. ст. *Очки*. Иногда А. глаза корригируют с помощью спец. контактных линз.

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ЕДИНИЦА длины (а. е., АЕ), равна ср. расстоянию от Земли до Солнца, 1 а. е.$=$ $=1{,}49600\cdot10^{11}$ м.

АСТРОФИЗИКА, раздел астрономии, изучающий физ. св-ва небесных тел и протекающие в них и в косм. пр-ве процессы. Широкое использование в астрономии открытых в земных условиях физ. законов и методов исследования началось со *спектрального анализа*. Этот метод оказался настолько эфф., что стал одним из важнейших методов астрономии. Спектр. анализ излучения удалённых косм. объектов дал возможность определить их плотность, темп-ру, хим. состав, хар-р и скорости внутр. движений и даже присутствие в них электрич. и магн. полей.

Несмотря на эти огромные достижения, классич. А., основанная на спектр. анализе оптич. излучения, была существенно ограничена. Излучение в оптич. диапазоне составляет лишь очень малую часть достигающего Земли спектра эл.-магн. излучения. Более того, области, в к-рых формируется оптич. излучение, обладают, как правило, большой плотностью, и в них быстро устанавливается термодинамич. равновесие. Поэтому в результате спектр. исследований в оптич. диапазоне сформировалась картина мира, в к-рой главенствовали гравитац. силы и р а в н о в е с н ы е тепловые процессы, а гл. задачей представлялось определение механич. и термодинамич. параметров тех или иных объектов. Так продолжалось почти до сер. 20 в., когда первый серьёзный удар по этим представлениям нанесла начавшая интенсивно развиваться радиоастрономия. Правда, ещё задолго до этого выяснилось, что источником энергии звёзд явл. *термоядерные реакции*, а представление о термояд. синтезе возникло именно в А. На существование н е р а в н о в е с н ы х процессов во Вселенной указывали также *космические лучи* — ч-цы очень высокой энергии (распределение ч-ц косм. лучей по энергиям резко отличается от равновесного, см. *Больцмана распределение*).

Радиоастр. наблюдения выявили в Галактике косм. радиоисточники, в к-рых эфф. темп-ра достигает столь высоких значений ($\sim10^{15}$ К), что считать это излучение излучением находящегося в тепловом равновесии газа нельзя. Исследования спектров радиоизлучения таких источников действительно установили их нетепловую природу. В частности, были обнаружены косм. мазеры — источники мощного когерентного радиоизлучения в отд. линиях молекул межзвёздного газа (см. *Мазер*). Т. о., во Вселенной были обнаружены интенсивные нетепловые процессы, связанные с ускорением эл-нов до очень высоких, ультрарелятив. энергий. *Синхротронное излучение* таких эл-нов преим. наблюдается в радиодиапазоне. Процесс ускорения ч-ц связан, по-видимому, со взрывами звёзд — появлением т. н. *сверхновых звёзд*, которые рассматриваются как осн. источник косм. лучей в Галактике. Сходные процессы протекают также в массивных *ядрах галактик*. В этой связи важное значение в А. приобрели исследования эволюции и равновесия больших газовых масс, а также звёзд с учётом закономерностей физики элем. ч-ц и яд. физики. В частности, очень важной оказалась роль *нейтрино* в переносе энергии в звёздах и соотв. в динамике звёздных взрывов и *гравитационных коллапсов*. Стало необходимым учитывать эффекты общей теории относительности (особенно для *нейтронных звёзд* и *чёрных дыр*), а также эффекты квант. теории поля, ведущие к рождению ч-ц в очень сильных гравитац. полях (к «испарению» чёрных дыр).

Исключительно интересным астрофиз. объектом оказались *пульсары* — открытые в 1967 источники импульсного радиоизлучения. С обнаружением пульсаров — звёзд с плотностью в-ва, близкой к ядерной ($\sim10^{14}$ г/см^3), нейтронные звёзды перестали быть объектом лишь теор. исследований. Высокая стабильность периода между импульсами у пульсаров позволила исследовать эффект запаздывания прихода радиоимпульсов на разных частотах и установить плотность и темпру межзвёздного электронного газа, а также общую зависимость показателя преломления межзвёздной среды от частоты.

Важнейшая роль нейтронных звёзд выявилась также при исследовании природы косм. рентг. излучения. Были открыты импульсные источники рентг. излучения — рентг. б а р с т е р ы, к-рые, согласно совр. представлениям, обусловлены *аккрецией* в-ва на нейтронную звезду в тесной двойной системе.

В результате исследования косм. синхротронного излучения, поляризации света звёзд, структуры межзвёздных туманностей, св-в косм. лучей выяснилось, что Галактика пронизана магн. полями достаточной силы, чтобы существенно влиять на динамику межзвёздного газа, формирование звёзд и распространение косм. лучей. Более того, ускорение заряж. ч-ц, дающих нетепловое излучение, тесно связано с изменяющимися во времени полями.

Поведение косм. *плазмы* в магн. полях звёзд и межзвёздной среды стало предметом изучения быстро развивающейся с сер. 20 в. косм. электродинамики. Для Солнца эл.-магн. процессы в плазме не только определяют структуру короны, форму протуберанцев, цикличность его активности, но и самые мощные нестационарные процессы в Солн. системе — вспышки на Солнце. Эти вспышки явл. пока единственным доступным для прямого изучения процессом генерации косм. лучей во Вселенной (см. *Космические лучи*). Весьма вероятно, что этот процесс эл.-магн. взрыва явл. лишь миниатюрной моделью мощных взрывных процессов во Вселенной, сопровождающихся генерацией ч-ц и излучений с неравновесным распределением по энергиям.

Вывод совр. А. об огромной роли во Вселенной неравновесных нетепловых процессов с участием ускоренных ч-ц подтверждается данными быстро развивающихся рентг. астрономии и гамма-астрономии.

Наконец, в совр. А. релятив. теория тяготения используется не только

для интерпретации объектов типа чёрных дыр и нейтронных звёзд, но и для описания эволюции Вселенной в целом. Тем самым *космология* получила надёжную основу в виде строгих физ. законов. Важно подчеркнуть также, что именно благодаря А. намного расширились границы применимости открытых на Земле физ. законов, а сама физика получила новый импульс в связи с созданием новых методов исследования, таких, как детектирование косм. (в т. ч. солнечных) нейтрино, радиолокация Луны, Солнца и планет, вынос приборов за пределы земной атмосферы и магнитосферы и посылка косм. аппаратов к др. планетам.

Т. о., родилась новая А., к-рая, помимо классич. гравитац. сил и процессов равновесного излучения, учитывает важную роль эл.-магн., яд. и слабых вз-ствий, использует практически все известные механизмы излучения эл.-магн. волн и элем. ч-ц, релятив. динамику и релятив. теорию тяготения, т. е. весь арсенал имеющихся физ. знаний, включая физ. теории поведения в-ва в экстремальных состояниях. Поэтому совр. А. включает такие разделы, как А. высоких энергий и косм. лучей, яд. и нейтринную А., релятив. и квантовую релятив. А.

● Гинзбург В. Л., Современная астрофизика, М., 1970; его же, Теоретическая физика и астрофизика, М., 1975; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967; Пахольчик А., Радиоастрофизика, пер. с англ., М., 1973; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 2 изд., М., 1971.

С. И. Сыроватский.

АСФЕРИЧЕСКАЯ ОПТИКА, оптич. детали или построенные из них системы, поверхности к-рых не явл. сферическими. Как правило, термин «А. о.» применяют к системам, имеющим поверхности 2-го порядка, с симметрией относительно оптической оси (параболоидальным, эллипсоидальным) или без осевой симметрии (цилиндрическим).

Осн. преимущество А. о. перед сферической — возможность исправления аберраций. При расчёте оптич. систем с заданными аберрациями одна асферич. поверхность может заменить две-три сферические, что приводит к резкому сокращению числа деталей системы. В ряде случаев, напр. при расчёте особо широкоугольных объективов, без применения А. о. решить задачу вообще не удаётся. Оптич. системы с цилиндрич. линзами (А. о. без осевой симметрии) имеют разл. фокусные расстояния в разл. плоскостях, проходящих через оптич. ось, т. е. обладают *астигматизмом*. Применяются в очках для исправления астигматизма глаза, в анаморфотных системах для получения разл. масштаба изображения по разным направлениям (см. *Анаморфотная насадка*). Сложность изготовления и контроля А. о. ограничивает её распространение.

● Мартин Л., Техническая оптика, пер. с англ., М., 1960; Русинов М. М., Техническая оптика, Л., 1979.

А. П. Гагарин.

АТМОСФЕ́РА, внесистемная ед. давления. Нормальная, или физическая, А. (атм., Atm) равна 101 325 Па; техническая А. (ат, at) равна 1 кгс/см^2=98066,5 Па; 1 атм — 1,0332 ат=760 мм рт. ст.= =10 332 мм вод. ст.

АТМОСФЕ́РА Земли (от греч. atmós— пар и sphâira — шар), газовая (возд.) среда вокруг Земли, к рая вращается вместе с Землёй как единое целое; её масса ок. $5{,}15\cdot10^{15}$ т. Состав А. у её поверхности: 78,1% азота, 21% кислорода, 0,9% аргона, в незначит. долях процента присутствует углекислый газ, водород, гелий, неон и др. газы. Процентное соотношение осн. газов А. мало меняется до высоты ок. 100 км (в гомосфере). На высоте 20—25 км расположен слой озона, к-рый предохраняет живые организмы на Земле от вредного КВ излучения. В нижних 20 км в А. содержится ещё и вод. пар: у земной поверхности — от 3% в тропиках до $2\cdot10^{-5}$% в Антарктиде, кол-во к-рого с высотой быстро убывает, а также твёрдые и жидкие аэрозольные ч-цы (пыль, дым, продукты конденсации вод. пара). Выше 100 км (в гетеросфере) состав воздуха начинает меняться с высотой: растёт доля лёгких газов, и на очень больших высотах преобладающими становятся гелий и водород; часть молекул газов разлагается на атомы и ионы, образуя ионосферу.

Давление и плотность воздуха в А. с высотой убывает. Темп-ра меняется с высотой более сложно, и в зависимости от её распределения А. подразделяют на тропосферу, стратосферу, мезосферу, термосферу, экзосферу. В А. рассеивается и поглощается солн. и земная радиация, в свою очередь А. сама явл. источником ИК излучения. Между земной поверхностью и А. происходит обмен теплотой и влагой, обусловливающий пост. круговорот воды с образованием облаков и выпадением осадков. А. обладает электрич. полем, в ней возникают разл. электрич., оптич. и акустич. явления. Воздух А. находится в непрерывном движении. Неравномерность нагревания А. способствует её общей циркуляции, к-рая влияет на погоду и климат Земли.

АТМОСФЕ́РИКИ, радиосигналы, излучаемые при электрич. разрядах в атмосфере (напр., молниях). А. мешают радиоприёму, особенно в диапазоне сверхдлинных и длинных волн.

АТМОСФЕ́РНАЯ АКУ́СТИКА, раздел *акустики*, в к-ром изучаются распространение и генерация звука в атмосфере и исследуются св-ва атмосферы акустич. методами. Звук. волны при распространении в свободной атмосфере благодаря теплопроводности и вязкости воздуха поглощаются тем сильнее, чем выше частота звука и чем меньше плотность атмосферы (см. *Поглощение звука*). Поэтому резкие вблизи звуки выстрелов или взрывов на больших расстояниях становятся глухими. Неслышимые же звуки очень низких частот *(инфразвук)* с периодами от неск. с до неск. мин затухают мало и могут распространяться на тысячи км и даже огибать неск. раз земной шар. Это даёт возможность, напр., обнаруживать яд. взрывы, являющиеся мощным источником таких волн.

Поскольку атмосфера представляет собой движущуюся неоднородную среду, в А. а. пользуются методами *акустики движущихся сред*. Темп-ра и плотность атмосферы уменьшаются с увеличением высоты; на больших высотах темп-ра снова возрастает. На эти регулярные неоднородности накладываются зависящие от метеорол. условий изменения темп-ры и скорости ветра, а также их случайные турбулентные пульсации разл. масштабов. Все перечисленные неоднородности сильно влияют на распространение звука: возникает искривление звук. луча — *рефракция звука*, в результате к-рой наклонный звук. луч может вернуться к земной поверхности, образуя акустич. зоны слышимости и зоны молчания; происходит рассеяние и ослабление звука на турбулентных неоднородностях, сильное поглощение звука на больших высотах и т. д. При акустич. зондировании атмосферы распределение темп-ры и ветра на больших высотах определяют по измерениям времени и направления прихода звук. волн от наземных взрывов или взрывов бомб, сбрасываемых в атмосферу с ракеты.

Если атм. условия благоприятствуют фокусировке ударных волн, возникающих при движении сверхзвук. реактивных самолётов, то у земной поверхности звук. давление может достичь значений, опасных для сооружений и здоровья людей. А. а. занимается также изучением звуков естеств. происхождения. Полярные сияния, маги. бури, землетрясения, ураганы, морские волнения явл. источниками звуковых и особенно инфразвук. волн.

В. М. Бовшеверов.

АТМОСФЕ́РНЫЙ ВОЛНОВО́Д, слой воздуха, непосредственно примыкающий к поверхности Земли или приподнятый над ней, в к-ром могут распространяться радиоволны, как в *радиоволноводе*. При определ. условиях радиолуч, вышедший под небольшим углом к горизонту, на нек-рой высоте за счёт рефракции отклоняется к земной поверхности и отражается от неё. В результате многократного повторения этих процессов радиоволны распространяются вдоль поверхности Земли на большие расстояния без заметного ослабления. В А. в. могут распространяться волны, длина к-рых меньше нек-рой критической (обычно

$\lambda_{кр}\sim 50-100$ см). См. *Распространение радиоволн*. *М. Б. Виноградова.*

АТОМ (от греч. átomos — неделимый), часть в-ва микроскопич. размеров и массы (микрочастица), наименьшая часть хим. элемента, являющаяся носителем его св-в. Каждому хим. элементу соответствует определ. род А., обозначаемый хим. символом. А. существуют в свободном (в газе) и в связ. состояниях. Связываясь друг с другом непосредственно или в составе молекул, А. образуют жидкие и тв. тела. Все хим. и физ. св-ва А. определяются особенностями его строения.

Общая характеристика строения атома. А. состоит из тяжёлого ядра, обладающего положит. электрич. зарядом, и окружающих его лёгких ч-ц — эл-нов с отрицат. электрич. зарядами, образующих электронные оболочки А. Размеры А. в целом определяются размерами его электронной оболочки и велики по сравнению с размерами ядра А. (линейные размеры А. $\sim 10^{-8}$ см, ядра $\sim 10^{-12}-10^{-13}$ см). Электронные оболочки не имеют строго определ. границ, и размеры А. в б. или м. степени зависят от способов их определения (см. *Атомные радиусы*).

Заряд ядра — осн. хар-ка А., обусловливающая его принадлежность к определ. элементу; он явл. целым кратным элементарного электрич. заряда e, равного по абс. значению заряду эл-на — e, т. е. равен $+eZ$, где Z — ат. номер (порядковый номер элемента в *периодической системе* элементов). А.— электрически нейтр. система: ядро с зарядом $+eZ$ удерживает Z эл-нов с общим зарядом $-eZ$. А., потерявший один или неск. эл-нов, наз. положит. ионом, его заряд равен $+ek$, где k — кратность ионизации. А., присоединивший эл-ны, явл. отрицат. ионом. Иногда под термином «А.» понимают как нейтр. А., так и его ионы. Для отличия положит. и отрицат. ионов от нейтр. А. к хим. символу элемента добавляют индекс, определяющий кратность ионизации (напр., O^+, O^{8+}, O^{2-}). Совокупность нейтр. А. и ионов др. элементов с тем же числом эл-нов образует изоэлектронный ряд (напр., водородоподобный ряд H, He^+, Li^{2+}, . . .).

Кратность заряда ядра А. элем. заряду объясняется его строением: в его состав входит Z протонов, имеющих заряд $+e$, а также нейтр. ч-цы — *нейтроны*. Масса А. возрастает с увеличением Z и обусловлена в основном массой ядра, пропорциональной массовому числу A — общему числу протонов и нейтронов в ядре. Масса эл-на ($\approx 0{,}91\cdot 10^{-27}$ г) значительно меньше (примерно в 1840 раз) массы протона или нейтрона ($\approx 1{,}67\cdot 10^{-24}$ г), поэтому их вклад в ат. массу незначителен.

А. одного элемента могут иметь разные массовые числа (число протонов одинаково, а число нейтронов различно); такие разновидности А. одного и того же элемента наз. изотопами. Различие массы ядер почти не сказывается на хим. и физ. св-вах изотопов одного элемента. Наибольшие отличия (изотопич. эффекты) наблюдаются у изотопов водорода вследствие большой разницы в массах обычного лёгкого водорода (протия, $A=1$), дейтерия ($A=2$) и трития ($A=3$).

Точные значения масс А. определяются методами *масс-спектроскопии*. Измерения показали, что масса А. меньше суммы масс ядра и всех эл-нов на величину, наз. дефектом масс: $\Delta m = W/c^2$, где W — энергия связи А. Для тяжёлых А. Δm — порядка массы эл-на, для лёгких $\sim 10^{-4}$ массы эл-на.

Энергия атома и её квантование. Благодаря малым размерам и большой массе ядро А. можно приближённо считать точечным и покоящимся в центре масс А. (т. к. общий центр масс ядра и эл-нов находится вблизи ядра, а скорость движения ядра относительно центра масс мала по сравнению со скоростями эл-нов). А. можно рассматривать как систему N эл-нов, движущихся вокруг неподвижного притягивающего центра. Полная внутр. энергия такой системы $\mathcal{E}$ равна сумме кинетич. энергий T всех эл-нов и потенц. энергии U притяжения их ядром и отталкивания друг от друга. В простейшем случае А. водорода один эл-н с зарядом $-e$ движется вокруг ядра с зарядом $+e$. Кинетич. энергия эл-на в таком А. равна:

$$T = {}^1/_2 mv^2 = p^2/2m, \qquad (1)$$

где m — масса, v — скорость, $p = mv$ — импульс эл-на; потенц. энергия А.

$$U = U(r) = -e^2/r \qquad (2)$$

зависит только от расстояния r эл-на от ядра. Графически ф-ция $U(r)$ изображается кри ой (рис. 1, *а*), неограниченно убывающей (возрастающей по абс. значению) при уменьшении r, т. е. при приближении эл-на к ядру. Значение $U(r)$ при $r\to\infty$ принято за нуль. Если полная энергия $\mathcal{E} = T + U < 0$, то движение эл-на явл. связанным: оно ограничено в пр-ве значением $r = r_{макс}$, при к-ром $T=0$, $\mathcal{E} = U(r_{макс})$. При $\mathcal{E} = T + U > 0$ движение эл-на явл. свободным — он может уйти на бесконечность с энергией $\mathcal{E} = T = {}^1/_2 mv^2$, т. е. при $\mathcal{E} > 0$ А. водорода становится положит. ионом H^+.

А. явл. квант. системой, т. е. подчиняется квантово-механич. законам (см. *Квантовая механика*); его осн. хар-ка — полная внутр. энергия $\mathcal{E}$, к-рая может принимать лишь одно из значений дискр. ряда:

$$\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3, \ldots \quad (\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2 < \mathcal{E}_3 < \ldots). \qquad (3)$$

Промежуточными значениями $\mathcal{E}$ А. обладать не может. Каждому из «дозволенных» значений $\mathcal{E}$ соответствует одно или неск. стационарных (неизменных во времени) квант. состояний А. Энергия А. может изменяться только скачкообразно — путём *квантового перехода* А. из одного стационарного состояния в другое.

Графически возможные значения энергии А. изображают в виде схемы уровней энергии — горизонт. прямых, проведённых на расстояниях, соответствующих разностям «дозволенных» энергий (рис. 1, *б*). Самый нижний уровень $\mathcal{E}_1$, отвечающий минимальной возможной энергии, наз. основным, все остальные ($\mathcal{E}_n > \mathcal{E}_1$, $n = 2, 3, \ldots$) — возбуждёнными, т. к. для перехода на них А. необходимо возбудить — сообщить ему извне энергию $\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_1$.

Квантование энергии А. явл. следствием волн. св-в эл-нов (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Согласно квант. механике, движению микрочастицы с импульсом p соответствует длина волны $\lambda = h/p$, для эл-на в А. $\lambda \sim 10^{-8}$ см, т. е. порядка линейных размеров А. Связанное движение эл-на в А. ($\mathcal{E} < 0$) схоже со стоячей волной, его следует рассматривать как сложный колебат. процесс, а не как движение матер. точки по траектории. Для стоячей волны в огранич. объёме возможны лишь определ. значения λ; для модели атома Бора, согласно к-рой эл-н движется в А. по определ. орбитам, возможными будут те круговые орбиты, на к-рых укладывается целое число λ. Определ. значениям λ соответствуют определ. значения p и $\mathcal{E}$.

Свободное движение эл-на, оторванного от А., подобно распространению бегущей волны в неогранич. объёме, для к-рой возможны любые значения λ; его энергия не квантуется и имеет непрерывный энергетический спектр. Такая непрерывная последовательность энергий характерна для ионизованного А., т. е. при $\mathcal{E} > 0$. Значение $\mathcal{E}_\infty = 0$ соответствует границе ионизации А., а разность $\mathcal{E}_\infty - \mathcal{E}_1$ равна энергии ионизации из осн. состояния $\mathcal{E}_{ион}$ (для водорода $\mathcal{E}_{ион} = 13{,}6$ эВ).

Орбитальный и спиновый моменты электрона. Наряду с энергией движение эл-на в А. вокруг ядра (орбит. движение) характеризуется орбит. моментом импульса $\boldsymbol{M}_l$; с ним связан орбитальный магн. момент эл-на в А. Эл-н обладает также собств. моментом импульса $\boldsymbol{M}_s$ — *спином* и связанным с ним спиновым магн. моментом. Вз-ствие спинового и орбитального моментов *(спин-орбитальное взаимодействие)* влияет на орбитальное движение эл-на в А.

Распределение электронной плотности в атоме. Состояние эл-на в А. можно характеризовать распределением в пр-ве его электрич. заряда — распределением электронной плотности. При этом ат. эл-ны рассматриваются как «размазанные» в пр-ве и образующие вокруг ядра

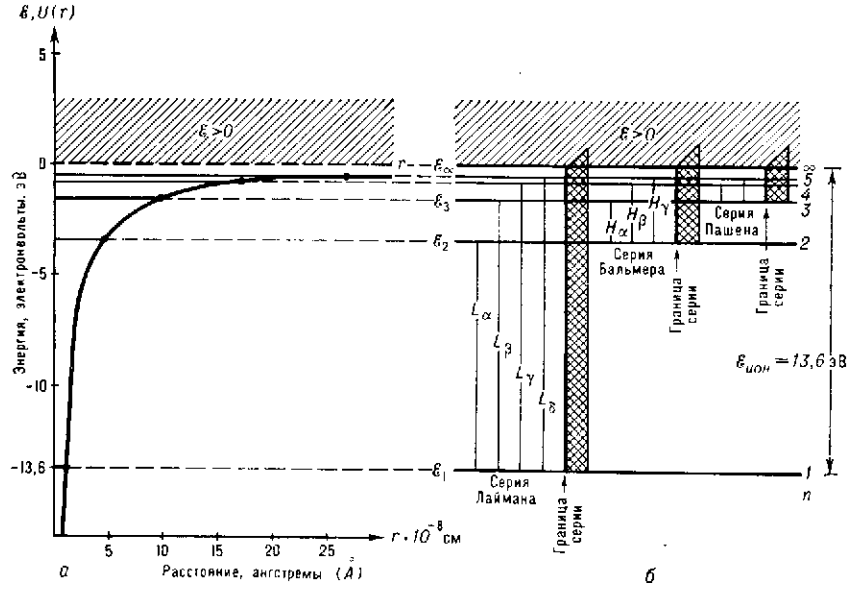


Рис. 1. Зависимость энергии $\mathcal{E}$ атома водорода от расстояния r: *а* — возможные значения полной внутр. энергии $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$,... (горизонт. линии) и график потенц. энергии (жирная кривая; точками показаны значения $r_{макс}$ при $\mathcal{E}=\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$,...); *б* — схема уровней энергии (горизонт. линии) и оптич. переходов (вертик. линии). Заштрихованная область ($\mathcal{E}>0$) соответствует ионизов. атому водорода.

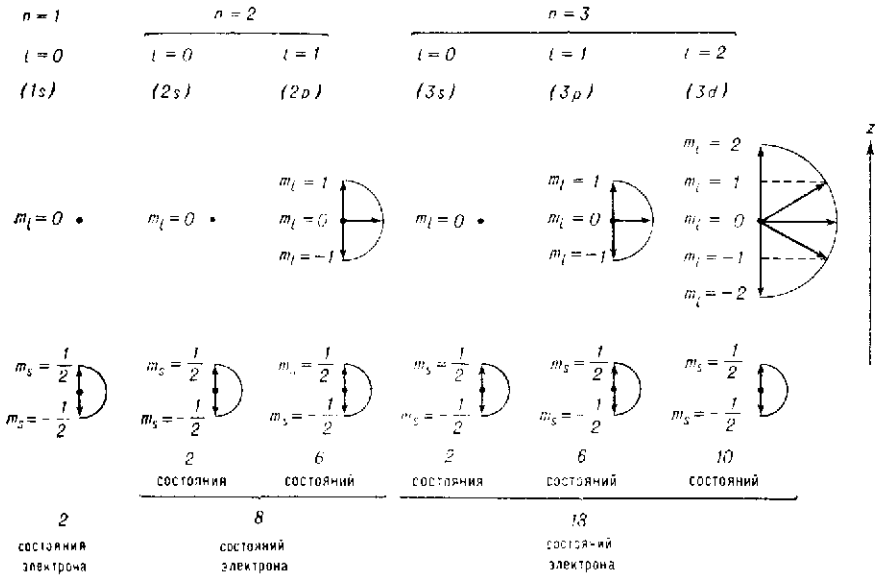


Рис. 2. Возможные состояния атома водорода при значениях $n=1,2,3$. Графически показаны ориентации орбитального и спинового моментов.

электронное облако. Такая модель правильнее отражает состояние эл-на в А., чем модель атома Бора. Наибольшая электронная плотность в А. водорода соответствует осн. состоянию, когда электронное облако концентрируется на наиб. близком от ядра расстоянии; для возбуждённых состояний она распределяется на всё больших расстояниях от ядра. В сложных А. эл-ны группируются в электронные оболочки, окружающие ядро на разл. расстояниях и характеризующиеся определ. значениями электронной плотности. Слабее всего связаны с ядром эл-ны самой внеш. оболочки, к-рые определяют размеры А. в целом.

Квантовые состояния атома водорода. Методами квант. механики можно получить точную и полную хар-ку состояний эл-на в одноэлектронном А. (А. водорода и водородоподобных А.), в то время как задача о многоэлектронных А. может быть решена лишь приближённо. Энергия одноэлектронного А. (без учёта спина эл-на) равна:

$$\mathcal{E}_n = -\frac{chRZ^2}{n^2}; \qquad (4)$$

целое число $n=1, 2, 3, \ldots$ определяет возможные уровни энергии и наз. главным квантовым числом; R — *Ридберга постоянная* ($hcR=13{,}6$ эВ). Согласно (4), с ростом n уровни сближаются и при $n\to\infty$ сходятся к границе ионизации $\mathcal{E}_\infty=0$ (рис. 1, *б*); уровни с $n>5$ не показаны, схема уровней дана для А. водорода ($Z=1$), для водородоподобных А. масштаб энергий возрастает в Z^2 раз.

Можно показать, что водородоподобный А. с энергией, определяемой выражением (4), имеет ср. радиус

$$a = a_0 n^2/Z, \qquad (5)$$

где постоянная $a_0=0{,}529\cdot10^{-8}$ см$=0{,}529$ Å — т. н. боровский радиус, определяющий размеры А. водорода в осн. состоянии ($n=1$, $Z=1$); им часто пользуются как ед. длины в ат. физике.

Согласно квант. механике, состояние А. водорода полностью определяется дискр. значениями четырёх физ. величин: энергии $\mathcal{E}$, орбит. момента M_l, проекции M_{lz} орбит. момента на нек-рое произвольное направление z, проекции M_{sz} спинового момента M_s на z. Возможные значения этих величин, в свою очередь, определяются соответствующими *квантовыми числами*:

$\mathcal{E}$ — главным квантовым числом $n=1, 2, 3, \ldots$ [по ф-ле (4)]; M_l — орбитальным (или азимутальным) квантовым числом $l=0, 1, 2, \ldots, n-1$:

$$M_l^2 = l(l+1)\hbar^2;$$

M_{lz} — магнитным орбитальным квантовым числом $m_l=l, l-1, \ldots, -l$:

$$M_{lz}=\hbar m_l;$$

M_{sz} — магнитным спиновым числом $m_s=\pm1/2$:

$$M_{sz}=m_s\hbar.$$

Значения квант. чисел n, l, m_l, m_s полностью определяют состояние эл-на в А. водорода. Энергия А. водорода зависит только от n, и уровню с заданным n соответствует неск. состояний, отличающихся значениями l, m_l и m_s. Состояния с заданными значениями n и l принято обозначать как $1s$, $2s$, $2p$, $3s$ и т. д., где цифры указывают значения n, а буквы s, p, d, f (и дальше по лат. алфавиту) — соотв. значения $l=0, 1, 2, 3, \ldots$ При заданных n и l число разл. состояний равно $2(2l+1)$ — числу комбинаций значений m_l и m_s. Общее число разл. состояний с заданным n равно:

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = 2n^2, \qquad (6)$$

т. е. уровням, определяемым $n=1, 2, 3, \ldots$, соответствуют 2, 8, 18, ..., $2n^2$ разл. квант. состояний (рис. 2). Уровень, к-рому соответствует лишь одно квант. состояние, наз. невырожденным. Если уровню соответствует $g\geqslant2$ квант. состояний, то

он наз. вырожденным, а число g — кратностью или степенью вырождения. Уровни А. водорода — вырожденные, их степень вырождения $g=2n^2$. Спин-орбитальное вз-ствие приводит к расщеплению уровней энергии с $n\geqslant 2$ на близко расположенные друг к другу подуровни *тонкой структуры*, т. е. к частичному снятию вырождения.

Для разл. квант. состояний А. водорода получается разл. распределение электронной плотности, к-рое зависит от n, l и $|m_l|$. Так, при $l=0$ (s-состояния) электронная плотность отлична от нуля в центре и не зависит от направления (сферически симметрична), а для остальных состояний она равна нулю в центре и зависит от направления (рис. 3). Квант. состояния эл-на в водородоподобных А. также характеризуются четырьмя квант. числами, картина распределения электронной плотности аналогична приведённой на рис. 3, однако [согласно (5)] масштабы уменьшаются в Z раз.

Рис. 3. Распределение электронной плотности для состояний атома водорода с $n=1,2,3$; $m=|m_e|$.

Электронные оболочки сложных атомов. Все А., кроме А. водорода и водородоподобных А., имеют в своём составе взаимодействующие друг с другом одинаковые ч-цы — эл-ны. Вследствие взаимного отталкивания эл-нов в А. существенно уменьшается их прочность связи с ядром. Напр., энергия отрыва эл-на у иона He^+ — 54,4 эВ, в нейтральном атоме He для любого из двух эл-нов она равна 24,6 эВ. Для более тяжёлых А. связи внеш. эл-нов с ядром ещё более ослабевают. Чрезвычайно важную роль в сложных А. играет св-во неразличимости эл-нов (см. *Тождественности принцип*) и тот факт, что эл-ны, обладающие спином $^1/_2$, подчиняются *Паули принципу*, согласно к-рому в каждом квант. состоянии не может находиться более одного эл-на. Это приводит к образованию в сложном А. электронных оболочек, заполняющихся строго определ. образом.

Для многоэлектронного А. имеет смысл говорить только о квант. состояниях А. в целом. Однако приближённо можно рассматривать квант. состояния отд. эл-нов и характеризовать каждый из них совокупностью четырёх квант. чисел: n, l, m_l и m_s. При этом энергия эл-на оказывается зависящей не только от n, но и от l; от m_l и m_s она по-прежнему не зависит. Эл-ны с определёнными n и l имеют одинаковую энергию и образуют электронную оболочку, их наз. эквивалентными электронами. Такие эл-ны и образованные ими оболочки с заданными n и l обозначают символами ns, np, nd, nf, ... и говорят, напр., о $2s$-электронах, $3p$-оболочке и т. д.

Заполнение электронных оболочек и слоёв. В силу принципа Паули, любые два эл-на в А. должны находиться в разл. квант. состояниях и, следовательно, отличаться хотя бы одним из четырёх квант. чисел. Для эквивалентных эл-нов n и l одинаковы, поэтому должны быть различны пары значений m_l и m_s. Число таких пар (степень вырождения уровня энергии) $g=2(2l+1)$, для $l=0, 1, 2, 3, \ldots$ оно равно соотв. 2, 6, 10, 14, ..., g определяет число эл-нов в сложном А., полностью заполняющих данную оболочку. Т. о., s-, p-, d-, f-... оболочки заполняются соотв. 2, 6, 10, 14, ... эл-нами независимо от значения n. Эл-ны с данным n образуют электронный слой, состоящий из оболочек с $l=0, 1, 2, \ldots, n-1$ и заполняемый $2n^2$ эл-нами. Для $n=1, 2, 3, 4, \ldots$ слои обозначаются символами K, L, M, N, ... При полном заполнении оболочек и слоёв получаем:

n	1	2		3			4			
Слои	K-слой	L-слой		M-слой			N-слой			
l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3
Оболочки	$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	$3d$	$4s$	$4p$	$4d$	$4f$
Число эл-нов в слое	2	2+6		2+6+10			2+6+10+14			
		8		18			32			

Наиболее близко к ядру расположен K-слой, затем L-слой, M-слой, N-слой, ... Прочность связи эл-на в А. уменьшается с увеличением n, а при заданном n — с увеличением l. Чем слабее связан эл-н с ядром, тем выше лежит его уровень энергии в соответствующей оболочке (рис. 4).

Электронные конфигурации сложных атомов. Порядок заполнения электронных оболочек в сложном А. определяет его электронные конфигурации, т. е. распределения эл-нов по оболочкам, для ионов и нейтр. А. данного элемента. Напр., для азота ($Z=7$) получаются электронные конфигурации

N^{6+} $1s$; N^{5+} $1s^2$; N^{4+} $1s^22s$; N^{3+} $1s^22s^2$; N^{2+} $1s^22s^22p$; N^{+} $1s^22s^22p^2$; N $1s^22s^22p^3$

(число эл-нов в данной оболочке указывается индексом справа сверху). Такие же электронные конфигурации, как и у ионов азота, имеют нейтр. А. элементов в периодич. системе, обладающие тем же числом эл-нов: H, He, Li, Be, B, C ($Z=1$, 2, 3, 4, 5, 6). Периодичность в св-вах элементов определяется сходством внеш. электронных оболочек А. Напр., нейтр. атомы P, As, Sb, Bi ($Z=15$, 33, 51, 83) имеют по три p-электрона во внеш. электронной оболочке, подобно атому N, и схожи с ним по хим. и многим физ. св-вам.

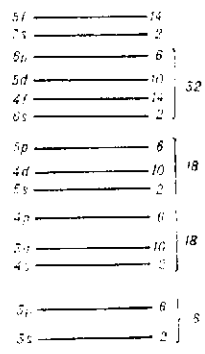


Рис. 4. Схема последовательного заполнения уровней энергии эл-нами в сложном атоме. Справа указано число эл-нов, заполняющих отд. оболочки.

При рассмотрении заполнения электронных оболочек необходимо учитывать, что, начиная с $n=4$, порядок заполнения оболочек нарушается: эл-ны с меньшим l, но бо́льшим n связаны прочнее, чем эл-ны с бо́льшим l, но меньшим n, напр. эл-ны $4s$ связаны прочнее, чем эл-ны $3d$ (рис. 4). При заполнении оболочек $3d$, $4d$, $5d$ получаются группы переходных элементов, при заполнении $4f$ и $5f$-оболочек — соотв. лантаноиды и актиноиды. Числа, стоящие на рисунке справа у скобок, равны числу эл-нов в полностью заполненной оболочке и определяют число элементов в периоде системы элементов. Каждый период завершают А. инертных газов с внеш. оболочками типа np^6 ($n=2, 3, 4, 5, 6$) для Ne, Ar, Kr, Xe, Rn ($Z=10$, 18, 36, 54, 86).

Сложный А. характеризуется т. н. нормальной электронной конфигурацией, соответствующей наиб. прочной связи всех эл-нов в А., и возбуждёнными электронными конфигурациями, когда один или неск. эл-нов связаны более слабо — находятся на возбуждённых уровнях энергии. Напр., для А. Не наряду с нор-

мальной электронной конфигурацией $1s^2$ возможны возбуждённые: $1s2s$, $1s2p$ и др. (возбуждён один эл-н), $2s^2$, $2s2p$ и др. (возбуждены оба эл-на). Определённой электронной конфигурации соответствует один уровень энергии А. в целом, если электронные оболочки целиком заполнены (напр., норм. конфигурация атома Ne $1s^22s^2\,2p^6$), и ряд уровней энергии, если имеются частично заполненные оболочки (напр., норм. конфигурация атома N $1s^22s^22p^3$, для к-рой оболочка $2p$ заполнена наполовину). При наличии частично заполненных d- и f-оболочек число уровней энергии сильно возрастает и схема уровней энергии А. получается очень сложной. Осн. уровнем энергии А. явл. самый нижний уровень нормальной электронной конфигурации.

Квантовые переходы в атоме. При квант. переходах А. с более высокого уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на более низкий $\mathcal{E}_k$ он отдаёт энергию $\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$, при обратном переходе получает её. Важнейшая хар-ка квант. перехода — вероятность перехода, определяющая число переходов в 1 с.

При квант. переходах с излучением А. поглощает (переход $\mathcal{E}_k\to\mathcal{E}_i$) или испускает (переход $\mathcal{E}_i\to\mathcal{E}_k$) эл.-магн. излучение, напр. видимый свет, УФ, ИК, СВЧ (микроволновое) излучение. Эл.-магн. энергия поглощается и испускается А. в виде кванта света — *фотона*, характеризуемого определ. частотой ν, согласно соотношению:

$$\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k=h\nu \qquad (7)$$

($h\nu$ — энергия фотона), представляющему собой закон сохранения энергии для микропроцессов, связанных с излучением.

А. в осн. состоянии может только поглощать фотоны, а в возбуждённом — как поглощать, так и испускать их. Свободный А. в осн. состоянии может существовать неограниченно долго; продолжительность пребывания его в возбуждённом состоянии — *время жизни* на возбуждённом уровне энергии — ограничена: А. спонтанно (самопроизвольно) частично или полностью теряет энергию возбуждения, испуская фотон и переходя на более низкий уровень энергии. Время жизни возбуждённого А. тем меньше, чем больше вероятность спонтанного перехода (для возбуждённого атома H оно $\sim10^{-8}$ с).

Совокупность частот возможных переходов с излучением определяет оптич. спектр А.: совокупность частот переходов с нижних уровней на верхние — спектр поглощения, с верхних на нижние — спектр испускания. Каждому такому переходу соответствует определ. спектральная линия. Для атома H, согласно (4) и (7), получаем совокупность спектр. линий с частотами

$$\nu=\frac{\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k}{h}=\frac{R}{h}\left(\frac{1}{n_k^2}-\frac{1}{n_i^2}\right). \qquad (8)$$

Согласно (8), линии в спектре А. водорода группируются в спектральные серии. При $n_k=1$ и $n_i=2,\ 3,\ 4,\ \ldots$ получается серия Лаймана (линии L_α, L_β, L_γ, ...), при $n_k=2$ и $n_i=3,\ 4,\ 5,\ \ldots$ — серия Бальмера (линии H_α, H_β, H_γ, ...), при $n_k=3$ и $n_i=4,\ 5,\ \ldots$ — серия Пашена и т. д. (рис. 1, *б*). Для А. других элементов в соответствии с более сложной схемой уровней энергии получаются и более сложные *атомные спектры*.

При квант. переходах без излучения А. получает или отдаёт энергию при вз-ствиях с другими ч-цами, с к-рыми он сталкивается (напр., в газах) или длительно связан (в молекулах, жидкостях и тв. телах). В атомарных газах в промежутках между столкновениями можно считать А. свободным; во время столкновения (удара) он может перейти на другой уровень энергии (неупругое столкновение, при упругом столкновении изменяется лишь кинетич. энергия А., а внутренняя остаётся неизменной). Столкновение свободного А. с быстро движущимся эл-ном — возбуждение А. электронным ударом — один из методов определения уровней энергии А. (см. *Столкновения атомные*).

Химические и физические свойства атома. Большинство св-в А. определяется строением и хар-ками его внеш. электронных оболочек, в к-рых эл-ны связаны сравнительно слабо (энергия связи от неск. эВ до неск. десятков эВ). Строение внутр. оболочек А., эл-ны к-рых связаны гораздо прочнее (энергии связи $\sim10^2$—10^4 эВ), проявляется лишь при вз-ствиях А. с быстрыми ч-цами и фотонами высоких энергий. Такие вз-ствия определяют *рентгеновские спектры* А. и рассеяние ч-ц на А. (см. *Дифракция микрочастиц*). Масса А. определяет механич. св-ва А. как целого — его импульс, кинетич. энергию. От механических и связанных с ними магн. и электрич. моментов ядра А. зависят нек-рые тонкие физ. эффекты *(ядерный магнитный резонанс, ядерный квадрупольный резонанс, сверхтонкая структура)*.

Эл-ны во внеш. оболочках А. легко подвергаются внеш. воздействиям. При сближении А. возникают сильные электростатич. вз-ствия (включая т. н. *обменное взаимодействие*), к-рые могут приводить к образованию молекул. В хим. связи участвуют эл-ны внеш. оболочек.

Более слабые электростатич. вз-ствия двух А. проявляются в их взаимной поляризуемости — смещении эл-нов относительно ядер. Возникают поляризац. силы притяжения между А. (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Поляризуемость А. происходит и во внеш. электрич. полях; в результате уровни энергии смещаются и, что особенно важно, вырожденные уровни энергии расщепляются *(Штарка эффект)*. А. может поляризоваться и под действием электрич. поля световой волны; поляризуемость зависит от частоты, что обусловливает зависимость от неё и показателя преломления (см. *Дисперсия света*), связанного с поляризуемостью А. Тесная связь оптических характеристик А. с его электрич. св-вами особенно ярко проявляется в его оптических спектрах.

Внеш. эл-нами определяются и магн. св-ва А. В А. с полностью заполненными электронными оболочками магн. момент, как и полный механич. момент, равен нулю. Магн. моменты А. с частично заполненными внеш. оболочками, как правило, не равны нулю; такие А. явл. парамагнитными (см. *Парамагнетизм*). Во внеш. магн. поле все уровни А., у к-рых магн. момент не равен нулю, расщепляются *(Зеемана эффект)*. Все А. обладают *диамагнетизмом*, к-рый обусловлен возникновением у них магн. момента под действием внеш. магн. поля (т. н. индуцированного момента).

При последоват. ионизации А., т. е. при отрыве его эл-нов, начиная с самых внешних в порядке увеличения прочности их связи, соотв. изменяются все св-ва А., определяемые его внеш. электронной оболочкой: уменьшается способность А. поляризоваться в электрич. поле, увеличиваются расстояния между уровнями энергии и частоты оптич. переходов между ними, что приводит к смещению спектров в сторону более коротких длин волн. Ряд св-в обнаруживает периодичность: сходными оказываются св-ва ионов с аналогичными внеш. эл-нами, напр. N^{4+} и N^{3+} (один и два эл-на $2s$) обнаруживают сходство с N^{6+} и N^{5+} (один и два эл-на $1s$). Это относится к харкам и относит. расположению уровней энергии, к оптич. спектрам, к магн. моментам А. и т. д. Наиболее резкое изменение св-в происходит при удалении последнего эл-на из внеш. незаполненной оболочки. Такие ионы (напр., N^{5+} с электронной конфигурацией $1s^2$) наиб. устойчивы, и их полные механич. и магн. моменты равны нулю.

Св-ва А., находящегося в связ. состоянии (напр., входящего в состав молекул), отличаются от св-в свободного А. Наибольшие изменения претерпевают св-ва А., определяемые самыми внеш. эл-нами, принимающими участие в присоединении данного А. к другому. Вместе с тем св-ва, определяемые эл-нами внутр. оболочек, могут практически не измениться, как это имеет место для рент. спектров. Нек-рые св-ва А. могут испытывать сравнительно небольшие изменения, по к-рым можно получить информацию о хар-ре вз-ствий связанных А. Примером может служить расщепление уровней энергии А. в кристаллах и комплексных соединениях,

к-рое происходит под действием электрич. полей, создаваемых окружающими ионами (см. *Кристаллическое поле*).

● Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., т. 1—2, М., 1956; Шпольский Э. В., Атомная физика, 6 изд., т. 1—2, М., 1974; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963; Борн М., Атомная физика, пер. с англ., М., 1970; Хунд Ф., История квантовой теории, пер. с нем., К., 1980.

М. А. Ельяшевич.

АТОМНАЯ ЕДИНИЦА МАССЫ, применяется в ат. и яд. физике для выражения масс элем. ч-ц, атомов и молекул. Одна А. е. м. равна $^1/_{12}$ массы нуклида углерода ^{12}C, что в ед. СИ составляет $1{,}6605655(86)\cdot10^{-27}$ кг (на 1980).

МАССЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМОВ В АТОМНЫХ ЕДИНИЦАХ МАССЫ УГЛЕРОДНОЙ ШКАЛЫ

Масса покоя эл-на	$5{,}4858026(21)\cdot10^{-4}$
Масса покоя протона	1,007276470(11)
Водород ^1H	1,007825036(11)
Дейтерий ^2H	2,014101795(21)
Гелий ^4He	4,002603267(48)

До 1961 в физике за А. е. м. принимали $^1/_{16}$ массы атома кислорода ^{16}O, т. е. $1{,}65976\cdot10^{-27}$ кг, а в химии — $^1/_{16}$ ср. ат. массы природного кислорода — смеси трёх стабильных изотопов ^{16}O (99,76%), ^{17}O (0,04%), ^{18}O (0,20%). Химическая А. е. м. в 1,000275 раза была больше физической и равнялась $1{,}66022\cdot10^{-27}$ кг. Современная (унифицированная) А. е. м. равна 1,00048 прежней физической А. е. м.

АТОМНАЯ МАССА (устаревший термин — **атомный вес**), относительное значение массы атома, выраженное в *атомных единицах массы* (а. е. м.). А. м. меньше суммы масс составляющих атом ч-ц на *дефект масс*.

А. м. была взята Д. И. Менделеевым за осн. хар-ку элемента при открытии им периодич. системы элементов. А. м.— дробная величина (в отличие от массового числа — суммарного числа нейтронов и протонов в ат. ядре). А. м. изотопов одного хим. элемента различны, природные элементы состоят из смеси изотопов, поэтому за А. м. принимают ср. значение А. м. изотопов с учётом их процентного содержания. Эти значения указаны в периодич. системе (кроме трансурановых элементов, для к-рых указываются массовые числа). Методов определения А. м. несколько, наиб. точный — масс-спектроскопический (см. *Масс-спектрометр*).

АТОМНАЯ ФИЗИКА, раздел физики, в к-ром изучают строение и св-на *атома* и элем. процессы на ат. уровне. Для А. ф. наиб. характерны расстояния $\sim10^{-8}$ см (т. е. порядка размеров атома) и энергии связи и элем. процессов порядка неск. эВ (для *ядерной физики* соответствующие величины порядка 10^{-13} см и неск. МэВ). Строение в-ва и элем. процессы на ат. уровне обусловлены *электромагнитными взаимодействиями*. Теор. основа А. ф.— *квантовая механика*.

А. ф. изучает строение атома как квант. системы, состоящей из ядра и эл-нов, *уровни энергии* атома и их хар-ки, излучательные и безызлучательные *квантовые переходы* в атоме, *возбуждение* атома и атомные столкновения, а также электрич. и магн. св-ва атомов и их поведение во внешн. полях. В А. ф. применяются разнообразные эксперим. методы, из к-рых особое значение имеют спектральные (методы оптич. *спектроскопии*, *рентгеновской спектроскопии*, *радиоспектроскопии*).

Иногда А. ф. понимают в более широком смысле, включая в неё физику молекул и рассмотрение квант. свойств вещества на атомно-молекулярном уровне.

Историческая справка. Представление об атоме как о неделимой ч-це материи возникло ещё в древности (Демокрит, Эпикур), однако только в начале 19 в. в результате установления осн. хим. законов и законов идеального газа сложились представления об атоме как о мельчайшей ч-це хим. элемента (англ. учёный Дж. Дальтон, итал. учёный А. Авогадро, швед. учёный Я. Берцелиус). В сер. 19 в. была проведена чёткая граница между атомом и молекулой (итал. учёный С. Каниццаро). Важнейшее значение имело открытие Д. И. Менделеевым *периодической системы* элементов (1869). Стало очевидным, что атом имеет сложное строение.

Началом А. ф. явились великие открытия кон. 19 в.— рентг. лучей (1895), радиоактивности (1896, франц. физик А. Беккерель) и эл-на (1897, англ. физик Дж. Дж. Томсон). Результаты изучения радиоактивности (франц. физики П. и М. Кюри) окончательно опровергли представление о неизменности и неделимости атома. В 1903 англ. учёные Э. Резерфорд и Ф. Содди истолковали радиоактивность как превращение хим. элементов, а в 1911 Резерфорд на основе изучения рассеяния α-частиц атомами тяжёлых элементов предложил планетарную модель атома, состоящего из тяжёлого ядра и окружающих его эл-нов. Устойчивость атома в рамках этой модели могла быть понята только на основе квант. представлений и впервые была объяснена в теории атома, данной дат. физиком Н. Бором в 1913. Дальнейшее развитие А. ф. неразрывно связано с развитием квант. теории (см. раздел История создания квантовой механики в ст. *Квантовая механика*). До 40-х гг. А. ф. охватывала проблемы, связанные со строением ат. ядра и св-вами элем. ч-ц; впоследствии эти области знаний выделились в самостоят. разделы физики.

● Хунд Ф., История квантовой теории, пер. с нем., К., 1980; Ельяшевич М. А., От возникновения квантовых представлений до становления квантовой механики, «УФН», 1977, т. 122, в. 4. См. также лит. при ст. *Атом*.

М. А. Ельяшевич.

АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ, то же, что *ядерная энергия*.

АТОМНЫЕ РАДИУСЫ, хар-ки атомов, позволяющие приближённо оценивать межатомные (межъядерные) расстояния в молекулах и кристаллах. Атомы не имеют чётких границ, однако, согласно представлениям квант. механики, вероятность найти эл-н на определ. расстоянии от ядра быстро убывает с увеличением этого расстояния. Когда вводят понятие «А. р.», то считают, что подавляющая часть электронной плотности атома (90—98%) заключена в сфере этого радиуса. А. р. имеют порядок 0,1 нм, однако даже небольшие различия в А. р. атомов A и B могут определять структуру построенных из них кристаллов, сказываться на равновесной геометрии молекул и т. д. Опыт показывает, что кратчайшие расстояния в молекулах, тв. телах и жидкостях можно представить в виде суммы А. р. этих атомов. Однако аддитивность А. р. явл. весьма приближённой и выполняется не во всех случаях. В зависимости от того, какие силы действуют между атомами A и B (см. *Межатомное взаимодействие*), различают металлические, ионные, ковалентные и ван-дер-ваальсовы А.р.

Металлические радиусы считаются равными половине кратчайшего расстояния между атомами в крист. структуре элемента-металла. Металлич. А. р. зависят от числа ближайших соседей атома в структуре (координац. числа K). Чаще всего встречаются крист. структуры металлов с $K=12$. Если принять А. р. при $K=12$ за единицу, то А. р. при $K=8$, 6 и 4 составят соотв. 0,98, 0,96 и 0,88. Близость А. р.— необходимое (хотя и недостаточное) условие взаимной растворимости металлов по типу замещения. Так, жидкие K и Li обычно не смешиваются и образуют два жидких слоя, а K с Rb и Cs образует непрерывный ряд тв. р-ров (А. р. Li, K, Rb и Cs равны соотв. 0,155; 0,236; 0,248 и 0,268 нм). Аддитивность А. р. позволяет с умеренной точностью предсказывать параметры кристаллических решёток интерметаллических соединений.

Ионные радиусы используют для приближённых оценок межъядерных расстояний в ионных кристаллах. Существует неск. систем ионных А. р., отличающихся значениями А. р. индивидуальных ионов, но приводящих к примерно одинаковым межъядерным расстояниям. Впервые работа по определению ионных А. р. была проделана в 20-х гг. 20 в. норв. геохимиком В. М. Гольдшмидтом, опиравшимся на опытные (рефрактомет-

рические) значения радиусов F^- и O^{2-} (соотв. 0,133 и 0,132 нм). В системе Полинга за основу принимается значение радиуса кислородного иона 0,140 нм, а в наиб. надёжной системе Белова и Бокия — 0,136 нм. В ионных кристаллах, имеющих одинаковые координац. числа, отклонения от аддитивности А. р. обычно не превышают 0,001—0,002 нм.

Ковалентные радиусы определяются как половина длины одинарной хим. связи X—X, где X — элемент-неметалл. Для галогенов ковалентный А. р.— это половина межъядерного расстояния X—X в молекуле X_2, для S и Se — половина расстояния X—X в X_8, для углерода — половина кратчайшего расстояния C—C в кристалле алмаза. В результате находят, что ковалентные А. р. F, Cl, Br, I, S, Se и C равны соотв. 0,064; 0,099; 0,114; 0,133; 0,104; 0,117 и 0,077 нм. Ковалентный А. р. водорода принимают равным 0,030 нм (хотя половина длины связи H—H в молекуле H_2 равна 0,037 нм). Пользуясь правилом аддитивности ковалентных А. р., предсказывают длины связей (кратчайшие межъядерные расстояния) в многоат. молекулах. Напр., длины связей C—H, C—F и C—Cl должны составлять соотв. 0,107; 0,141 и 0,176 нм, и они действительно примерно равны указанным значениям во многих органич. насыщ. молекулах (молекулах, не содержащих кратных связей). При наличии двойных и тройных связей углерод — углерод, когда в образовании связи участвуют две и три пары эл-нов, соответствующее межъядерное расстояние уменьшается на 0,021 и 0,034 нм.

Ван-дер-ваальсовы радиусы определяют эфф. размеры атомов благородных газов. Кроме того, ван-дер-ваальсовыми А. р. считают половину межъядерного расстояния между ближайшими одинаковыми атомами, не связанными между собой хим. связью, т. е. принадлежащими разным молекулам (напр., в мол. кристаллах). При сближении атомов на расстояние, меньшее суммы их ван-дер-ваальсовых А. р., возникает сильное межат. отталкивание. Ван-дер-ваальсовы А. р. находят, пользуясь принципом их аддитивности, из кратчайших межат. контактов соседних молекул в кристаллах. В среднем они на ~0,08 нм больше ковалентных А. р. Знание ван-дер-ваальсовых А. р. позволяет определить форму молекул, конформации молекул (см. *Изомерия молекул*) и их упаковку в *молекулярных кристаллах*. Согласно принципу плотной упаковки, молекулы, образуя кристалл, располагаются т. о., что «выступы» одной молекулы входят во «впадины» другой. Пользуясь этим принципом, можно интерпретировать имеющиеся кристаллографич. данные, а в ряде случаев и предсказывать структуру мол. кристаллов.

● Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 3 изд., М., 1971; Полинг Л., Общая химия, пер. с англ., М., 1974; Кемибел Дж., Современная общая химия, пер. с англ., т. 1, М., 1975; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979, гл. 1. *В. Г. Дашевский.*

АТОМНЫЕ СПЕКТРЫ, *спектры оптические*, получающиеся при испускании или поглощении эл.-магн. излучения свободными или слабо связанными атомами (напр., в газах или парах). Являются линейчатыми, т. е. состоят из отд. *спектральных линий*, характеризуемых частотой ν излучения, к-рая соответствует определ. *квантовому переходу* между *уровнями энергии* $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ атома согласно соотношению: $h\nu=\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k$. Спектр. линии можно характеризовать также длиной волны $\lambda=c/\nu$, волн. числом $1/\lambda=\nu/c$ (в спектроскопии его часто обозначают ν) и энергией фотона $h\nu$. А. с. обладают ярко выраженной индивидуальностью, причём их вид определяется не только строением атома данного элемента, но и внеш. факторами — темп-рой, давлением, электрич. и магн. полями и т. д.

А. с. наблюдаются в видимой, УФ и ближней ИК областях спектра. А. с. испускания (эмиссионные А. с.) получают при возбуждении атома разл. способами (светом, электронным ударом и т. д., см. *Возбуждение* атома и молекулы). А. с. поглощения (абсорбционные А. с.) получаются при прохождении излучения непрерывного спектра через ат. газы или пары. Различные А. с. получают и наблюдают с помощью *спектральных приборов*. В зависимости от способа возбуждения атома могут возникать отд. линии спектра, нек-рые его участки или весь спектр. А. с. испускания нейтр. атомов часто наз. дуговыми, т. к. нейтр. атомы легко возбуждаются в электрич. дуге; соответственно А. с. ионов наз. искровыми. Спектры ионов смещены относительно спектров нейтр. атомов в область бо́льших частот. А. с. нейтр. атомов и его последовательно образующихся ионов обозначают римскими цифрами, напр. линии Fe I, Fe II, Fe III в спектре железа соответствуют линиям Fe, Fe^+, Fe^{2+}.

Спектр. линии в А. с. подчиняются определ. закономерностям и в простейших случаях образуют спектральные серии. Каждая спектр. серия получается при возможных квант. переходах с последовательности вышележащих уровней энергии на один и тот же нижележащий уровень (в спектрах поглощения — при обратных переходах). Промежутки между линиями одной серии убывают в сторону бо́льших частот — линии сходятся к границе серии — максимальной для этой серии частоте (см. рис. 1 в ст. *Атом*). Наиболее чётко выделяются спектр. серии в спектрах атома H, волн. числа в них с большой точностью определяются ф-лой Бальмера:

$$1/\lambda=R\,(1/n_k^2-1/n_i^2),$$

где n_i и n_k — значения гл. *квантового числа* для уровней энергии, между к-рыми происходит квант. переход, причём число n_k, характеризующее ниж. уровень энергии, определяет серию, а числа n_i — её отд. линии; R — *Ридберга постоянная* (см. *Спектральные серии*). Аналогичные серии наблюдаются и в А. с. *водородоподобных атомов*; однако значения волн. чисел для спектр. линий ионов He^+, Li^{+2}, . . . в Z^2 раз (Z — ат. номер элемента) больше, чем для соответствующих линий атома H.

Спектры атомов щелочных металлов, имеющих один эл-н на внеш. электронной оболочке, схожи со спектром H, но смещены в область меньших частот; число спектр. серий в них увеличивается, а закономерности в расположении линий усложняются. Пример — спектр Na, атом к-рого обладает нормальной электронной конфигурацией (см. в разделе Электронные конфигурации ст. *Атом*) $1s^22s^22p^63s$ с легко возбуждаемым внеш. эл-ном $3s$. Переходу этого эл-на из состояния $3p$ в состояние $3s$ соответствует жёлтая линия Na (дублет $\lambda=5690$ Å и $\lambda=5696$ Å) — наиб. яркая линия Na, с к-рой начинается т. н. главная серия, линии к-рой соответствуют переходам между состояниями $3s$ и состояниями $3p$, $4p$, $5p$, . . .

Для атомов с двумя или неск. внеш. эл-нами спектры ещё более усложняются, что обусловлено вз-ствием эл-нов атома. Особенно сложны А. с. атомов с заполняющимися d- и f-оболочками; число линий в таких спектрах достигает мн. тысяч, простых закономерностей в них не обнаруживается, однако, и для сложных спектров можно произвести систематику и определить схему уровней энергии.

Систематика спектров атомов с двумя и более внеш. эл-нами основана на приближённой хар-ке отд. эл-нов при помощи квант. чисел n и l с учётом вз-ствия этих эл-нов друг с другом. При этом приходится учитывать как их электростатич. вз-ствие, так и вз-ствия их спиновых и орбитальных магн. моментов (см. *Спин-орбитальные взаимодействия*), что приводит к тонкому расщеплению уровней энергии (см. *Тонкая структура*). В результате этого вз-ствия у большинства атомов спектр. линии группируются в мультиплеты, причём расстояния между линиями в мультиплетах увеличиваются с увеличением ат. номера элемента. У всех щелочных металлов линии двойные (дублеты), у щёлочноземельных элементов наблюдаются одиночные линии (синглеты) и тройные (триплеты). Спектры атомов следующих групп в периодич. системе элементов образуют ещё более сложные мультиплеты,

причём атомам с нечётным числом эл-нов соответствуют чётные мультиплеты, а с чётным числом — нечётные. Кроме тонкой структуры, в А. с. наблюдается также сверхтонкая структура линий (~1000 раз у́же, чем мультиплетная), обусловлённая вз-ствием эл-нов с магн. и электрич. моментами ядра.

В А. с. проявляются не все возможные квант. переходы, а лишь разрешённые *отбора правилами*. Так, в случае атома с одним внеш. эл-ном разрешены лишь переходы между уровнями, для к-рых азимутальное квант. число l изменяется на 1 ($\Delta l = \pm 1$), т. е. s-уровни ($l=0$) комбинируют с p-уровнями ($l=1$), p-уровни — с d-уровнями ($l=2$) и т. д.

Количеств. хар-кой разрешённых оптич. квант. переходов явл. их вероятность, определяющая интенсивности спектр. линий, соответствующих этим переходам. Вероятности переходов связаны с *Эйнштейна коэффициентами* и в простейших случаях могут быть рассчитаны методами квант. механики.

Под влиянием внеш. электрич. и магн. полей происходит расщепление спектр. линий (см. *Зеемана эффект*, *Штарка эффект*). Возмущающие факторы, существующие в излучающей среде, вызывают уширение и сдвиг спектр. линий (напр., доплеровское уширение линий в излучении *плазмы*, см. *Ширина спектральных линий*).

Методы, основанные на измерении частот спектр. линий и их интенсивностей, применяются для решения разл. задач *спектроскопии*: проведения общей систематики многоэлектронных атомов, определения уровней энергии, нахождения вероятностей переходов и времени жизни возбуждённых состояний, изучения механизмов возбуждения атомов и эфф. сечений элем. процессов, измерения яд. моментов и т. д. Индивидуальность А. с. используется для качеств. определения элементного состава в-ва, а зависимость интенсивности линий от концентрации излучающих атомов — для количеств. анализа в-ва (см. *Спектральный анализ*).

Исследование А. с. сыграло важную роль в развитии представлений о строении атома.

● См. при ст. *Атом*. *М. А. Ельяшевич.*

А́ТОМНЫЕ СТОЛКНОВЕ́НИЯ, см. *Столкновения атомные*.

А́ТОМНЫЙ ВЕС, см. *Атомная масса*.

А́ТОМНЫЙ НО́МЕР (порядковый номер), номер элемента в *периодической системе* элементов. Равен числу протонов в ат. ядре. Определяет химические и большинство физических св-в *атома*.

А́ТОМНЫЙ ФА́КТОР, величина, характеризующая способность изолированного атома или иона когерентно рассеивать рентг. излучение, эл-ны и нейтроны (соотв. различают рентгеновский, электронный и нейтронный А. ф.). А. ф. для атомов разл. элементов — характерная величина; таблицы А. ф. для атомов элементов и мн. ионов используются в *рентгеновском структурном анализе*, *электронографии* и *нейтронографии*. Числ. значение А. ф. и его зависимость от угла рассеяния и длины волны излучения определяются физ. природой вз-ствия излучения с атомом. А. ф. монотонно уменьшается с увеличением угла рассеяния, если длина волны излучения порядка радиуса атома или меньше, т. к. в этом случае волны, рассеянные разл. точками атома, сдвинуты друг относительно друга по фазе и частично взаимно гасятся. А. ф. определяет интенсивность излучения, рассеянного атомом в определ. направлении.

Рентг. излучение рассеивается эл-нами атома, поэтому рентгеновский А. ф. $f_р$ зависит от распределения в атоме электронной плотности. Величина $f_р$ монотонно возрастает с увеличением ат. номера Z элемента. Обычно $f_р$ выражается в относит. ед. *амплитуды рассеяния* рентг. излучения одним свободным эл-ном. Абс. величина $f_р \sim 10^{-11}$ см.

Эл-ны взаимодействуют с электростатич. потенциалом атома, и, следовательно, электронный А. ф. $f_э$, как и электростатич. потенциал в атоме, зависит не только от числа эл-нов, но и от размеров его электронных оболочек. Поэтому $f_э$ немонотонно зависит от Z. Абс. величина $f_э \sim 10^{-8}$ см, т. е. эл-ны во много раз сильнее рентг. лучей взаимодействуют с в-вом.

Нейтроны рассеиваются ядрами атомов, размеры к-рых значительно меньше длины *волны де Бройля* нейтронов, поэтому нейтронный ядерный фактор $f_н^я$ не зависит от угла рассеяния. Кроме того, не существует к.-л. определ. зависимости $f_н^я$ от Z. Значения $f_н^я$ различны для изотопов одного элемента. А. ф. $f_н^я$ определяются только опытным путём, их абс. значения $\sim 10^{-12}$ см, т. е. нейтроны слабее рентг. лучей взаимодействуют с в-вом.

Наряду с $f_н^я$ для магнитоупорядоченных объектов (*ферромагнетиков*, *антиферромагнетиков* и др.) можно ввести магнитный нейтронный А. ф. $f_н^м$, к-рый описывает когерентное рассеяние нейтронов на регулярно распределённых в пр-ве магн. моментах атомов или ионов. Величина $f_н^м$ также монотонно убывает с увеличением угла рассеяния (причём более резко, чем $f_р$). Абс. величина $f_н^м \sim 10^{-12}$ см, т. е. $f_н^м \sim f_н^я$. Фактор $f_н^м$ может иметь как положит., так и отрицат. знак, в зависимости от взаимной ориентации *спина* нейтрона и вектора намагничивания среды. Полный нейтронный рассеивающий фактор в магнитоупорядоченных материалах равен сумме: $f_н = f_н^я + f_н^м$.

А. В. Колпаков.

АТТО... (от дат. atten — восемнадцать), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования дольной ед., равной 10^{-18} от исходной. Обозначение — а. Пример: 1 ас (аттосекунда) = 10^{-18} с.

АХРОМА́Т (от греч. achrómatos — бесцветный), сложная *линза*, состоящая из двух (собирающей и рассеивающей), обычно склеенных линз (рис.). Линзы изготовлены из неодинаковых по *дисперсии света* сортов

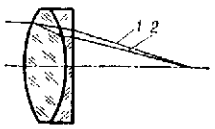


Схема ахромата. Тонкими линиями показан ход лучей: *1* — в жёлтой области спектра; *2* — в сине-фиолетовой области спектра.

оптич. стекла, выбираемых так, что для к.-л. двух длин волн света полностью, а для остальных в значит. степени устранена *хроматическая аберрация*. А. обладают неустранимым *астигматизмом*. Их применяют в кач-ве *объективов* зрит. труб, биноклей, прицелов и т. п.

АЭРОДИНА́МИКА (от греч. aér — воздух и dýnamis — сила), раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучаются законы движения воздуха (или др. газа) и силы, возникающие на поверхности тел, относительно к-рых происходит его движение. В А. рассматривают движение с дозвук. скоростями, т. е. до 340 м/с (1200 км/ч).

Как самостоят. наука А. возникла в нач. 20 в. в связи с потребностями авиации. Одна из осн. задач А.— проектные разработки летат. аппаратов путём расчёта действующих на них аэродинамич. сил. В процессе проектирования самолёта (вертолёта и т. п.) для определения его лётных св-в производят т. н. аэродинамич. расчёт, в результате к-рого находят максимальную, крейсерскую и посадочную скорости полёта, скорость набора высоты (скороподъёмность) и наибольшую высоту полёта («потолок»), дальность полёта при заданной полезной нагрузке и т. д. В А. самолёта разрабатывают методы аэродинамич. расчёта и определения *аэродинамических сил и моментов*, действующих на самолёт в целом и на его части — крыло, фюзеляж, оперение и т. д. К А. самолёта относят обычно и расчёт устойчивости и управляемости самолёта, а также теорию воздушных винтов. Вопросы, связанные с нестационарным режимом движения летат. аппаратов, рассматриваются в динамике полёта.

Теор. решение задач А. основано на ур-ниях гидроаэромеханики. Методами эксперим. А. на основе *подобия теории* определяют аэродинамич. силы, действующие на летат. аппарат, испытывая маломасштабную модель

этого аппарата (см. *Аэродинамические измерения*).

Широкая область неавиац. приложений А. входит в раздел, называемый промышленной А. В нём рассматриваются вопросы, связанные с расчётом воздуходувок, ветровых двигателей, струйных аппаратов (эжекторов), вентиляц. техники (в частности, кондиционеры воздуха), а также вопросы, связанные с аэродинамич. силами, возникающими при движении наземного транспорта (автомобилей, поездов), и ветровыми нагрузками на здания и сооружения.

● Гиндзбург И. П., Аэрогазодинамика (Краткий курс), М., 1966; Горлин С. М., Экспериментальная аэромеханика, М., 1970; Краснов Н. Ф., Аэродинамика, 3 изд., М., 1980.

М. Я. Юделович.

АЭРОДИНА́МИКА РАЗРЕ́ЖЕННЫХ ГАЗО́В, см. *Динамика разреженных газов.*

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ СИ́ЛА, см. *Аэродинамические сила и момент.*

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ТРУБА́, установка, создающая поток воздуха или др. газа для эксперим. изучения явлений, сопровождающих обтекание тел. В А. т. проводятся эксперименты, позволяющие: определять силы, действующие на самолёты и вертолёты, ракеты и косм. корабли при их полёте, на подводные суда в погружённом состоянии при их движении, исследовать их устойчивость и управляемость; отыскивать оптим. формы самолётов, ракет, косм. и подводных кораблей, а также автомобилей и поездов; определять ветровые нагрузки, а также нагрузки от взрывных волн, действующие на здания и сооружения. В спец. А. т. исследуются нагревание и теплозащита ракет, косм. кораблей и сверхзвук. самолётов.

Опыты в А. т. основываются на принципе обратимости движения, согласно к-рому перемещение тела относительно воздуха или жидкости можно заменить движением воздуха, набегающего на неподвижное тело. Для моделирования движения тела в покоящемся воздухе необходимо создать в А. т. равномерный поток, имеющий в любых точках перед моделью равные и параллельные скорости (равномерное поле скоростей), одинаковые плотность и темп-ру. При этом необходимо соблюдать условия, к-рые обеспечивают возможность переноса результатов, полученных для модели в лаб. условиях, на полноразмерный натурный объект (см. *Моделирование*, *Подобия теория*). При соблюдении этих условий *аэродинамические коэффициенты*, распределения относительных скоростей и давлений на поверхности исследуемой модели и натурного объекта одинаковы, что позволяет, определив эти хар-ки в А. т., рассчитать их значения для натурного объекта (напр., самолёта). Для того чтобы безразмерные хар-ки обтекания модели и натурного объекта были одинаковы, необходимо также, кроме геом. подобия, обеспечить в А. т. значения *Маха числа M* и *Рейнольдса числа Re* такие же, как и в полёте. А. т. подразделяют на дозвуковые и сверхзвуковые.

Дозвуковая А. т. пост. действия (рис. 1) состоит из рабочей части *1*, обычно имеющей вид цилиндра с поперечным сечением в форме круга или прямоугольника (иногда эллипса или многоугольника). Рабочая часть А. т. может быть закрытой или открытой. Исследуемая модель *2* крепится державками к стенке рабочей части А. т. или к аэродинамич. весам *3*. Перед рабочей частью расположено *сопло 4*, к-рое создаёт поток газа с заданными и постоянными по сечению скоростью, плотностью и темпрой (*6* — спрямляющая решётка, выравнивающая поле скоростей). *Диффузор 5* уменьшает скорость и соответственно повышает давление в струе, выходящей из рабочей части. Компрессор (вентилятор) *7* компенсирует потери энергии потока; направляющие лопатки *8* уменьшают потери энергии в нём, предотвращая появление вихрей в поворотном колене; обратный канал *9* позволяет сохранить значит. часть кинетич. энергии, имеющейся в потоке за диффузором. Радиатор *10* обеспечивает постоянство темп-ры газа в рабочей части А. т. Чтобы в к.-л. части канала А. т. статич. давление равнялось атмосферному, в нём устанавливают клапан *11*. Размеры дозвук. А. т. колеблются в широких пределах: используются как большие А. т. для испытаний натурных объектов (напр., самолётов), так и миниатюрные настольные установки для научных и учебных целей.

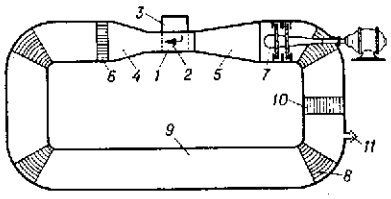


Рис. 1. Дозвуковая аэродинамич. труба.

А. т., схема к-рой приведена на рис. 1, относится к типу т. н. замкнутых А. т. Существуют также разомкнутые А. т., в к-рых газ к соплу подводится из атмосферы или спец. ёмкостей. Существ. особенностью дозвук. А. т. явл. возможность изменения скорости газа путём изменения перепада давления.

Сверхзвуковые А. т. Схема сверхзвуковой А. т. в общих чертах аналогична схеме дозвук. А. т. Для получения сверхзвук. скорости газа в рабочей части А. т. перед рабочей частью устанавливают т. н. сопло Лаваля. Каждому числу *M* соответствует определ. контур сопла. Поэтому в сверхзвук. А. т. для получения потоков с разл. значениями числа *M* в рабочей части применяют сменные сопла или сопло с регулируемым контуром, позволяющим менять его форму. Диффузор сверхзвук. А. т., как и сопло, имеет форму сходящегося — расходящегося канала. Для уменьшения потерь применяют регулируемые диффузоры, мин. сечение к-рых можно менять в процессе запуска установки.

В сверхзвук. А. т. потери энергии в ударных волнах, возникающих в диффузоре и при обтекании самой модели, велики, поэтому для компенсации этих потерь сверхзвук. А. т. имеют многоступенчатые компрессоры и более мощные силовые установки, чем дозвук. А. т.

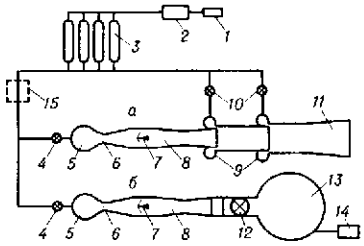


Рис. 2. Схема двух баллонных аэродинамич. труб с повышенным давлением на входе в сопло и пониженным давлением на выходе из диффузора, создаваемым *а* — двухступенчатым эжектором и *б* — вакуумным газгольдером: *1* — компрессор высокого давления; *2* — осушитель воздуха; *3* — баллоны высокого давления; *4* — дроссельный кран; *5* — ресивер сопла; *6* — сопло; *7* — модель; *8* — диффузор аэродинамич. трубы; *9* — эжекторы; *10* — дроссельные краны; *11* — диффузор эжектора; *12* — быстродействующий кран; *13* — вакуумный газгольдер; *14* — вакуумный насос; *15* — подогреватель воздуха.

Широкое распространение получили также **баллонные А. т.** (рис. 2), в к-рых для создания перепада давления перед соплом помещают баллоны высокого давления, содержащие газ при давлении от 1 до 100 МН/м² (1000 кгс/см²), а за диффузором — вакуумные ёмкости (газгольдеры), откачанные до абс. давления 100—0,1 Н/м² (10^{-3}—10^{-6} кгс/см²), или систему эжекторов.

Одной из осн. особенностей А. т. для получения потоков с большими числами M (>5) явл. возможность конденсации воздуха в результате понижения темп-ры с ростом числа M. Эта конденсация существенно изменяет параметры струи, вытекающей из сопла, и делает её практически непригодной для аэродинамич. эксперимента. Поэтому А. т. больших чисел M имеют подогреватели воздуха. Темп-ра T_0, до к-рой необходимо подогреть воздух, тем больше, чем больше число M в рабочей части А. т. и давление p_0 перед соплом. Напр., для предотвращения конденсации воздуха в А. т. при числах $M \approx 10$ и $p_0 = 5$ МН/м² (50 кгс/см²) необходимо подогреть воздух до абс. темп-ры $T_0 \approx 1000$ К.

Для получения очень больших $M \sim 25$ в А. т. со схемой, близкой к

приведённой на рис. 2, в кач-ве рабочего газа вместо воздуха применяют гелий, конденсация к-рого происходит при достаточно низких темпрах, и подогреватель в большинстве случаев оказывается ненужным.

Исследования теплообмена на поверхности летат. аппаратов также проводят на моделях в А. т., соблюдая условия подобия. В случаях, когда необходимо учитывать влияние физ.-хим. превращений за ударными волнами, излучение газа и т. п., используются ударные А. т., в к-рых темп-ры достигают значений 8000—15 000 К. При этом длительность эксперимента составляет ~10 мс. Однако исследования теплозащиты поверхности летат. аппаратов и теплообмена можно проводить при более низких темп-рах, обеспечивая достаточную длительность эксперимента. В этом случае применяются электродуговые А. т. (рис. 3), в к-рых воздух, подаваемый в форкамеру сопла, подогревается в электрич. дуге

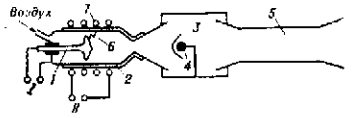


Рис. 3. Схема электродуговой аэродинамич. трубы: *1* — центральный (грибообразный) электрод, охлаждаемый водой; *2* — стенки камеры, переходящие в сверхзвук. сопло, охлаждаемое водой; *3* — рабочая часть с высотной камерой; *4* — модель; *5* — диффузор; *6* — дуговой разряд; I — контакты для подведения электрич. тока дугового разряда; II — контакты для подведения электрич. тока к индукц. катушке.

до темп-ры ~6000 К. Дуга, образующаяся в кольцевом канале между охлаждаемыми поверхностями центр. электрода *1* и камеры *2*, вращается с большой частотой магн. полем, создаваемым индуктивной катушкой *7* (вращение дугового разряда необходимо для уменьшения эрозии электродов). А. т. этого типа позволяет получать числа M до 20 при длительности эксперимента в неск. с. Однако давление в форкамере обычно не превышает 10 МН/м² (100 кгс/см²).

Большие давления в форкамере ~60 МН/м² (600 кгс/см²) и большие значения числа M получают в т. н. импульсных А. т., в к-рых для нагревания газа применяется искровой разряд батареи высоковольтных конденсаторов. Темп-ра в форкамере импульсной А. т. ~6000 К, время работы — неск. десятков мс.

В особую группу можно выделить криогенные А. т., моделирующие течения на больших высотах. В этих установках разреженный газ после обтекания исследуемой модели конденсируется на поверхности криогенных панелей.

● Пэнкхёрст Р., Холдер Д., Техника эксперимента в аэродинамических трубах, пер. с англ., М., 1955; Закс Н. А., Основы экспериментальной аэродинамики, [2 изд.], М., 1953; Поуп А., Гойн К. Л., Аэродинамические трубы больших скоростей, пер. с англ., М., 1968; Горлин С. М., Экспериментальная аэромеханика, М., 1970.

М. Я. Юделович.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕ́НИЯ, измерения скорости, давления, плотности и темп-ры движущегося воздуха (или др. газа), сил, возникающих на поверхности тв. тела, относительно к-рого происходит движение, а также тепловых потоков, поступающих к этой поверхности. Большинство практич. задач, к-рые ставят перед газовой динамикой авиация, ракетная техника, турбостроение, пром. производство и т. д., требуют для своего решения проведения эксперим. исследований. В этих исследованиях на эксперим. установках — *аэродинамических трубах* и стендах — моделируется рассматриваемое течение (напр., движение самолёта с заданными величинами высоты полёта и скорости) и определяются силовые и тепловые нагрузки на исследуемую модель. Соблюдение условий, диктуемых теорией *моделирования*, позволяет перенести результаты эксперимента на модели на натурный объект. Важной составной частью эксперимента явл. А. и., результаты к-рых обычно получают в форме зависимостей безразмерных *аэродинамических коэффициентов* или безразмерных коэфф. теплообмена от осн. критериев подобия — *Маха чисел*, *Рейнольдса числа* и др. В таком виде ими пользуются для определения подъёмной силы и сопротивления самолёта, нагревания поверхности ракеты и косм. корабля и т. п.

Измерение сил и моментов, действующих на обтекаемое тело. При решении мн. задач возникает необходимость измерений суммарных сил, действующих на модель. В аэродинамич. трубах для определения величины, направления и точки приложения *аэродинамических силы и момента* обычно применяют аэродинамич. весы. Аэродинамич. силу, действующую на свободно летящую модель, можно определить, измеряя ускорение модели. Ускорения летящих моделей или натурных объектов в лётных испытаниях измеряют акселерометрами. Если размер модели не позволяет установить на ней необходимые приборы, то ускорение находят по изменению скорости модели вдоль траектории.

Чтобы получить значение сил, действующих на тело, измеряют давления на поверхности модели при помощи специальных, т. н. дренажных, отверстий, соединённых с манометрами резиновыми или металлич. трубками (рис. 1). Тип манометра выбирается в соответствии с величиной измеряемого давления и временем измерения, к-рое изменяется от 10^{-6} с в ударных трубах до 10^2 с в обычных аэродинамич. трубах. Силы, касательные к поверхности модели, обычно находят расчётом; в нек-рых случаях их определяют, измеряя поля скорости в *пограничном слое*, или применяют спец. весы, измеряющие силу трения.

Измерение скорости. Для определения скорости v потока газа обычно измеряют полное p_0 и статическое p давления в исследуемой точке потока, а значение скорости в случае несжимаемого газа определяют из *Бернулли уравнения*: $v=\sqrt{2(p_0-p)/\rho}$ (ρ плотность газа). Давление измеряют манометрами с помощью спец. насадков, к-рые вводятся в поток (см. *Трубки измерительные*).

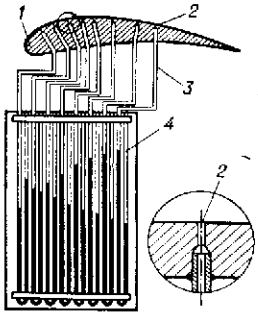


Рис. 1. Схема измерения статич. давлений на поверхности модели: *1* — модель; *2* — дренажные отверстия; *3* — трубки; *4* — манометр.

Если измеряемая скорость больше скорости звука, перед насадком возникает *ударная волна* и показание манометра, соединённого с трубкой полного давления, соответствует величине полного давления за ударной волной $p_0'<p_0$. В этом случае обычно определяют не v, а безразмерную скорость — число Маха $M=v/a$ (a — скорость звука в данной точке) по ф-ле Рэлея, к-рая связывает отношение p_0'/p_0 с M. Число M можно определять и др. способом, пользуясь оптич. методами и измеряя угол наклона ударной волны α, образующейся при обтекании конуса (или клина) с углом при вершине θ. При $\theta\to 0$ $M=1/\sin\alpha$, а при $\theta\neq 0$ между α, θ и M имеют место аналитич. зависимости, позволяющие вычислить M.

Существуют также методы определения скорости газа по отношению плотностей ρ/ρ_0 или темп-р T/T_0 в текущем и затормożённом газе, по охлаждению потоком газа нагретой проволочки *термоанемометра*, по скорости перемещения в потоке мелких ч-ц, в частности с помощью лазерных доплеровских измерителей скорости, и др.

Измерение температуры текущего газа. Полная темп-ра движущегося газа, т.н. темп-ра торможения, $T_0=T+v^2/2c_p$, где T — статич. темп-ра газа, $v^2/2c_p$ — т. н. кинетич. темп-ра, c_p — уд. теплоёмкость газа при пост. давлении. Для измерения темп-ры торможения движущегося газа применяются спец. насадки (рис. 2), у к-рых измерит. элементом служит термопара или *термометр сопротивления*. Темп-ра, измеряемая в точке *1* насадка, связана с темп-рой торможения: $T_1=KT_0$, где

тарировочный коэфф. $K<1$ зависит от формы насадка.

Статич. темп-ру T, если она достаточно высока, измеряют по излучению газа или вводимых в него примесей, используя спектр. методы. Относительно низкие статич. темп-ры можно определять, измеряя скорость распространения звука, т. к. $T \sim a^2$.

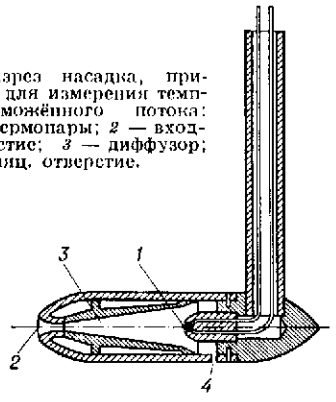


Рис. 2. Разрез насадка, применяемого для измерения темпры заторможённого потока: *1* — спай термопары; *2* — входное отверстие; *3* — диффузор; *4* — вентиляц. отверстие.

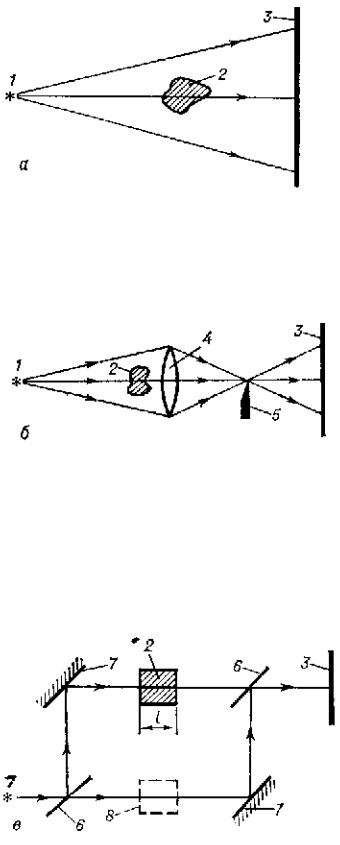
Измерение температуры поверхности тел, находящихся в газовом потоке. При исследовании теплообмена и решении нек-рых газодинамич. задач необходимо измерять темп-ру поверхности тела, обтекаемого газом. Для этой цели используют термопары и термометры сопротивления, установленные на исследуемой поверхности, термокраски, изменяющие цвет при достижении «пороговой» темп-ры, а также оптич. методы, позволяющие измерять излучение поверхности в видимом и ИК диапазонах длин волн.

При исследовании *аэродинамического нагрева* летящих тел можно применять нестационарный или стационарный методы измерений тепловых потоков, поступающих к поверхности тела. В первом методе измеряется скорость нагрева поверхности тела dT_w/dt, где T_w — темп-ра поверхности модели, t — время, и величина теплового потока получается из решения ур-ния теплопроводности для материала модели. Во втором — в модели устанавливают калориметр, которым измеряют кол-во теплоты, поступающей к поверхности модели при $T_w = \text{const}$.

Исследование полей плотности газа. Осн. методами исследования распределения плотности газа в пространстве явл. оптич. методы, к-рые можно разделить на три группы, основанные на зависимости коэфф. преломления света от плотности газа, на поглощении лучистой энергии газом и на послесвечении молекул газа при электрич. разряде или свечении молекул, возбуждённых электронным пучком. Последние две группы методов используют для исследования плотности газа при низких давлениях. В достаточно плотном сжимаемом газе (при давлениях $p>100$ Па) для исследования полей плотности пользуются зависимостью коэфф. преломления света n от плотности газа ρ:

$$\frac{1}{\rho}\frac{n^2-1}{n^2+2} = \text{const}.$$

При обтекании тела сжимаемым газом возникают области с неоднородным распределением плотности, отдельные участки которых по-разному отклоняют проходящий через них луч света.



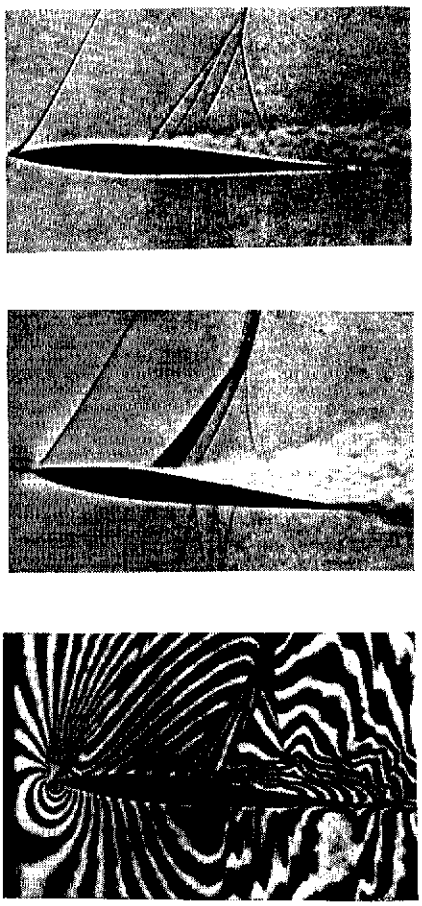


Рис. 3. Оптич. методы исследования полей плотности (слева — схема метода, справа — фотография крыла самолёта, полученная этим методом): *а* — теневой метод; *б* — метод Тёплера; *в* — интерференц. метод с использованием интерферометра Маха — Цендера; *1* — источник света; *2* — исследуемая область течения; *3* — экран; *4* — линза; *5* — нож Фуко; *6* — полупрозрачные зеркала; *7* — непрозрачные зеркала; *8* — компенсатор.

В простейшем, т. н. теневом, методе (рис. 3, *а*) пучок света, выходящий из точечного источника, проходит через исследуемое поле и, освещая экран, даёт на нём изображение областей течения, в к-рых изменяется вторая производная плотности $\partial^2\rho/\partial x^2$ (напр., ударные волны, граница струи). В более сложном «шлирен»-методе, или методе Тёплера (см. *Теневой метод*), пучок света (рис. 3, *б*), прошедший исследуемое поле, фокусируется при помощи линзы или вогнутого зеркала на кромку острой непрозрачной пластины — ножа Фуко. Этот метод чувствителен к градиенту плотности $\partial\rho/\partial x$ и позволяет, используя фотометрию и эталон освещённости, получать абс. значения плотности в исследуемом поле.

Метод исследования с использованием интерферометра Маха — Цендера также основан на зависимости между плотностью газа и коэфф. преломления (рис. 3, *в*). Искомая плотность $\rho=\rho_0+m\lambda/kl$, где ρ — плотность газа в компенсаторе *8*, λ — длина волны света, l — ширина рабочей части аэродинамич. трубы, $k=(n-1)/\rho$, m — относит. смещение интерференц. полосы на экране.

В разреженных газах для исследования полей плотности и темп-ры используют измерение интенсивности свечения молекул, возбуждённых электронным пучком (рис. 4). Интенсивность свечения в видимом диапазоне спектра связывается тарировоч-

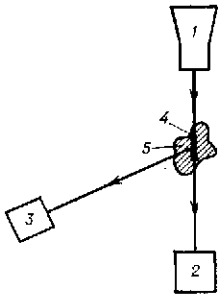


Рис. 4. Исследование полей плотности с помощью пучка эл-нов. Слева — схема установки: *1* — электронная пушка; *2* — коллектор; *3* — приёмник излучения возбуждённых молекул; *4* — исследуемое поле; *5* — излучающая область. Справа — фотографии течения в нерасчётной сверхзвук. струе, втекающей в камеру с давлением ≈ 6Па, полученная поперечным сканированием пучком эл-нов.

ной зависимостью с плотностью газа, а в рентг. диапазоне — с темп-рой. Пучок эл-нов, движущихся от электронной пушки *1* к коллектору *2*, возбуждает молекулы газа. Излучение возбуждённых молекул регистрируется приёмником *3*. Перемещая область *5* в исследуемое поле *4*, получают хар-ки течения.

● Холдер Д., Норт Р., Теневые методы в аэродинамике, пер. с англ., М., 1966; Васильев Л. А., Теневые методы, М., 1968; Горлин С. М., Экспериментальная аэромеханика, М., 1970; Экспериментальные методы в динамике разреженных газов, под ред. С. С. Кутателадзе, Новосиб., 1974.

М. Я. Юделович.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ, безразмерные величины, характеризующие *аэродинамические силу и момент*, к-рые действуют на тело, движущееся в жидкости или газе. А. к. силы лобового сопротивления X_a равен $C_{xa}=X_a/qS$, где S — характерная площадь, $q=\rho v^2/2$ — скоростной напор, ρ — плотность среды, в к-рой движется тело, и v — скорость тела относительно этой среды. А. к. подъёмной силы Y_a и боковой силы Z_a соотв. равны: $C_{ya}=Y_a/qS$ и $C_{za}=Z_a/qS$. А. к. момента имеют в знаменателе ещё характерную длину

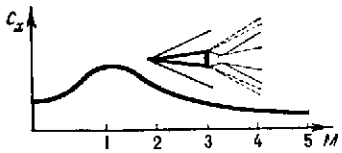


Рис. 1. Зависимость коэфф. аэродинамич. сопротивления конуса от числа M.

l, и тогда А. к. для момента крена $m_x=M_x/qSl$, момента рыскания $m_y=M_y/qSl$ и момента тангажа $m_y=M_z/qSl$. Характерные размеры выбираются достаточно произвольно; напр., для самолёта S — обычно площадь несущих крыльев (в плане), а l — длина хорды крыла; для ракеты S — площадь миделевого сечения, а l — длина ракеты.

Выражение аэродинамич. сил и моментов в форме безразмерных А. к. имеет большое значение для аэродинамич. исследований и расчётов, существенно их упрощая. Так, напр., аэродинамич. сила, действующая на самолёт, может достигать значений в сотни и тысячи кН (десятки и сотни

Рис. 2. Зависимость коэфф. аэродинамич. сопротивления шара от числа Re.

тс), та же сила, действующая на модель этого самолёта, испытываемую в *аэродинамической трубе*, составляет десятки Н, но А. к. для самолёта и для модели равны между собой.

Для аппаратов больших размеров, летящих на малой высоте с дозвук. скоростью, для к-рых число Маха $M<0{,}2$, А. к. зависит только от формы летат. аппарата и *угла атаки*. В общем случае А. к. зависят от вязкости и сжимаемости газа, характеризуемых безразмерными *подобия критериями: Маха числом* и *Рейнольдса числом* Re (рис. 1 и 2).

М. Я. Юделович.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ СИ́ЛА И МОМЕ́НТ, величины, характеризующие воздействие газообразной среды на движущееся в ней тело (напр., на самолёт). Силы давления и трения, действующие на поверхности тела,

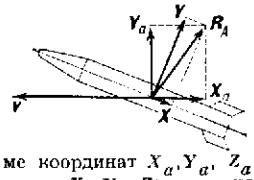


Рис. 1. Разложение аэродинамич. силы R_A на составляющие в скоростной системе координат X_a, Y_a, Z_a и в связанной системе X, Y, Z; ось z на рисунке не изображена, она перпендикулярна плоскости чертежа.

могут быть приведены к равнодействующей R_A, наз. аэродинамической силой, и к паре сил с моментом M, наз. аэродинамич. моментом. Аэродинамич. силу раскладывают на составляющие в прямоуг. системе координат (рис. 1), связанной либо с вектором скорости тела v (поточная, или скоростная, система координат), либо с самим телом (связанная система). В поточной системе сила, направленная по оси потока в сторону, противоположную направлению движения тела, наз. *аэродинамическим сопротивлением* X_a, перпендикулярная ей и лежащая в вертик. плоскости — *подъёмной силой* Y_a, а перпендикулярная к ним обеим — боковой силой Z_a. В связанной системе координат аналогами этих сил явл. продольная сила X, нормальная сила Y и поперечная сила Z.

Аэродинамич. момент играет важную роль в аэродинамич. расчёте летат. аппаратов, определяя их устойчивость и управляемость, и представляется обычно в виде трёх составляющих — проекций на оси координат, связанных с телом (рис. 2): M_x (момент крена), M_y (момент рыскания) и M_z (момент тангажа). Знаки моментов положительны, когда они стремятся повернуть тело соотв. от оси y к оси z, от оси z к оси x, от оси x к оси y. А. с. и м. зависят от формы и размеров

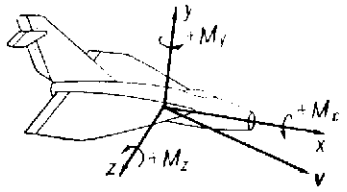


Рис. 2. Проекции аэродинамич. момента на оси координат: M_x — момент крена; M_y — момент рыскания; M_z — момент тангажа.

тела, скорости его поступат. движения и ориентации к направлению скорости, св-в и состояния среды, в к-рой происходит движение, а в нек-рых случаях и от угл. скоростей вращения, и от ускорения движения тела. Определение А. с. и м. для тел разл. формы и при всевозможных режимах полёта явл. одной из гл. задач *аэродинамики* и аэродинамич. эксперимента. См. также *Аэродинамические коэффициенты*.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ НАГРЕ́В, нагрев тел, движущихся с большой скоростью в воздухе или др. газе. А. н.— результат того, что налетающие на тело молекулы воздуха тормозятся вблизи тела. Если полёт совершается со сверхзвук. скоростью, торможение происходит прежде всего в *ударной волне*, возникающей перед телом. Дальнейшее торможение молекул воздуха происходит непосредственно у самой поверхности тела, в т. н. *пограничном слое*. При торможении потока молекул воздуха энергия их хаотического (теплового) движения возрастает, т. е. темп-ра газа вблизи поверхности движущегося тела повышается. Макс. темп-ра, до к-рой может нагреться газ в окрестности движущегося тела, близка к т. н. темп-ре торможения: $T_0=T_н+v^2/2c_p$, где $T_н$ — темп-ра набегающего воздуха, v — скорость полёта тела, c_p — уд. теплоёмкость газа при пост. давлении. Так, напр., при полёте сверхзвук. самолёта с утроенной скоростью звука (ок. 1 км/с) темп-ра торможения составляет ок. 400 °С, а при входе косм. аппарата в атмосферу Земли с 1-й

косм. скоростью (ок. 8 км/с) темп-ра торможения достигает 8000 °С. Если в первом случае при достаточно длит. полёте темп-ра обшивки самолёта может быть близка к темп-ре торможения, то во втором случае поверхность косм. аппарата неминуемо начнёт разрушаться из-за неспособности материалов выдерживать столь высокие темп-ры.

Из областей газа с повыш. темп-рой теплота передаётся движущемуся телу, происходит А. н. Существуют две формы А. н.— конвективная и радиационная. Конвективный нагрев — следствие передачи теплоты из внешней, «горячей» части пограничного слоя к поверхности тела посредством мол. теплопроводности и переноса теплоты при перемещении макроскопич. элементов среды. Количественно конвективный тепловой поток $q_к$ определяют из соотношения: $q_к = \alpha(T_e - T_w)$, где T_e — равновесная темп-ра (предельная темп-ра, до к-рой могла бы нагреться поверхность тела, если бы не было отвода энергии), T_w — реальная темп-ра поверхности, α — коэфф. конвективного теплообмена, зависящий от скорости и высоты полёта, формы и размеров тела, а также от др. факторов. Равновесная темп-ра T_e близка к темп-ре торможения. Зависимость коэфф. α от перечисленных параметров определяется режимом течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный). В случае турбулентного течения конвективный нагрев становится интенсивнее. Это связано с тем, что, помимо мол. теплопроводности, существенную роль в переносе энергии начинают играть турбулентные пульсации скорости в пограничном слое.

С увеличением скорости полёта темпра воздуха за ударной волной и в пограничном слое возрастает, в результате чего происходит диссоциация и ионизация молекул. Образующиеся при этом атомы, ионы и эл-ны диффундируют в более холодную область — к поверхности тела. Там происходит обратная реакция (рекомбинация), идущая с выделением теплоты. Это даёт дополнит. вклад в конвективный А. н.

При достижении скорости полёта ~5000 м/с темп-ра за ударной волной достигает значений, при к-рых газ начинает излучать энергию. Вследствие лучистого переноса энергии из областей с повыш. темп-рой к поверхности тела происходит радиац. нагрев. При этом наибольшую роль играет излучение в видимой и УФ областях спектра. При полёте в атмосфере Земли со скоростями ниже 1-й космической радиац. нагрев мал по сравнению с конвективным. При 2-й косм. скорости (11,2 км/с) их значения становятся близкими, а при скоростях полёта 13—15 км/с и выше, соответствующих возвращению объектов на Землю после полёта к др. планетам, осн. вклад вносит уже радиац. нагрев.

А. н. играет важную роль при возвращении в атмосферу Земли косм. аппаратов. Для борьбы с А. н. летат. аппараты оснащаются спец. системами теплозащиты. Существуют активные и пассивные методы теплозащиты. В активных методах газообразный или жидкий охладитель принудительно подаётся к защищаемой поверхности и берёт на себя осн. часть поступающей к поверхности теплоты. Газообразный охладитель, как бы загораживает поверхность от воздействия высокотемпературной внеш. среды, а жидкий охладитель, образующий на поверхности защитную плёнку, поглощает подходящую к поверхности теплоту за счёт нагревания и испарения плёнки, а также последующего нагрева паров. В пассивных методах теплозащиты воздействие теплового потока принимает на себя спец. образом сконструированная внеш. оболочка или спец. покрытие, наносимое на осн. конструкцию. Радиационная теплозащита основана на применении в кач-ве внеш. оболочки материала, сохраняющего при высоких темп-рах достаточную механич. прочность. В этом случае почти весь тепловой поток, подходящий к поверхности такого материала, переизлучается в окружающее пр-во.

Наибольшее распространение в ракетно-косм. технике получила теплозащита с помощью разрушающихся покрытий, когда защищаемая конструкция покрывается слоем спец. материала, часть к-рого под действием теплового потока может разрушаться в результате процессов плавления, испарения, сублимации и хим. реакций. При этом осн. часть подходящей теплоты расходуется на реализацию разл. физ.-хим. превращений. Дополнительный заградит. эффект имеет место за счёт вдува во внеш. среду сравнительно холодных газообразных продуктов разрушения теплозащитного материала. Пример разрушающихся теплозащитных покрытий — стеклопластики и др. пластмассы на органич. и кремнийорганич. связующих. В кач-ве средства защиты летательных аппаратов от А. н. применяются также углерод-углеродные композиц. материалы.

● Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975; Основы теории полета космических аппаратов, М., 1972; Радиационные свойства газов при высоких температурах, М., 1971; Мартин Дж., Вход в атмосферу, пер. с англ., М., 1969; Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б., Тепловая защита, М., 1976.

Н. А. Анфимов.

АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ (лобовое сопротивление), сила, с к-рой воздух или др. газ действует на движущееся в нём тело; эта сила направлена всегда в сторону, противоположную направлению скорости тела, и явл. одной из составляющих аэродинамич. силы. Знание А. с. необходимо для аэродинамич. расчёта летат. аппаратов, т. к. от него зависит, в частности, скорость движения при заданных тяговых хар-ках двигат. установки.

А. с.— результат необратимого перехода части кинетич. энергии тела в теплоту. Зависит А. с. от формы и размеров тела, ориентации его относительно направления скорости, а также от св-в и состояния среды, в к-рой происходит движение. В реальных средах имеют место: вязкое трение в *пограничном слое* между поверхностью тела и средой, потери на образование *ударных волн* при околои сверхзвук. скоростях движения (*волновое сопротивление*) и на вихреобразование. В зависимости от режима полёта и формы тела будут преобладать те или иные компоненты А. с. Напр., для затупленных тел вращения, движущихся с большой сверхзвук. скоростью, А. с. определяется в осн. волновым сопротивлением. У хорошо обтекаемых тел, движущихся с небольшой скоростью, А. с. определяется сопротивлением трения и потерями на вихреобразование. Разрежение, возникающее на задней торцевой поверхности обтекаемого тела, также приводит к возникновению результирующей силы, направленной противоположно скорости тела,— *донного сопротивления*, к-рое может составлять значит. часть А. с.

В аэродинамике А. с. X_a характеризуют безразмерным *аэродинамическим коэффициентом* сопротивления C_x:

$$X_a = C_x S \rho_\infty v_\infty^2 / 2,$$

где ρ_∞ — плотность невозмущённой среды, v_∞ — скорость движения тела относительно этой среды, S — характерная площадь тела. Коэфф. C_x тела заданной формы при известной ориентации его относительно потока зависит от безразмерных подобия критериев: *Маха числа*, *Рейнольдса числа* и др. Численные значения C_x обычно определяют экспериментально. Теор. определение А. с. возможно лишь для огранич. класса простейших тел. См. также *Гидродинамическое сопротивление*.

АЭРОСТА́ТИКА (от греч. aēr — воздух и statós — стоящий, неподвижный), раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучается равновесие газообразных сред, в осн. атмосферы. В отличие от гидростатики, в к-рой рассматриваются законы равновесия жидкостей, практически несжимаемых, в А. рассматриваются воздух и др. газы, сжимаемость к-рых во много раз превосходит сжимаемость жидкостей. Осн. задача А.— исследования зависимости давления в атмосфере от высоты, а также поддерживающей силы, к-рая действует на плавающие в воздухе тела. Законы А. чаще всего применяются при изучении равновесия атмосферы и в теории воздухоплавания.

Б

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ГАЛЬВАНОМЕТР, прибор для измерения кол-ва электричества при кратковрем. импульсах тока. Применяется при измерении маги. величин (потока, индукции, напряжённости поля и др.) и электрич. величин (больших сопротивлений, индуктивности, ёмкости и др.), значения к-рых в процессе эксперимента могут быть преобразованы в пропорциональный им импульс кол-ва электричества. Б. г. включают последовательно в цепь, по к-рой протекает импульсный ток. Прибор представляет собой интегратор тока на основе магнитоэлектрич. *гальванометра* с искусственно увеличенным моментом инерции подвижной части (период собств. колебаний $T_0 \geq 15$ с). Если длительность импульса тока много меньше (менее 0,1) T_0, то первое наибольшее отклонение её после протекания тока (баллистич. отброс α) пропорц. кол-ву электричества q, протекшего через рамку Б. г.: $q = b\alpha$. Чувствительность к протекшему через Б. г. заряду — баллистич. чувствительность (и обратная ей величина — баллистич. постоянная по заряду b) — зависит от сопротивления внеш. электрич. цепи, на к-рую замкнут Б. г. во время измерений. Поэтому Б. г. градуируют при том же внеш. сопротивлении, при к-ром будут выполняться измерения. Наиболее чувствит. соврем. Б. г. характеризуются баллистич. постоянной $b \sim 10^{-9}$ Кл·м/мм. Техн. требования к Б. г. стандартизованы в ГОСТе 7324-80.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Минц М. Б., Магнитоэлектрические гальванометры, М.— Л., 1963.

В. П. Кузнецов.

БАЛЬМЕРА СЕРИЯ, см. *Спектральные серии.*

БАР (от греч. bâros — тяжесть) (bar, bar), 1) внесистемная ед. давления; 1 Б. $= 10^5$ Па $= 10^6$ дин/см^2 $= 0{,}986923$ атм; 1 мбар $= 10^3$ дин/см^2 $= 0{,}986923 \cdot 10^{-3}$ атм $= 0{,}75$ мм рт. ст. 2) Вышедшее из употребления название ед. давления в *СГС системе единиц*. 1 Б. $=$ 1 дин/см^2.

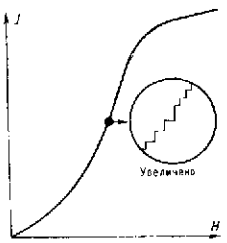
БАРИО́ННЫЙ ЗАРЯ́Д (барионное число, B), одна из внутр. характеристик элем. ч-ц, отличная от нуля для *барионов* и равная нулю для всех остальных ч-ц. Б. з. барионов полагают равным единице, а антибарионов — минус единице. Б. з. системы ч-ц равен разности между числами барионов и антибарионов в системе. В частности, Б. з. ат. ядер равен их массовому числу. До 70-х гг. Б. з. считался строго сохраняющейся величиной, закон сохранения к-рой выполняется для всех типов фундам. вз-ствий. Однако в связи с созданием разл. моделей единой теории поля (т.н. «*великого объединения*», включающего слабое, эл.-магн. и сильное вз-ствия) этот факт поставлен под сомнение. В частности, предсказывается возможность распада протона, напр. по каналу $p \to e^+ + \pi^0$, со временем жизни τ в разных моделях от 10^{30} до 10^{32} лет (согласно эксперим. данным, $\tau_p > 10^{30}$ лет). В нек-рых вариантах теории предсказывается возможность перехода нейтрона в антинейтрон (т. н. осцилляции нейтрона).

С. С. Герштейн.

БАРИО́НЫ (от греч. barýs — тяжёлый), группа «тяжёлых» элем. ч-ц с полуцелым спином и массой не меньше массы протона. К Б. относятся протон и нейтрон, *гипероны*, часть *резонансов* и *«очарованных» частиц* и, возможно, нек-рые др. Назв. «Б.» связано с тем, что самый лёгкий из них — протон в 1836 раз тяжелее эл-на. Единств. стабильный Б.— протон; остальные Б. нестабильны и путём последоват. распадов превращаются в протон и лёгкие ч-цы. (Нейтрон в свободном состоянии — нестабильная ч-ца, однако в связ. состоянии внутри стабильных ат. ядер он стабилен.) Б. участвуют во всех известных фундам. вз-ствиях: сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном. В любых наблюдавшихся процессах выполняется закон сохранения числа Б.: разность между числом Б. и антибарионов остаётся неизменной. Этому закону можно придать форму, напоминающую закон сохранения электрич. заряда, если приписать Б. специфич. барионный заряд. Тогда закон сохранения числа Б. принимает вид закона сохранения барионного заряда. Одним из проявлений этого закона явл. то, что рождение антибариона обязательно сопровождается рождением дополнит. Б. (см., напр., *Аннигиляция пары*, *Рождение пары*). Существуют, однако, теор. соображения, согласно к-рым закон сохранения числа Б. явл. приближённым (см. *Барионный заряд*). Таблицу Б. см. в ст. *Элементарные частицы.*

С. С. Герштейн.

БАРКГА́УЗЕНА ЭФФЕ́КТ, скачкообразное изменение намагниченности ферромагнетиков при непрерывном изменении внеш. условий, напр. магн. поля. Впервые эффект наблюдался в 1919 нем. физиком Г. Г. Баркгаузеном (H. G. Barkhausen): при медленном намагничивании ферромагн. образца в измерит. катушке, надетой на образец, он обнаружил в цепи катушки импульсы тока, обусловленные скачкообразным изменением намагниченности J образца. Особенно ясно Б. э. проявляется в *магнитно-мягких материалах* на крутых участках кривой намагничивания и петли гистерезиса, где доменная структура изменяется в результате процессов смещения границ ферромагнитных *доменов*. Имеющиеся в ферромагнетике различного рода неоднородности (инородные включения, *дислокации*, остаточные механич. напряжения и т. д.) препятствуют перестройке доменной структуры. Когда граница домена, смещаясь при увеличении магн. поля H, встречает препятствие (напр., инородное включение), она останавливается и остаётся неподвижной при дальнейшем увеличении поля. При нек-ром возросшем значении поля граница преодолевает препятствие и скачком перемещается дальше, до очередного препятствия, уже без увеличения поля. Из-за подобных задержек кривая намагничивания ферромагнетика имеет ступенчатый хар-р (рис.). Скачкообразное изменение намагниченности может быть вызвано не только полем, но др. внеш. воздействиями (напр., плавным изменением упругих напряжений или темп-ры), при к-рых происходит изменение доменной структуры образца.



Б. э.— одно из непосредств. доказательств доменной структуры ферромагнетиков, он позволяет определить объём отд. домена. Для большинства ферромагнетиков этот объём равен 10^{-6}—10^{-9} см^3. Изучение Б. э. позволило лучше понять динамику доменной структуры и установить связь между числом скачков и осн. хар-ками петли гистерезиса (*коэрцитивной силой* и др.).

По аналогии с Б. э. в ферромагнетиках скачки переполяризации в сегнетоэлектриках также наз. скачками Баркгаузена.

● Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956, с. 420; Рудяк В. М., Эффект Баркгаузена, «УФН», 1970, т. 101, в. 3, с. 429.

Р. З. Левитин.

БАРН (англ. barn) (б, b), ед. площади, применяется для выражения эфф. поперечного сечения яд. процессов; 1 б $= 10^{-24}$ см^2 $= 10^{-28}$ м^2.

БАРНЕТТА ЭФФЕ́КТ, намагничивание *ферромагнетиков* при их вращении в отсутствии магн. поля; открыт в 1909 амер. физиком С. Барнеттом (S. Barnett). Б. э. объясняется тем, что при вращении магнетика создаётся гироскопич. момент (см. *Гироскоп*), стремящийся повернуть спиновые или орбитальные механич. моменты атомов по направлению оси вращения магнетика. С механич. моментом атомов связан их магн. момент (см. *Спин*), поэтому при вращении появляется составляющая магн. мо-

мента (намагниченность) вдоль оси вращения. Б. э. позволяет определить *магнитомеханическое отношение* γ или g-фактор ($g=\gamma\cdot\frac{2mc}{e}$) для атомов ряда в-в. Для металлов и сплавов элементов группы железа значение g оказалось близким к 2, что характерно для спинового магн. момента эл-нов. Это является одним из доводов в пользу того, что ферромагнетизм элементов группы железа (Fe, Co, Ni) в осн. обусловлен спиновым магнетизмом эл-нов.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

БАРОТРО́ПНОЕ ЯВЛЕ́НИЕ, состоит в том, что в системах жидкость — жидкость (жидкость — газ или газ — газ) при больших давлениях и определ. темп-рах сосуществующие фазы меняются местами: находящаяся сверху (в поле тяжести) менее плотная при обычных условиях фаза становится тяжёлой и оседает вниз. Б. я. происходит вследствие того, что при увеличении давления ранее различные уд. объёмы фаз становятся равными; фаза, содержащая большее кол-во компонента с большей мол. массой, становится тяжелее и тонет в др. фазе.

Впервые Б. я. наблюдал голл. физик Х. Камерлинг-Оннес в системе водород (жидкость) — гелий (газ): при темп-ре 20,1К и давлении 49 атм газовая фаза опускалась под жидкую. В области равновесия в системе газ — жидкость Б. я. обнаружено в системах аммиак — азот (при темп-ре 180 К и давлении 1800 атм), аммиак — азот—водород (при давлении 3500—3700 атм и темп-ре 170 К) и др. В тройных системах в случае трёхфазного равновесия с двумя жидкими фазами наблюдается Б. я. между ними (системы метанол — толуол, ацетон — анилин и др.).

БЕГУ́ЩАЯ ВОЛНА́, волновое движение, при к-ром поверхность равных фаз (фазовые волн. фронты) перемещается с конечной скоростью. С Б. в., *групповая скорость* к-рой отлична от нуля, связан перенос энергии, импульса или др. хар-к.

В рамках применимости *суперпозиции принципа* (линейные системы) две одинаковые периодич. Б. в., распространяющиеся в противоположных направлениях, образуют т. н. *стоячую волну*. При разных амплитудах возникает частично Б. в., к-рая характеризуется коэфф. бегучести волны (КБВ), или коэфф. стоячести волны (КСВ), или коэфф. отражения Г, равным отношению амплитуд встречных волн, причём

$$\text{КСВ}=\frac{1}{\text{КБВ}}=\frac{1+|\Gamma|^2}{1-|\Gamma|^2}.$$

Для оптим. передачи энергии необходимо согласование *линий передач* (получение внутри линии режима Б. в., когда КСВ=1, Г=0). Для электрич. цепей пост. тока этот режим соответствует равенству внутр. сопротивления источника сопротивлению нагрузки.

М. А. Миллер.

БЕГУ́ЩИЕ СЛОИ, непрерывно перемещающиеся вдоль положит. столба *тлеющего разряда* или *дугового разряда* тёмные и светлые слои (*страты*). Образование Б. с. связано с вибрац. св-вами плазмы. См. *Ионизационные волны*.

БЕЗЫЗЛУЧА́ТЕЛЬНЫЙ КВАНТО́ВЫЙ ПЕРЕХО́Д, *квантовый переход*, при к-ром энергия квант. системы (атома, молекулы, ат. ядра и т. д.) изменяется не путём поглощения или испускания ею эл.-магн. излучения (т. е. при излучательном квант. переходе), а в результате её вз-ствия с др. системами. Так, при столкновениях атома с др. атомом, эл-ном или ионом он может передавать энергию возбуждения или получать её (см. *Плазма*). В тв. теле в результате Б. к. п. энергия возбуждения атома может переходить в энергию колебаний крист. решётки (см., напр., *Тушение люминесценции*).

БЕЗЭЛЕКТРО́ДНЫЙ РАЗРЯ́Д, один из видов *высокочастотного разряда* (или *импульсного разряда*), в к-ром разрядный промежуток полностью изолирован от электродов, а разрядный ток может быть либо *током смещения* (Е-разряд), либо индукц. током (Н-разряд). Если поместить колбу с разреж. газом между пластинами конденсатора колебат. контура, то наблюдается Е-разряд с линейным током

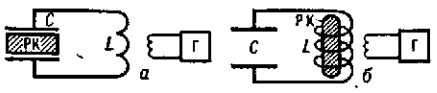


Схема получения безэлектродного разряда — линейного (*а*) и кольцевого (*б*): РК — разрядная колба с разреж. газом; *С* — конденсатор колебат. контура; *L* — катушка самоиндукции; Г — генератор эл.-магн. колебаний.

(рис., *а*). Когда же колба помещена внутрь катушки колебат. контура, то наблюдается Н-разряд с кольцевым током (рис., *б*). Особую важность представляет Б. р. в колбе в виде тора, охватывающего виток импульсного трансформатора, поскольку получающуюся в такой колбе *плазму* можно с помощью магн. поля изолировать от стенок и при достаточно большой силе тока получить практически полностью ионизованную высокотемпературную плазму. Такая схема положена в основу *токамака* — одного из типов *магнитных ловушек*, используемых в исследованиях по *управляемому термоядерному синтезу*. Б. р. можно также получить, помещая колбу с разреж. газом в *волновод*.

В. Н. Колесников.

БЕ́ККЕ МЕ́ТОД [по имени австр. учёного Ф. Бекке (F. Becke)], один из вариантов *иммерсионного метода* измерения показателя преломления n тв. в-ва. Исследуемое в-во в мелко раздробленном виде помещают в каплю жидкости и наблюдают под микроскопом. На границе двух сред с разными n вследствие явлений интерференции и полного внутр. отражения возникает тонкая светлая полоска — полоска Бекке. При подъёме тубуса микроскопа эта полоска движется в сторону в-ва с бо́льшим n, при опускании — в сторону в-ва с меньшим n. При равенстве n жидкости и в-ва полоска Бекке исчезает. Пользуясь набором жидкостей с известными n, определяют n тв. в-ва.

БЕККЕРЕ́ЛЬ (Бк, Bq), единица СИ *активности* нуклида в радиоакт. источнике (активности изотопа); 1 Бк равен активности нуклида, при к-рой за 1 с происходит один акт распада. Названа в честь франц. физика А. А. Беккереля (A. H. Becquerel). 1 Бк$=2{,}703\cdot10^{-11}$ *кюри*$=10^{-6}$ *резерфорда*.

БЕ́Л (Б, B), единица СИ логарифмической относит. величины (десятичного логарифма отношения значений двух одноимённых физ. величин). Названа в честь амер. учёного А. Г. Белла (A. G. Bell). Обычно применяют 0,1 долю Б.— *децибел*. 1Б$=\lg\ (P_2/P_1)$ при $P_2=10\,P_1$, где P_1 и P_2 — мощности, энергии и др. энергетич. величины, или 1 Б$=2\lg(F_2/F_1)$ при $F_2=\sqrt{10}F_1$, где F_1 и F_2 — напряжения, силы тока и др. аналогичные величины. Ед. Б. применяется во мн. областях физики и техники (акустика, радиотехника и др.).

БЕ́ЛЫЕ КА́РЛИКИ, компактные звёзды с массами порядка массы Солнца $M_\odot$ и радиусами $\approx1\%$ радиуса Солнца $R_\odot$; составляют 3—10% от общего числа звёзд Галактики.

Равновесие Б. к. поддерживается при ср. плотности в-ва $\sim10^5$—10^6 г/см^3 давлением электронного *вырожденного газа*. Для физики Б. к. интересны прежде всего как объекты применения теории сверхплотной *плазмы*. Б. к. становятся звёзды в конце своей эволюции (после исчерпания в звёздах запасов термояд. горючего). В Б. к. превращаются норм. звёзды с начальной массой $M\leqslant5M_\odot$ после сброса внеш. слоёв. Обнажившееся ядро имеет очень высокую темп-ру поверхности; постепенно остывая, звёздное ядро переходит в состояние Б. к. Наиболее горячий известный Б. к. имеет темп-ру поверхности $\sim7\cdot10^4$ К, наиболее холодные («красные» Б. к.) — ок. $5\cdot10^3$К. Осн. источник светимости Б. к.— запасённая в звезде энергия теплового движения ионов.

Б. к. существуют благодаря устойчивому равновесию сил гравитации и внутр. давления вырожденного газа эл-нов. Концентрация практически свободных эл-нов n_e в в-ве Б. к. столь велика, что их нулевой квантовомеханич. импульс $p_e\approx\hbar n_e^{1/3}$ создаёт давление, достаточное для суще-

ствования Б. к. с наблюдаемыми значениями радиусов. Соотношение масса — радиус для Б. к. при $M \leqslant 0{,}5\,M_\odot$ имеет вид: $R \approx M^{-1/3}$, т. е. более массивные Б. к. имеют меньший радиус. Теория предсказывает верх. предел массы Б. к. (т. н. чандрасекаровский предел $M_{ч} \approx 1{,}4\ M_\odot$), превышение этого предела приводит к *гравитационному коллапсу* звезды. Существование чандрасекаровского предела обусловлено тем, что электронный газ становится по мере роста плотности релятивистским, в результате его давление не может противостоять силам тяготения.

Теор. зависимость светимости Б. к. от возраста в общих чертах подтверждается наблюдениями (светимости Б. к. $\sim 10^{-3}\,L_\odot$ соответствует возраст $\sim 10^9$ лет). Если Б. к. входит в тесную двойную систему, то существ. вклад в его светимость может давать термояд. горение водорода, перетекающего на Б. к. со второй звезды системы. Однако это горение обычно имеет нестационарный хар-р (вспышки новых и новоподобных звёзд). В полученных спектрах Б. к. (примерно в 10 из 500) наблюдается сильная поляризация излучения или зеемановское расщепление спектр. линий, что указывает на существование у нек-рых Б. к. магн. полей $\sim 10^6$—10^8 Гс. Примерно у 10 Б. к. обнаружены оптич. пульсации с периодами $\sim 10^2$—10^3 с, не нашедшие пока окончат. объяснения.

● Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976, гл. 9; Белые карлики. Сб. статей, пер. с англ., М., 1975; Блинников С. И., Белые карлики, М., 1977.

С. И. Блинников.

БЕ́ЛЫЙ СВЕТ, электромагнитное излучение сложного спектр. состава, вызывающее у людей с норм. цветовым зрением нейтральное в цветовом отношении ощущение. Б. с. даёт рассеянное излучение Солнца, а также излучение непрозрачных твёрдых и жидких тел, нагретых до высокой темп-ры. Б. с. можно получить смешением излучений двух *дополнительных цветов* или трёх *монохроматических излучений*, взятых в определённом количеств. соотношении (см. *Цвет, Колориметрия*).

БЕ́ЛЫЙ ШУМ, акустич. *шум*, в к-ром звук. колебания разной частоты представлены в равной степени, т. е. в среднем интенсивности звук. волн разных частот примерно одинаковы, напр. шум водопада. Назван по аналогии с *белым светом*.

БЕРНУ́ЛЛИ УРАВНЕ́НИЕ (интеграл Бернулли) в гидроаэромеханике [по имени швейц. учёного Д. Бернулли (D. Bernoulli)], одно из осн. ур-ний гидромеханики, к-рое при установившемся движении несжимаемой идеальной жидкости в однородном поле сил тяжести имеет вид:

$$gh + p/\rho + v^2/2 = C, \qquad (1)$$

где v — скорость жидкости, ρ — её плотность, p — давление в ней, h — высота жидкой ч-цы над нек-рой горизонт. плоскостью, g — ускорение свободного падения, C — величина, постоянная на каждой *линии тока*, но в общем случае изменяющая своё значение при переходе от одной линии тока к другой.

Сумма первых двух членов в левой части ур-ния (1) равна полной потенциальной, а третий член — кинетической энергиям, отнесённым к ед. массы жидкости; следовательно, всё ур-ние выражает для движущейся жидкости закон сохранения механич. энергии и устанавливает важную зависимость между v, p и h. Напр., если при неизменной h скорость течения вдоль линии тока возрастает, то давление падает, и наоборот. Этот закон используют при измерении скорости с помощью *трубок измерительных* и при др. *аэродинамических измерениях*.

Б. у. представляют также в виде

$$h + p/\gamma + v^2/2g = C \quad \text{или}$$
$$\gamma h + p + \rho v^2/2 = C \qquad (2)$$

(где $\gamma = \rho g$ — удельный вес жидкости). В 1-м равенстве все слагаемые имеют размерность длины и наз. соотв. геометрической (нивелирной), пьезометрической и скоростной высотами, а во 2-м — размерности давления и соотв. именуются весовым, статическим и динамическим давлениями.

В общем случае, когда жидкость явл. сжимаемой (газ), но баротропной, т. е. p в ней зависит только от ρ, и когда её движение происходит в любом, но потенциальном поле объёмных (массовых) сил (см. *Силовое поле*), Б. у. получается как следствие *Эйлера уравнений* гидромеханики и имеет вид:

$$\Pi + \int dp/\rho + v^2/2 = C, \qquad (3)$$

где Π — потенц. энергия (потенциал) поля объёмных сил, отнесённая к ед. массы жидкости. При течении газов значение Π мало изменяется вдоль линии тока, и его можно включить в константу, представив (3) в виде:

$$\int dp/\rho + v^2/2 = C. \qquad (4)$$

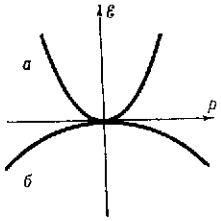
В техн. приложениях для течения, осреднённого по поперечному сечению канала, применяют т. н. обобщённое Б. у.: сохраняя форму ур-ний (1) и (3), в левую часть включают работу сил трения и преодоления гидравлич. сопротивлений, а также механич. работу жидкости или газа (работу компрессора или турбин) с соответствующим знаком. Обобщённое Б. у. широко применяется в гидравлике при расчёте течения жидкостей и газов в трубопроводах и в машиностроении при расчёте компрессоров, турбин, насосов и др. гидравлич. и газовых машин.

● Фабрикант Н. Я., Аэродинамика. Общий курс, М., 1964; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976.

С. Л. Вишневецкий.

БЕССТОЛКНОВИ́ТЕЛЬНОЕ ЗАТУХА́НИЕ в плазме, см. *Ландау затухание*.

БЕСЩЕЛЕ́ВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИ́КИ, *полупроводники* с шириной запрещённой зоны $\mathcal{E}_g = 0$. Встречаются Б. п. двух типов: 1) отсутствие запрещённой зоны обусловлено *симметрией кристаллов* и вырождением электронных состояний (см. *Зонная теория*); примеры подобных Б. п.— α-Sn, HgTe и HgSe (рис.); 2) $\mathcal{E}_g = 0$ лишь при определ. условиях (давлении, температуре, концентрации компонен



Зависимость энергии $\mathcal{E}$ от квазиимпульса p бесщелевых ПП 1-го типа: *а* — зона проводимости; *б* — валентная зона.

тов в случае тв. р-ра и т. п.). Наиболее типичные представители — сплавы Bi—Sb, системы $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и др.

Б. п. 1-го типа образуют своеобразную границу между *полуметаллами* и ПП. Так как у Б. п. для перехода эл-нов из валентной зоны в зону проводимости не нужна энергия активации, то они имеют высокую диэлектрич. проницаемость. Сравнительно слабое электрич. поле увеличивает концентрацию подвижных носителей заряда, приводя к существенному отклонению от закона Ома. В Б. п. бо́льшую роль чем в обычных ПП, играет кулоновское вз-ствие эл-нов между собой и с примесными ионами. Практич. применения такие Б. п. пока не нашли.

В Б. п. 2-го типа подвижность носителей достигает рекордных значений, что облегчает наблюдение ряда кинетич. эффектов в электрич. и магн. полях. С этими Б. п. связан вопрос о *фазовом переходе диэлектрик — металл*; они используются в ПП приборостроении (приёмники ИК излучения, охлаждающие устройства и др.).

● Берченко Н. Н., Пашковский М. В., Теллурид ртути — полупроводник с нулевой запрещенной зоной, «УФН», 1976, т. 119, в. 2, с. 223; Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М., Электронный энергетический спектр бесщелевых полупроводников, «УФН», 1976, т. 120, в. 3, с. 337.

С. Д. Бенеславский.

БЕ́ТА-РАСПА́Д (β-распад), самопроизвольные (спонтанные) превращения нейтрона n в протон p и протона в нейтрон внутри ат. ядра (а также превращение в протон свободного нейтрона), сопровождающиеся испусканием эл-на e^- или позитрона e^+ и электронных антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ или нейтрино ν_e. Известны два вида Б.-р.: 1) β^--распад: $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$, при к-ром образуется ядро с числом протонов Z

на единицу больше, чем у исходного ядра, напр.:

$$^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + e^- + \tilde{\nu}_e.$$

Простейшим примером β^--распада явл. распад свободного *нейтрона*. 2) Позитронный Б.-р. (β^+-распад): $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, при к-ром образуется ядро с Z на единицу меньше, чем у исходного ядра, напр.:

$$^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B + e^+ + \nu_e.$$

К Б.-р. относят также процесс поглощения ядром ат. эл-на с испусканием ν_e (*электронный захват*). При электронном захвате, как и при позитронном Б.-р., один из протонов ядра превращается в нейтрон: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, и число протонов Z уменьшается на единицу, напр.:

$$^{7}_{4}Be + e^- \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \nu_e.$$

Родственными Б.-р. явл. процессы вз-ствия нейтрино и антинейтрино с ядрами:

$$\nu_e + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X + e^-,$$
$$\tilde{\nu}_e + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X + e^+$$

(A — массовое число ядер X).

Б.-р. обусловлен *слабыми взаимодействиями*. Периоды полураспада $T_{1/2}$, β-активных ядер варьируются от 10^{-2} с до 10^{18} лет.

Б.-р. наблюдается и у тяжёлых и у лёгких ядер. Устойчивость ядер зависит от соотношения чисел протонов Z и нейтронов N. С ростом Z увеличивается энергия кулоновского отталкивания протонов. Поэтому у средних и тяжёлых стабильных ядер значение $(N-Z)>0$ (см. *Ядро атомное*). Ядра, у к-рых N больше, чем требуется для их стабильности, радиоактивны и могут испытывать β^--распад; ядра, у к-рых N слишком мало, могут испытывать β^+-распад или электронный захват. Полная энергия $\mathcal{E}_п$, выделяющаяся при Б.-р., распределяется гл. обр. между двумя ч-цами, напр. между e^- и $\tilde{\nu}_e$. Нек-рую очень малую её долю ($\sim \mathcal{E}_п^2/Mc^2$, где M — масса ядра) уносит остаточное ядро, испытывающее при Б.-р. «отдачу». Распределение вылетающих эл-нов по энергиям $N(\mathcal{E})$ наз. β-спектром. Общие св-ва β-спектров — непрерывность и наличие макс. энергии $\mathcal{E}_{макс}$ — верхней границы β-спектра. Именно на основании этих св-в β-спектров швейц. физик В. Паули в 1930 предсказал существование *нейтрино*.

Форма β-спектра может зависеть от состояний исходного и образовавшегося ядер (*спина*, *чётности* и др.).

При малых энергиях вылетающей заряж. ч-цы (e^- или e^+) форма β-спектра искажается влиянием кулоновского вз-ствия между ядром и эл-ном или позитроном. Б.-р. часто происходит не только на осн. уровень, но и на возбуждённые уровни кон. ядра. Если распад идёт на неск. уровней, то β-спектр приобретает сложную форму.

Теория Б.-р. была создана в 1934 итал. физиком Э. Ферми по аналогии с электродинамикой, где испускание и поглощение фотонов рассматривается как результат вз-ствия заряда с создаваемым им самим эл.-магн. полем (фотоны возникают в момент испускания). Процесс Б.-р. рассматривается как результат вз-ствия нуклона с электронно-нейтринным полем: нуклон переходит в др. состояние, испуская e^- или e^+ и $\tilde{\nu}_e$ или ν_e.

● См. лит. при ст. *Радиоактивность*, *Слабое взаимодействие*.

БЕТА-СПЕКТРОМЕТР, прибор для измерения энергетич. распределения (спектра) эл-нов и позитронов, вылетающих при β-распаде, а также конверсионных эл-нов и эл-нов, возникающих при вз-ствии с в-вами гамма-, рентгеновского и др. излучений. Осн. хар-ки Б.-с.— разрешающая способность и светосила. Разрешающая способность характеризует наименьшее различие в энергии эл-нов, к-рое

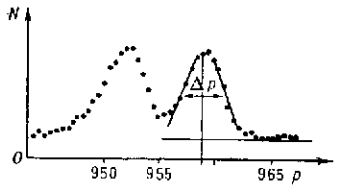


Рис. 1. Спектр конверсионных эл-нов ^{170}Tm: p — импульс в Гс·см, N — число эл-нов.

может быть зарегистрировано Б.-с. При изменении энергии или импульса эл-нов получается нек-рое распределение, содержащее максимумы (рис. 1). Отношение ширины максимума на половине высоты к энергии $\mathcal{E}$ или импульсу p эл-нов ($\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ или $\Delta p/p$) наз. разрешающей способностью Б.-с. Светосила Б.-с. равна отношению числа эл-нов, попавших в детектор, к полному числу эл-нов данной энергии, испущенных источником. Произведение светосилы Б.-с. на площадь источника наз. светимостью и выражается в см². Чем больше светимость, тем чувствительнее Б.-с.

Различают Б.-с., измеряющие энергию эл-нов по их воздействию на в-во, и Б.-с., пространственно разделяющие эл-ны разл. энергий в электрич. и магн. полях. К приборам 1-го типа относятся *ионизационные камеры*, *сцинтилляционные счётчики*, *полупроводниковые детекторы*. Действие их сводится к превращению в в-ве энергии эл-нов в электрич. импульсы. Достоинство Б.-с. этого типа — возможность одноврем. регистрации практически всего спектра с помощью многоканальных амплитудных анализаторов; существ. недостаток — низкая разрешающая способность $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$, особенно для медленных эл-нов. У ионизац. камер и сцинтилляц. счётчиков $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ обычно $\sim 10\%$, у ПП детекторов ~ 5—20%.

Б.-с. с пространств. разделением эл-нов имеют, как правило, гораздо большую разрешающую способность; область их применения значительно шире, несмотря на сложность изготовления. Электрич. ($\boldsymbol{E}$) или магн. ($\boldsymbol{H}$) поле разделяет эл-ны с разными энергиями и фокусирует моноэнергетич. эл-ны, вылетевшие из источника в определ. телесном угле. Напряжённость поля должна поддерживаться постоянной с точностью $\Delta H/H \sim 10^{-6}$. Пространств. разделение эл-нов происходит в вакуумной камере (давление 10^{-4}—10^{-9} мм рт. ст.). Земное магн. поле экранируется или компенсируется с точностью до 10^{-4} Э.

Первым магн. Б.-с. был спектрометр, построенный в 1912 польск. физиком Я. Данышем. В нём эл-ны в однородном магн. поле движутся в плоскости по окружности, радиус к-рой ρ пропорц. импульсу эл-нов p и обратно пропорц. магн. индукции $\boldsymbol{B}$. В магн. Б.-с. удобно измерять импульс в единицах $B\rho$ (Гс·см). В Б.-с. с однородным поперечным магн. полем осуществляется фокусировка эл-нов при наибольших углах вылета из источника в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{B}$. Изображение источника получается при повороте радиуса-вектора эл-на на 180° (Б.-с. с полукруговой фокусировкой); в плоскости, параллельной $\boldsymbol{B}$, эл-ны движутся по спирали (рис. 2). Эл-ны, вылетающие из источника, фокусируются в плоскости, параллельной $\boldsymbol{B}$ и перпендикулярной направлению вылета эл-нов из источника. Несмотря на малую светосилу, такие Б.-с. часто применяются из-за

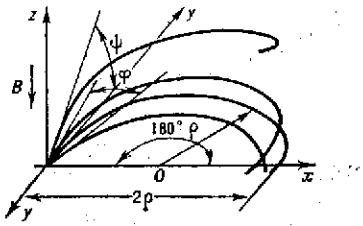


Рис. 2. Схема траекторий эл-нов в магн. β-спектрометре с однородным магн. полем (с полукруговой фокусировкой). Эл-ны, вылетевшие из источника в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{B}$, в виде плоского расходящегося пучка с угл. шириной φ, после поворота на 180° фокусируются на фотопластинке, лежащей в плоскости, параллельной $\boldsymbol{B}$. Фокусировка по углу ψ (в плоскости, параллельной $\boldsymbol{B}$) отсутствует.

простоты и возможности абс. измерения энергии. Детектором обычно служат фотопластинки (см. *Ядерная фотографическая эмульсия*).

В 1946 швед. учёные Н. Свартхольм и К. Сигбан создали магн. Б.-с. с двойной фокусировкой, в к-ром магн. поле перпендикулярно к траекториям эл-нов, но не однородно, а спадает с радиусом ρ, как $1/\rho$. В нём осуществляется фокусировка 1-го порядка по

углу φ и 2-го — по углу ψ (рис. 2). Угол между радиусами-векторами источника и его изображением равен $\pi\sqrt{2}$ (наз. также Б.-с. типа $\pi\sqrt{2}$). В фокальной плоскости $\Delta p/p \sim 0{,}1\%$ и сохраняется при уменьшении энергии эл-нов до неск. эВ. Магн. поле в Б.-с. типа $\pi\sqrt{2}$ создаётся либо катушками с током, либо железными электромагнитами с профилированными полюсами. В 1960 в Канаде был создан безжелезный Б.-с. с $\rho=1$ м, $\Delta p/p \sim 0{,}01\%$ при светосиле 0,06% (Р. Л. Грэхем, Дж. Т. Юэн, Дж. С. Гейгер). Разрешающая способность лучших Б.-с. типа $\pi\sqrt{2}$ с железом тоже достигает 0,03%, однако она сильно ухудшается при переходе к медленным эл-нам. Для детектирования эл-нов применяются фотопластинки, *Гейгера счётчики*, ПП детекторы и электронные умножители.

В тороидальном Б.-с. Владимирского маги. поле создаётся тороидальной катушкой с током. Источник и детектор расположены на оси катушки. Эл-ны входят в поле и выходят из него через зазоры между витками, форма к-рых обеспечивает фокусировку эл-нов в большом интервале углов вылета. Светосила таких Б.-с. может превышать 20%.

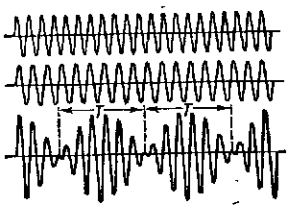
Для анализа спектра медленных эл-нов применяются электростатич. Б.-с. с анализатором в виде сферич. конденсатора. Источник и детектор находятся вне электрич. поля E, перпендикулярного траекториям ч-ц. Для нерелятив. эл-нов осуществляется двойная фокусировка. Электростатич. Б.-с. имеют хорошую разрешающую способность (до 0,05%) при светосиле 0,1%. Медленные эл-ны на выходе электростатич. Б.-с. обычно регистрируются системой электронных умножителей.

● Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., М., 1969; Электронная спектроскопия, пер. с англ., М., 1971.

БЕТАТРО́Н, циклич. ускоритель эл-нов, в к-ром ускорение производится вихревым электрич. полем, индуцируемым перем. магн. полем, охватываемым круговой орбитой ч-ц. См. *Ускорители*.

БЕ́ТА-ЧАСТИ́ЦЫ (β-частицы), *электроны* и *позитроны*, испускаемые ат. ядрами при *бета-распаде*.

БИ́ЕНИЯ, периодические изменения амплитуды *колебания*, возникающие при сложении двух *гармонических колебаний* с близкими частотами. Б. возникают вследствие того, что разность фаз между двумя колебаниями с различными частотами всё время изменяется так, что оба колебания оказываются в какой-то момент времени в фазе, через нек-рое время — в противофазе, затем снова в фазе и т. д. Если A_1 и A_2 — амплитуды двух накладывающихся колебаний, то при одинаковых фазах колебаний амплитуда результирующего колебания достигает наибольшего значения A_1+A_2, а когда фазы колебаний противоположны, амплитуда результирующего колебания падает до наименьшего значения A_1-A_2. В простейшем случае, когда амплитуды обоих колебаний равны, их сумма достигает значения $2A$ при одинаковых фазах колебаний



Биения, возникающие при наложении двух близких по частоте колебаний; T — период биений.

и падает до нуля, когда они противоположны по фазе (рис.). Результат наложения колебания можно записать в виде:

$$A\sin\omega_1 t + A\sin\omega_2 t = 2A\cos\left(\frac{\omega_1-\omega_2}{2}t\right)\sin\left(\frac{\omega_1+\omega_2}{2}t\right), \quad (1)$$

где ω_1 и ω_2 — соотв. угл. частоты двух накладывающихся гармонич. колебаний.

Если ω_1 и ω_2 мало различаются, то в выражении (1) величину

$$2A\cos\left(\frac{\omega_1-\omega_2}{2}t\right) \quad (2)$$

можно рассматривать как медленно меняющуюся амплитуду (огибающую) колебания

$$\sin\left(\frac{\omega_1+\omega_2}{2}t\right). \quad (3)$$

Угл. частота $\Omega=\omega_1-\omega_2$ наз. угл. частотой Б. Т. о., Б. представляют собой один из вариантов амплитудно-модулированных колебаний (см. *Модуляция колебаний*). По мере сближения частот ω_1 и ω_2 частота Б. уменьшается, исчезая при $\omega_1\to\omega_2$ («нулевые» Б.).

Определение частоты тона Б. между измеряемым и эталонным колебанием — один из наиб. точных методов сравнения измеряемой величины с эталонной, широко применяемый на практике; метод Б. применяют для измерения частот ёмкости, индуктивности, для настройки музыкальных инструментов, при анализе слухового восприятия и т. д.

● Горелик Г. С. Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979.

БИНАУРА́ЛЬНЫЙ ЭФФЕ́КТ (от лат. bini — пара, два и auris — ухо), психофизиол. явление, заключающееся в слитном восприятии звуков, принятых правым и левым ухом. В естеств. условиях сигналы различаются по времени прихода звука (разность времён прихода Δt), интенсивности (разность интенсивностей ΔI) и его спектр. «окраске». К уху, обращённому к источнику, звук приходит раньше и с большей интенсивностью. Различие в спектр. «окраске» вызвано зависимостью дифракции звука на голове и ушных раковинах от угла прихода звука. Б. э. лежит в основе способности человека и животных определять направление на источник звука, а также в основе стереофонич. эффекта. При частотах ниже 1,5 кГц эта способность зависит в осн. от Δt, а при частотах выше 3 кГц — от ΔI. Ошибки в определении направления в горизонт. плоскости составляют ок. 3°. При наличии нескольких разнесённых в пр-ве источников Б. э. обеспечивает их независимое восприятие, повышая тем самым устойчивость слухового восприятия по отношению к помехам. *Н. А. Дубровский.*

БИНО́КЛЬ (франц. binocle, от лат. bini — пара, два и oculus — глаз), оптич. прибор для визуального наблюдения удалённых предметов двумя глазами, а также для измерения углов и расстояний. Состоит из двух *зрительных труб*, соединённых так, что их оптич. оси параллельны. Оптич. схема Б. включает собирающий *объектив*, представляющий собой обычно систему из двух склеенных линз, и *окуляр*. Осн. хар-ки Б.— увеличение, угол поля зрения, разрешающая способность — определяются аналогично тому, как это делается для зрит. труб.

Действительное, уменьшенное и перевёрнутое изображение удалённого предмета, расположенное в фокальной плоскости объектива или вблизи неё, рассматривается в окуляр Б., как в *лупу*. В Б. со зрит. трубами типа трубы Кеплера окуляр тоже явл. собирающей системой, и даваемое им изображение оказывается перевёрнутым. Прямое изображение получают, помещая между объективом и окуляром оборачивающую систему, напр.

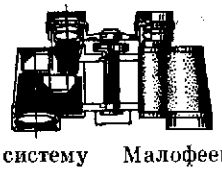


Рис. 1. Призменный бинокль с оборачивающей системой Малофеева — Порро.

систему Малофеева — Порро, состоящую из двух прямоуг. призм с двумя отражающими гранями, расположенными под углом 90° друг к другу (рис. 1). Такая система позволяет также значительно сократить общую длину прибора. Б. этого типа часто наз. призменными. Т. к. плоскость создаваемого объективом действительного промежуточного изображения в зрит. трубе Кеплера располагается между объективом и окуляром, то в этой плоскости в одной из зрит. труб помещают угломерную сетку, с помощью к-рой можно измерить углы и расстояния. Б. этого типа обычно имеют увеличение 6, 8 и 15 крат при угле зрения соответственно 10°, 8°30′ и 4°.

В Б. со зрит. трубами типа Галилея (рис. 2) окуляром явл. рассеивающая линза, к-рая располагается

перед плоскостью действит. изображения; длина зрит. трубы этого типа всегда меньше фокусного расстояния объектива; изображение при этом получается мнимым и прямым. Зрит. трубы Галилея обладают простой конструкцией и малыми потерями яркости, но из-за ограниченного угла зрения, что особенно ощущается

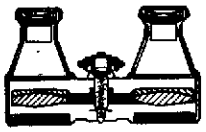


Рис. 2. Бинокль со зрительными трубами типа Галилея.

при больших увеличениях, используются в Б. с увеличением от 2 до 4 крат, напр. в театральных Б.

Наблюдение в Б. уменьшает утомляемость глаз и облегчает восприятие предметов, расположенных на разных расстояниях от наблюдателя, за счёт увеличения радиуса стереоскопич. зрения. Способность Б. увеличивать радиус стереоскопич. зрения, к-рый для невооружённых глаз составляет 1350 м, наз. пластичностью. При наблюдении в Б. радиус стереоскопич. зрения увеличивается во столько раз, во сколько расстояние между осями объективов больше расстояния между осями глаз. Пластичность Б. с разведёнными объективами достигает величины, близкой к 2, т. е. радиус стереоскопич. зрения увеличивается до 2,7 км.

● Мальцев М. Д., Каракулина Г. А., Прикладная оптика и оптические измерения, М., 1968.

Л. Н. Капорский.

БИНОКУЛЯ́РНОЕ ЗРЕ́НИЕ (от лат. bini — пара, два и oculus — глаз), зрение двумя глазами. При Б. з. зрит. оси глаз располагаются таким образом, что изображения рассматриваемого предмета попадают на одинаковые участки сетчатки обоих глаз, в результате воспринимается единое *стереоскопическое изображение*.

БИО́ ЗАКО́Н, определяет угол φ *вращения плоскости поляризации* линейно поляризованного света, проходящего через слой некрист. в-ва (жидкости или р-ра в неактивном растворителе), обладающего естественной оптич. активностью: $\varphi = [\alpha]lc$, где l — толщина слоя в-ва, c — его концентрация, $[\alpha]$ — постоянная вращения (в отличие от постоянной вращения α для кристаллов, этот коэфф. для р-ров обозначается в квадратных скобках). Установлен франц. физиком Ж. Б. Био (J. B. Biot) в 1815. Б. з. выражает пропорциональность φ числу оптически активных молекул на пути светового луча. См. *Оптическая активность*.

БИОЛОГИ́ЧЕСКИЕ КРИСТА́ЛЛЫ, кристаллы, построенные из биол. *макромолекул* — белков, нуклеиновых к-т или вирусных ч-ц. Вследствие больших размеров биол. макромолекул, содержащих 10^3—10^4 атомов, Б. к. имеют очень большие (по сравнению с обычными *кристаллами*) периоды *кристаллической решётки* (50—200 Å), а у вирусов они достигают 1000 Å и более. Важнейшей особенностью Б. к. является то, что они состоят не только из образующих их макромолекул, но содержат внутри себя между молекулами маточный раствор (35—80%), из

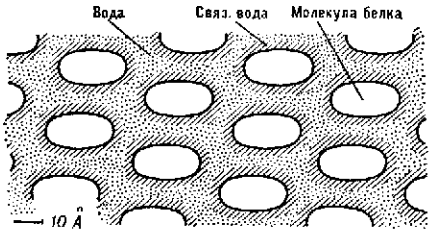


Рис. 1. Упаковка молекул в кристалле белка.

к-рого они кристаллизовались, обычно воду с теми или иными ионами (рис. 1). Б. к. существуют только в равновесии с таким р-ром; при высушивании Б. к. происходит денатурация (разрушение структуры) молекул и кристалла в целом. Регулярность укладки молекул в Б. к. определяется электростатич. вз-ствием заряж. ат. группировок на поверхности молекул. Прилегающие к поверхности молекулы растворителя упорядочены, в межмол. пр-ве — расположены беспорядочно.

Б. к. образуются иногда в живых организмах — in vivo, однако гл. методом их получения явл. кристаллизация выделенных из живых организмов и тщательно очищенных белков и др. биол. макромолекул (рис. 2 и 3). Методы *кристаллизации* Б. к. основаны на изменении темп-ры, пересыщения, причём изменение растворимости вызывают добавлением в р-р специфич. солей или органич. растворителей, путём изменения pH р-ра и т. п.

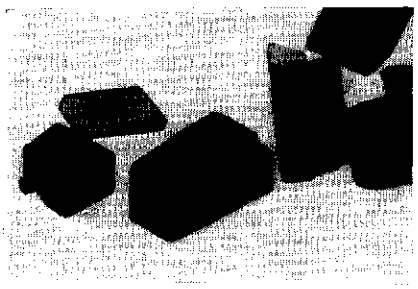
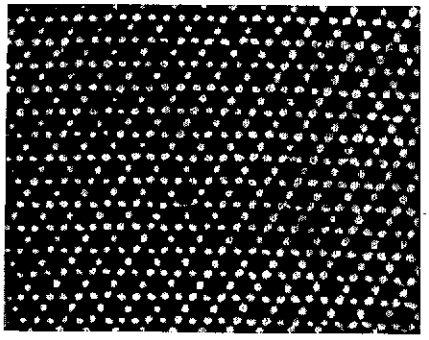


Рис. 2. Кристаллы леггемоглобина.

Громадные размеры биол. макромолекул позволяют непосредственно наблюдать упаковку их в крист. решётку методами электронной микроскопии (рис. 3). Осн. метод изучения структуры Б. к.— *рентгеновский структурный анализ*, позволяющий определить сложнейшую пространств. конфигурацию образующих их молекул. Рентгенограммы Б. к. содержат громадное число рефлексов (≥100 000); процесс их расшифровки исключительно сложен. В результате изучения Б. к. установлено строение более 100 белков. Молекула глобулярного белка представляет собой сложным образом уложенную полипептидную цепочку, состоящую из аминокислотных остатков (пунктир, рис. 4), характеризуемых двадцатью сортами боковых радикалов R. Число таких остатков в цепи составляет в разных



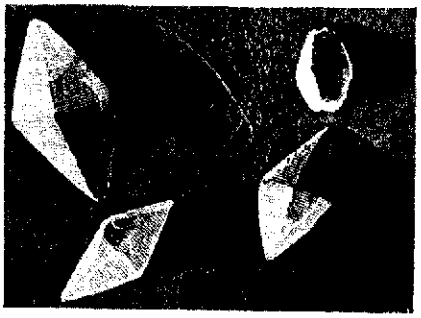


Рис. 3. Электронно-микроскопич. фотографии упаковки молекул в кристаллах белков (сверху вниз): каталазы (×5·10⁶); вируса некроза табака; отд. кристаллов белка из микроорганизмов Bacillus thwingiensis.

белках приблизительно от 100 до 500. Компактно уложенная в глобулу цепь может иметь на отд. участках т. н. α-спиральную структуру или β-структуру, в к-рой участки

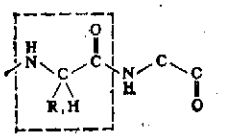


Рис. 4.

цепи располагаются параллельно (рис. 5). Расшифровка строения белковых кристаллов дала мол. биологии сведения о механизме биол. активности ферментов и др. белков. Получены и исследованы также кристаллы транспортной рибонуклеиновой к-ты (*t*-РНК).

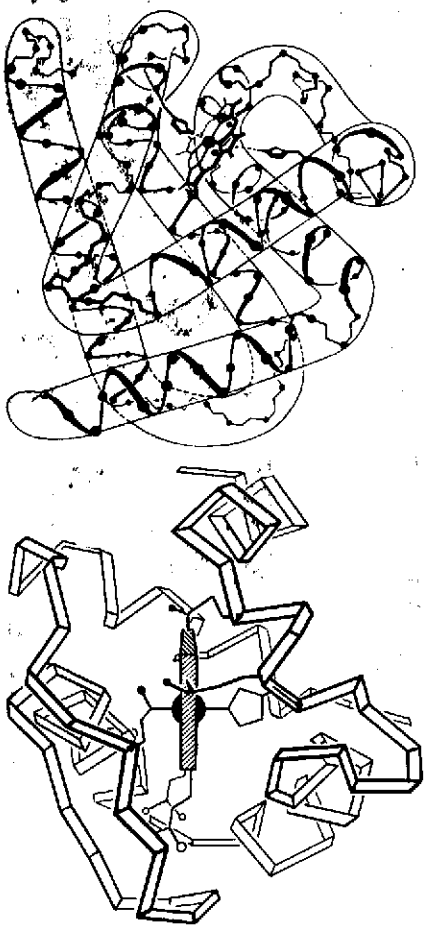


Рис. 5. Структура белковых молекул: вверху — миоглобина, состоящего в осн. из α-спиральных участков (аминокислотные остатки показаны точками); внизу — цитохрома *C*, в к-ром чередуются участки с α- и β-структурами (аминокислотные остатки показаны звеньями цепи).

Кроме истинных трёхмерно-периодич. Б. к., существуют Б. к. с иным хар-ром упорядоченности. Так, дезоксирибонуклеиновая к-та (ДНК) образует текстурированные гели — *жидкие кристаллы*, рентгенографич. анализ к-рых позволил построить пространств. модель ДНК и установить природу передачи генетич. информации. Жидкие кристаллы образуют также фибриллярные белки мышц — миозин и актин. Нек-рые глобулярные белки (каталаза и др.) кристаллизуются, образуя трубы с мономол. стенками, в к-рых молекулы уложены согласно спиральной симметрии. Изучение кристаллов сферич. вирусов методами электронной микроскопии и рентгеноанализа позволило установить хар-р взаимной упаковки и структуру образующих оболочку вируса белковых молекул (рис. 6),

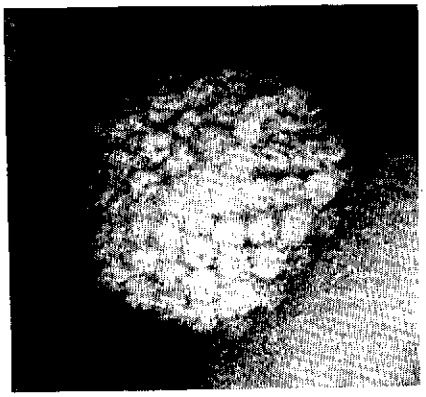


Рис. 6. Электронно-микроскопич. фотография упаковки молекул в оболочке сферич. вируса герпеса (×640 000).

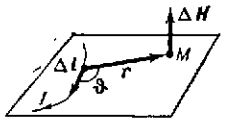
к-рые уложены в вирусной ч-це согласно икосаэдрич. симметрии с осями 5-го порядка (см. *Симметрия кристаллов*).

● Современная кристаллография, т. 2, М., 1979. *Б. К. Вайнштейн.*

БИОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция* организмов, связанная с процессами их жизнедеятельности. Наблюдается у бактерий, грибов, простейших, насекомых и т. д. Частный случай *хемилюминесценции*. Возникает при окислении кислородом воздуха специфич. в-в — люцеферинов в присутствии ферментов — люцеферазы.

БИО — САВА́РА ЗАКО́Н, определяет напряжённость магн. поля, создаваемого электрич. током. Открыт франц. физиками Ж. Б. Био (J. B. Biot) и Ф. Саваром (F. Savart) в 1820 и сформулирован в общем виде франц. учёным П. Лапласом. Согласно Б.—С. з., малый отрезок проводника Δl (рис.), по к-рому течёт ток I (отрезку Δl приписывают направление тока I), создаёт в точке M, находящейся на расстоянии r от Δl ($\Delta l \ll r$), магн. поле напряжённостью $\Delta H = k\frac{I\Delta l \sin\vartheta}{r^2}$. Здесь ϑ — угол между Δl и радиусом-вектором r, проведённым от отрезка к точке M, а k — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц. В *Гаусса системе единиц* $k=1/c$, в системе СИ $k=1/4\pi$.

Направление ΔH определяется *буравчика правилом*. Полная напряжённость магн. поля H, создаваемого в точке M проводником с током, равна векторной сумме напряжённостей магн. поля ΔH от всех участков Δl проводника. В частности, на расстоянии d от протяжённого (длиной $\gg d$) прямого провода с током полная напряжённость магн. поля $H=k\cdot 2I/d$; в центре кругового контура радиуса R с током $H=k\cdot 2\pi I/R$, а на его оси в точке, отстоящей от плоскости контура на расстоянии $d \gg R$, $H=k\cdot 2\pi R^2 I/d^3$; на оси соленоида, содержащего n витков на ед. длины, $H=k\cdot 4\pi nI$.



Б.— С. з. можно рассматривать также как закон, определяющий магн. индукцию ΔB (в системе Гаусса $\Delta B=\mu\Delta H$, в СИ $\Delta B=\mu\mu_0\Delta H$, где μ — магн. проницаемость среды, $\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7}$ Гн/м — магн. проницаемость вакуума). *Г. Я. Мякишев.*

БИТ (бит, bit) (от англ. binary — двоичный и digit — знак, цифра), единица кол-ва информации в двоичной системе. Обычно последовательность из восьми Б. наз. байтом.

БЛЕСК, характеристика св-ва поверхности, отражающей свет. Б. обусловлен зеркальным *отражением света* от поверхности, б. ч. происходящим одновременно с рассеянным (диффузным) отражением. Глаз человека воспринимает зеркальное отражение на фоне диффузного, и количеств. оценка Б. определяется соотношением между интенсивностями зеркально и диффузно отражённого света. Нередко Б. характеризуется качественными признаками, напр. металлич., алмазный, стеклянный Б.

БЛИЗКОДЕ́ЙСТВИЕ, см. *Взаимодействие* в физике.

БЛО́ХА ЗАКО́Н (закон $^3/_2$), теоретически установленная амер. физиком Ф. Блохом (F. Bloch) в 1930 зависимость самопроизвольной намагниченности J_s *ферромагнетиков* от темп-ры T (для области темп-р значительно ниже *Кюри точки* θ):

$$J_s = J_{s0}\left[1-\alpha\,(T/\theta)^{3/2}\right],$$

где J_{s0} — макс. значение J_s при $T=0$ К, α — постоянная, характерная для данного в-ва. Приведённая ф-ла представляет собой первые члены разложения $J_s(T)$ по степеням T. Следующие члены этого ряда малы (при $T<\theta$), и Б. з., как показывает опыт, хорошо выполняется вплоть до $T\approx\theta/2$. Уменьшение J_s с ростом T обусловлено нарушением упорядоченной ориентации атомных (спиновых) *магнитных*

моментов в ферромагнетике под действием теплового движения ч-ц в-ва. При низких темп-рах нарушение магн. порядка имеет хар-р элем. возбуждений — магнонов (см. *Спиновые волны*). Их число растёт с повышением темпры пропорц. $T^{3/2}$, что отражено в ф-ле Блоха.

● См. лит. при ст. *Ферромагнетизм*.

БЛО́ХА — ГРЮНАЙЗЕ́НА ФО́РМУЛА, формула, описывающая температурную зависимость части уд. электросопротивления ρ *металлов*, обусловленной рассеянием эл-нов проводимости на тепловых колебаниях атомов крист. решётки:

$$\rho=\frac{m^*}{ne^2}\frac{1}{\tau};\ \frac{1}{\tau}=\frac{9\pi^3}{\hbar k}\frac{C^2}{\theta_Д}\frac{m^*}{M}\frac{1}{(aK_0)^3}\frac{T^5}{\theta_Д^5}F_5\frac{\theta_Д}{T};$$

$$F_5(x)=\int_0^x\frac{z^5\,dz}{(e^z-1)(1-e^z)}.$$

Здесь m^* и e — эфф. масса и заряд эл-на проводимости, n — концентрация эл-нов, T — темп-ра, $\theta_Д$ — *Дебая температура*, M — масса атома металла, C — константа $\sim$1—10 эВ, a — постоянная решётки, $K_0=2\pi(3n/8\pi)^{1/3}$. Б.— Г. ф. получена независимо друг от друга в 1930 нем. физиком Э. Грюнайзеном (E. Grüneisen) и амер. физиком Ф. Блохом (F. Bloch). Она приводит для $T\ll\theta_Д$ к зависимости $\rho\sim T^5$, а при $T\ll\theta_Д$ к $\rho\sim T$.

Б.— Г. ф., полученная без учёта *анизотропии* металла и др. механизмов рассеяния эл-нов (напр., рассеяния эл-нов на примесях, др. эл-нах), служит для относительно грубых оценок ρ.

● См. лит. при ст. *Металлы*.

БО́ЗЕ-ГАЗ [по имени инд. физика Ш. Бозе (Sh. Bose)], квантовый газ из микрочастиц с нулевым или целочисл. *спином*, подчиняющийся *Бозе — Эйнштейна статистике*. Б.-г. из невзаимодействующих ч-ц наз. и д е а л ь н ы м Б.-г. К Б.-г. относятся газ *фотонов*, а также газы нек-рых *квазичастиц* (напр., *фононов*).

БО́ЗЕ-ЖИ́ДКОСТЬ, *квантовая жидкость*, в к-рой элем. возбуждения (*квазичастицы*) обладают нулевым или целочисл. *спином* и подчиняются *Бозе—Эйнштейна статистике*. К Б.-ж. относится, напр., жидкий ^{4}He, к-рый при низкой темп-ре может перейти в состояние *сверхтекучести*, обладающее специфич. квант. св-вами (см. *Гелий жидкий*). Другой пример — совокупность куперовских пар эл-нов, образование к-рых приводит к *сверхпроводимости*.

БО́ЗЕ-ЧАСТИ́ЦА, то же, что *бозон*.

БО́ЗЕ—ЭЙНШТЕ́ЙНА КОНДЕНСА́ЦИЯ, квантовое явление в системе *бозонов*, состоящее в том, что при темп-ре ниже т. н. *вырождения температуры* часть ч-ц системы скапливается в состоянии с нулевым импульсом (если система как целое покоится); названо по аналогии с процессом конденсации молекул пара в жидкость при его охлаждении. Однако никакой конденсации в обычном смысле здесь не происходит: распределение ч-ц в пр-ве остаётся прежним, и речь идёт лишь о конденсации в пр-ве импульсов.

Для подавляющего большинства газов темп-ра вырождения очень мала, и в-во переходит в тв. состояние гораздо раньше, чем может наступить Б.— Э. к. Исключение составляет гелий, к-рый в норм. условиях при $T=4{,}2$ К переходит в жидкое состояние и остаётся жидкостью вплоть до самых близких к абс. нулю темп-р. При $T=2{,}17$ К и давлении насыщ. пара жидкий ^{4}He переходит в сверхтекучее состояние, появление к-рого можно связать с Б.—Э. к. См. *Квантовая жидкость*, *Сверхтекучесть*.

В. П. Павлов.

БО́ЗЕ—ЭЙНШТЕ́ЙНА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ, формула, описывающая распределение по уровням энергии тождеств. ч-ц с нулевым или целочисл. *спином* при условии, что вз-ствие ч-ц в системе слабое и им можно пренебречь.

В случае статистического равновесия ср. число $\bar{n}_i$ таких ч-ц в состоянии с энергией $\mathcal{E}_i$ (выше *вырождения температуры*) определяется Б.— Э. р.: $\bar{n}_i=1/(e^{(\mathcal{E}_i-\mu)/kT}-1)$, где i — набор квант. чисел, характеризующих состояние ч-цы, μ — *химический потенциал*.

Д. Н. Зубарев.

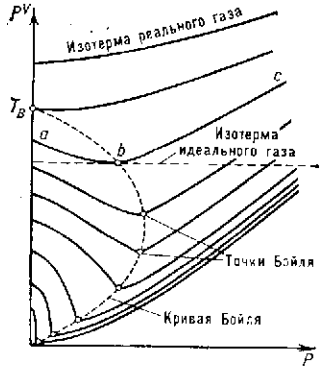
БО́ЗЕ—ЭЙНШТЕ́ЙНА СТАТИ́СТИКА, квантовая статистика, применяемая к системам ч-ц с нулевым или целочисл. спином (0, 1, 2... в ед. $\hbar$). Предложена в 1924 инд. физиком Ш. Бозе для квантов света и развита в 1924 А. Эйнштейном в применении к молекулам идеальных газов. В квант. механике состояние системы ч-ц описывается *волновой функцией*, зависящей от координат и спинов ч-ц. В случае Б.— Э. с. волн. ф-ция симметрична относительно перестановок любой пары тождественных ч-ц (их координат и спинов). *Числа заполнения* квантовых состояний при таких волн. ф-циях ничем не ограничены, т. е. в одном и том же состоянии может находиться любое число одинаковых ч-ц. Для идеального газа тождественных ч-ц ср. значения чисел заполнения определяются *Бозе—Эйнштейна распределением*. Для сильно разреж. газов Б.— Э. с. (как и *Ферми — Дирака статистика*) переходит в *Больцмана статистику*. См. *Статистическая физика*.

Д. Н. Зубарев.

БОЗО́Н (бозе-частица), частица или *квазичастица* с нулевым или целочисл. *спином*. Б. подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* (отсюда — назв. ч-цы). К Б. относятся *фотоны* (спин 1), гравитоны (спин 2), *мезоны* и бозонные *резонансы*, составные ч-цы из чётного числа *фермионов* (ч-ц с полуцелым спином), напр. ат. ядра с чётным суммарным числом протонов и нейтронов (дейтрон, ядро ^{4}He и т. д.), молекулы газов, а также *фононы* в тв. теле и в жидком ^{4}He, *экситоны* в ПП и диэлектриках. Б. явл. также *промежуточные векторные бозоны* и *глюоны*.

В. П. Павлов.

БО́ЙЛЯ ТО́ЧКА, точка минимума на изотерме реального газа в координатах p—pV (рис.; p — давление газа, V — занимаемый газом объём); названа в честь англ. учёного Р. Бойля (R. Boyle). Вблизи Б. т. небольшие участки изотерм реального газа можно приближённо рассматривать как отрезки горизонт. прямых, представляющих, согласно *Клапейрона уравнению* $pV=(M/\mu)RT$, изотермы идеального газа (R — газовая постоянная, M — масса газа, μ — мол. масса). Иными словами, Б. т. определяет темп-ру, при к-рой для данного реального газа применимо ур-ние идеального газа. Участок изотермы *ab* (слева от Б. т.) соответствует условиям, когда реальный газ более сжи-



Изотермы реального газа в координатах p— — pV. На изотермах с темп-рой $T>T_B$ точки Бойля отсутствуют.

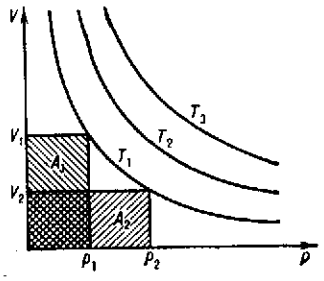
маем, чем идеальный; участок *bc* (справа от Б. т.) соответствует условиям меньшей сжимаемости реального газа по сравнению с идеальным. Слева от Б. т. сказывается преобладающее влияние сил притяжения между молекулами, облегчающих сжатие газа, справа от Б. т.— влияние собств. объёма молекул, препятствующего сжатию. Вблизи Б. т. эти факторы, отличающие реальный газ от идеального, взаимно компенсируются.

Линия, соединяющая Б. т. отд, изотерм, наз. кривой Бойля. Точка этой кривой, лежащая на оси ординат, определяет т. п. темп-ру Бойля T_B. Для газа, подчиняющегося *Ван-дер-Ваальса уравнению*, $T_B=3{,}375\ T_к$, где $T_к$ — *критическая температура*. При $T<T_к$ возможно полное сжижение газа под давлением, при $T<T_B$ возможно частичное сжижение газов при дросселировании (см. *Джоуля — Томсона эффект*).

Ю. Н. Дрожжин.

БО́ЙЛЯ — МАРИО́ТТА ЗАКО́Н, один из осн. газовых законов, согласно к-рому при пост. темп-ре T объём V данной массы газа обратно пропорц. его давлению p, $pV=\text{const}$ (рис.). Установлен англ. учёным Р. Бойлем (R. Boyle) в 1662, в 1676 сформулирован также франц. физиком Э. Ма-

риоттом (E. Mariotte). Строго выполняется только для *идеального газа*. Для реальных газов, объёмом молекул и *межмолекулярным взаимодействием* к-рых пренебречь нельзя, Б.—М. з. выполняется приближённо — тем лучше, чем дальше от *критического состояния* находится газ. Б.— М. з. опи-



Зависимость объёма V от давления p пост. массы газа при темп-рах $T_1<T_2<T_3$. Изотермы T_1, T_2, T_3 имеют вид равносторонних гипербол, площади A_1 и A_2 равны.

сывает *изотермический процесс* в газе и следует из кинетич. теории *газов*.

БОЛО́МЕТР (от греч. bolé — бросок; луч и metréō — измеряю), тепловой неселективный приёмник оптического излучения, основанный на изменении электрич. сопротивления термочувствит. элемента при нагревании его вследствие поглощения измеряемого потока излучения. Б. служит для измерения мощности интегрального (суммарного) излучения, а вместе со спектрометром — для измерения спектр. состава излучения.

Относит. изменение сопротивления $\Delta R/R$ при изменении его темп-ры на величину ΔT описывается приближённым равенством $\Delta R/R=\beta\Delta T$, где β — температурный коэфф. сопротивления; для металлов $\beta\simeq0{,}5\%$ на 1К, для ПП $\beta\simeq4{,}2\%$ на 1К. Б. включают по мостовой схеме, в два плеча к-рой включены два одинаковых термочувствит. элемента. Излучение направляется на один элемент, а другой служит для компенсации изменений темп-ры окружающей среды и радиац. помех.

Термочувствит. элемент Б. обычно представляет собой тонкий (0,1—1 мк) слой металла (Ni, Au, Bi и др.), поверхность к-рого покрывается слоем черни, имеющей большой коэфф. поглощения в широкой области длин волн, или ПП с большим температурным коэфф. сопротивления. Полупроводниковые Б. изготовляют из Ge и Sb, а также из окислов Mn, Ni, Co. Сверхпроводящие Б., работающие при глубоком охлаждении (3—15К), основаны на резком изменении электрич. сопротивления металла при переходе его от норм. состояния к сверхпроводящему. В переходном диапазоне, составляющем доли К, температурный коэфф. становится очень большим ($\sim5000\%$ на К), что приводит к увеличению чувствительности Б. В кач-ве материалов для сверхпроводящих Б. применяют Sn, Ta, Nb и др. У иммерсионных Б. термоэлемент находится в *оптическом контакте* с линзой, выполненной из материала с большим показателем преломления. Это позволяет эффективно фокусировать излучение на приёмной площадке до 0,01 мм² и за счёт уменьшения площади термочувствит. элемента понижать порог чувствительности Б. Совр. Б. в спектр. диапазоне до 50 мкм и при площади чувствит. элемента 1—10 мм² имеют порог чувствительности 10^{-11}—10^{-10} Вт/Гц$^{1/2}$ при постоянной времени 10^{-3}—10^{-1} с, а сверхпроводящие Б.— соотв. 10^{-12} Вт/Гц$^{1/2}$ и 10^{-4} с. (О параметрах Б. см. также *Приёмники оптического излучения*.) Б. применяются в измерит. технике как приёмники *инфракрасного излучения*.

● Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; Криксунов Л. З., Справочник по основам инфракрасной техники, М., 1978.

Л. Н. Капорский.

БО́ЛЬЦМАНА ПОСТОЯ́ННАЯ, одна из фундаментальных физических констант; равна отношению *газовой постоянной* R к *Авогадро постоянной* N_A, обозначается k; названа в честь австр. физика Л. Больцмана (L. Boltzmann). Б. п. входит в ряд важнейших соотношений физики: в ур-ние состояния идеального газа, в выражение для ср. энергии теплового движения ч-ц, связывает *энтропию* физ. системы с её термодинамической вероятностью. Б. п. $k=1{,}380662(44)\cdot10^{-23}$ Дж/К (на 1980). Это значение получено на основе данных о R и N_A. Непосредственно значение Б. п. можно определить, напр., из опытной проверки законов теплового излучения.

БО́ЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ, статистически равновесная ф-ция распределения по импульсам p и координатам r ч-ц идеального газа, молекулы к-рого движутся по законам классич. механики, во внеш. потенц. поле:

$$f(\boldsymbol{p},\boldsymbol{r})=A\exp\{-[\boldsymbol{p}^2/2m+U(\boldsymbol{r})]/kT\}. \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{p}^2/2m$ — кинетич. энергия молекулы массой m, $U(\boldsymbol{r})$ — её потенц. энергия во внеш. поле, T — абс. темп-ра газа. Постоянная A определяется из условия, что суммарное число ч-ц, находящихся в различных возможных состояниях, равно полному числу ч-ц в системе (условие нормировки).

Б. р. представляет собой частный случай *канонического распределения Гиббса* для идеального газа во внеш. потенц. поле, т. к. при отсутствии вз-ствия между ч-цами распределение Гиббса распадается на произведение Б. р. для отд. ч-ц. Б. р. при $U=0$ даёт *Максвелла распределение*. Ф-цию распределения (1) иногда наз. распределением Максвелла — Больцмана, а распределением Больцмана наз. ф-цию распределения (1), проинтегрированную по всем импульсам ч-ц и представляющую собой плотность числа ч-ц в точке $\boldsymbol{r}$:

$$n(\boldsymbol{r})=n_0\exp[-U(\boldsymbol{r})/kT], \quad (2)$$

где n_0— плотность числа ч-ц системы в отсутствии внеш. поля. Отношение плотностей числа ч-ц в разл. точках зависит от разности значений потенц. энергии в этих точках

$$n_1/n_2=\exp(-\Delta U/kT), \quad (3)$$

где $\Delta U=U(\boldsymbol{r}_1)-U(\boldsymbol{r}_2)$. В частности, из (3) следует барометрич. ф-ла, определяющая распределение по высоте газа в поле тяготения над земной поверхностью. В этом случае $\Delta U=mgh$, где g — ускорение свободного падения, m — масса ч-цы, h — высота над земной поверхностью. Для смеси газов с разл. массой ч-ц Б. р. показывает, что распределение парц. плотностей ч-ц для каждого из компонентов независимо от др. компонентов. Для газа во вращающемся сосуде $U(r)$ определяет потенциал поля центробежных сил $U(r)=-m\omega^2r^2/2$, где ω — угл. скорость вращения. На этом эффекте основано разделение изотопов и высокодисперсных систем при помощи ультрацентрифуги.

Для квант. идеальных газов состояние отд. ч-ц определяется не импульсами и координатами, а квант. уровнями энергии $\mathcal{E}_i$ ч-цы в поле $U(r)$. В этом случае ср. число ч-ц в i-том квант. состоянии, или ср. число заполнения, равно:

$$\bar{n}_i=\exp[(\mu-\mathcal{E}_i)/kT], \quad (4)$$

где μ — *химический потенциал*, определяемый из условия, что суммарное число ч-ц на всех квант. уровнях $\mathcal{E}_i$ равно полному числу ч-ц N в системе: $\Sigma_i\bar{n}_i=N$. Ф-ла (4) справедлива при таких темп-рах и плотностях, когда ср. расстояние между ч-цами значительно больше длины *волны де Бройля*, соответствующей ср. тепловой скорости, т. е. когда можно пренебречь не только силовым вз-ствием ч-ц, но и их взаимным квантовомеханич. влиянием (нет квант. вырождения газа. См. *Вырожденный газ*). Таким образом, Б. р. есть предельный случай как *Ферми — Дирака распределения*, так и *Бозе — Эйнштейна распределения* для газов малой плотности.

● См. лит. при ст. *Больцмана статистика*.

Д. Н. Зубарев.

БО́ЛЬЦМАНА СТАТИ́СТИКА, статистич. метод описания физ. св-в систем, содержащих большое число невзаимодействующих ч-ц, движущихся по законам классич. механики (т. е. св-в классич. *идеального газа*). Создана австр. физиком Л. Больцманом в 1868—71.

В Б. с. рассматривается распределение ч-ц идеального газа по импульсам и координатам, но не в *фазовом пространстве* всех ч-ц, как в статистич. механике Гиббса (см. *Гиббса распределения*), а в фазовом пр-ве координат и импульсов одной ч-цы (для газа одинаковых невзаимодействующих ч-ц ф-цию распределения можно представить в виде произведения «одночастичных» ф-ций распределения). Согласно Б. с., фазовое пр-во разбивается на множество малых ячеек объёмом G_i, причём каждая ячейка должна содержать достаточно большое число ч-ц N_i (с энергией $\mathcal{E}_i$). Фиксированное распределение ч-ц по этим ячейкам определяет микроскопич. состояние газа. Макроскопич. состояние газа полностью характеризуется набором чисел N_i. Значение G_i соответствует максимально возможному числу микроскопич. состояний в ячейке i. Для подсчёта числа возможных способов осуществления данного макроскопич. состояния объём ячейки фазового пр-ва должен быть фиксирован (в этом случае совокупность микроскопич. состояний — счётное множество). До создания квант. механики ед. фазового объёма выбиралась произвольно. С открытием квантовомеханич. *неопределённостей соотношения* выяснилось, что ед. объёма фазового пр-ва, имеющего шесть измерений (три координаты и три проекции импульса ч-цы), нельзя выбрать меньше h^3. Т. о., современная Б. с. использует принципы квант. механики, и получаемое на основе Б. с. распределение ч-ц представляет собой частный случай квант. статистик (когда из-за малой плотности газа можно пренебречь квант. эффектами).

В Б. с. предполагается, что ч-цы распределяются по разл. состояниям независимо друг от друга и что они различимы между собой. Число различных возможных микроскопич. состояний, соответствующих заданному макроскопич. состоянию газа, наз. *статистическим весом* состояния. Статистич. вес определяется числом разл. способов, к-рыми можно распределить $N=\Sigma_i N_i$ ч-ц по ячейкам размером G_i по N_i ч-ц в каждой ячейке, и равен:

$$\Omega_B = N!\Pi_i G_i^{N_i}/N_i!. \qquad (1)$$

Здесь перестановки ч-ц в пределах каждой ячейки рассматриваются как разл. состояния. При подсчёте статистич. веса Ω надо, однако, учитывать, что перестановки тождественных ч-ц не меняют состояния, и поэтому Ω_B следует уменьшить в $N!$ раз, так что

$$\Omega = \Pi_i \left(G_i^{N_i}/N_i!\right). \qquad (2)$$

Это правило подсчёта состояний, основанное на квантовомеханич. принципе неразличимости тождественных ч-ц, лежит в основе совр. Б. с. Только при таком определении статистич. веса возможно определить энтропию S (в ед. k) как величину, пропорц. логарифму статистич. веса:

$$S \sim \ln \Omega. \qquad (3)$$

Ф-ла (3) была получена амер. физиком Дж. Гиббсом ещё до создания квант. механики. Он показал, что присутствие множителя $N!$ в (1) приводит к появлению в выражении для энтропии (3) слагаемого $N \ln N$, не имеющего физ. смысла, т. к. энтропия должна быть пропорц. N (аддитивна). Все микроскопич. состояния, соответствующие данному макроскопич. состоянию, равновероятны, поэтому вероятность макроскопич. состояния пропорц. статистич. весу Ω. В статистич. равновесии энтропия максимальна при заданных энергии и числе ч-ц, что соответствует наиб. вероятному распределению *(Больцмана распределению)*. Для получения распределения Больцмана в явном виде нужно найти абс. экстремум ф-ции $\Sigma_i N_i \ln (G_i/N_i) - \beta\Sigma_i \mathcal{E}_i N_i - \lambda\Sigma_i N_i$ (β и λ — множители, определяемые из условий постоянства числа ч-ц газа $N=\Sigma_i N_i$ и его полной энергии $\mathcal{E}=\Sigma_i \mathcal{E}_i N_i$) и воспользоваться ф-лой Стирлинга $\ln N_i! \simeq N_i(\ln N_i - 1)$ при $N_i \gg 1$. Для ср. *чисел заполнения* i-того состояния с энергией $\mathcal{E}_i$ распределение Больцмана имеет вид:

$$\bar{n}_i = N_i/G_i = \exp[(\mu - \mathcal{E}_i)/kT], \qquad (4)$$

где μ — хим. потенциал, определяемый из условия $\Sigma_i N_i = N$.

Б. с. применима к разреженным мол. газам и к плазме в газовом разряде. Для плотных газов, когда существенно вз-ствие между ч-цами, следует пользоваться распределением Гиббса.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теоретическая физика, т.5); Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Рейф Ф., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1972 (Берклеевский курс физики, т. 5).

Д. Н. Зубарев.

БО́РА МАГНЕТО́Н, см. *Магнетон.*

БО́РА ПОСТУЛА́ТЫ, два осн. допущения, к-рые ввёл в 1913 дат. физик Н. Бор (N. Bohr) для объяснения (в рамках модели атома Резерфорда) устойчивости атома и спектр. закономерностей: существование стационарных состояний атома, соответствующих дискр. ряду дозволенных значений $\mathcal{E}_i$ ($i=1, 2, 3, \ldots$) его энергии, изменение к-рой связано с квант. (скачкообразным) переходом из одного стационарного состояния в другое (1-й постулат); условие частот ν эл.-магн. излучения при излучат. квант. переходе атома из состояния с энергией $\mathcal{E}_i$ в состояние с энергией $\mathcal{E}_k$: $\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k = h\nu$ (2-й постулат). Б. п. легли в основу теории атома Бора, они получили теор. обоснование в *квантовой механике*.

● См. лит. при ст. *Атом.*

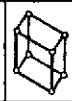
БО́РА РА́ДИУС, в теории атома водорода Н. Бора — радиус ближайшей к ядру (протону) электронной орбиты. Б. р. $a_0 = \hbar^2/me^2 = 5{,}2917706\ (44) \cdot 10^{-11}$ м (на 1980), где m и e — масса и заряд эл-на. В *квантовой механике* Б. р. определяется как расстояние от ядра, на к-ром с наибольшей вероятностью можно обнаружить эл-н в невозбуждённом атоме водорода (см. *Атом*).

БО́РА — ВАН ЛЁВЕН ТЕОРЕ́МА, теорема классич. *статистической физики*, согласно к-рой намагниченность системы эл-нов в постоянном внеш. магн. поле в условиях статистич. равновесия равна нулю; доказана в 1911 дат. физиком Н. Бором (N. Bohr) и обобщена в 1919 голл. физиком Йоханной ван Лёвен (J. van Leeuwen). Б.— В. Л. т. показывает, что в рамках классич. статистич. механики заряж. ч-ц нельзя объяснить *ферромагнетизм*, *парамагнетизм* и *диамагнетизм*. Как было показано позже, магнетизм в-в обусловлен квант. св-вами составляющих в-во ч-ц.

● Маттис Д., Теория магнетизма, пер. с англ., М., 1967.

БО́РНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕ́НИЕ в теории рассеяния (столкновения) частиц, состоит в вычислении амплитуды рассеяния микрочастиц (или *сечения*) в первом порядке теории возмущений; предложено в 1926 нем. физиком М. Борном (M. Born). См. *Рассеяние микрочастиц.*

БРАВЕ́ РЕШЁТКИ, четырнадцать трёхмерных геом. решёток, характеризующих возможные типы трансляц. симметрии *кристаллической решётки* (см.

Сингония / Тип решётки	Триклинная $a\neq b\neq c$ $\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq 90°$	Моноклинная $a\neq b\neq c$ $\alpha=\gamma=90°$ $\beta\neq 90°$	Ромбическая $a\neq b\neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$	Тетрагональная $a=b\neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$	Тригональная (ромбоэдрическая) $a=b=c$ $\gamma=\beta=\gamma\neq 90°$	Гексагональная $a=b\neq c$ $\gamma=120°$ $\beta=\alpha=90°$	Кубическая $a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$
Примитивный							
Базоцентрированный							
Объёмноцентрированный							
Гранецентрированный							

Решётки Браве и сингонии.

Симметрия кристаллов). Б. р. установлены франц. кристаллографом О. Браве (A. Bravais) в 1848. Полное описание симметрии ат. структуры кристалла даётся пространств. группой симметрии, к-рая содержит как операции трансляций (переносов), так и операции поворотов, отражений, инверсии. Б. р. образуются действием только операций трансляций на любую точку кристалла, и из неё выводят систему узлов. Различают п р и м и т и в н ы е Б. р., в к-рых узлы расположены только в вершинах элем. параллелепипедов, г р а н е ц е н т р и р о в а н н ы е (в вершинах и в центрах всех граней), о б ъ ё м н о ц е н т р и р о в а н н ы е (в вершинах и в центре параллелепипедов) и б а з о ц е н т р и р о в а н н ы е (в вершинах и в центрах двух противоположных граней) (рис.).

Б. р. классифицируются по признаку симметрии *элементарной ячейки* и вытекающих из неё соотношений между рёбрами a, b, c и углами α, β, γ параллелепипеда, а также центрированности. Если учитывать только первый признак, то все кристаллы подразделяются на 7 *сингоний*, среди к-рых распределены 14 Б. р. Понятие «Б. р.» используют при описании ат. структуры кристаллов, указывая, что центры тех или иных атомов расположены по узлам определённой Б. р. В простейших случаях (напр., в металлах) структура описывается одной Б. р. Сложную структуру, элем. ячейка к-рой содержит неск. атомов, можно описывать как неск. Б. р., «вдвинутых» одна в другую.

Б. К. Вайнштейн.

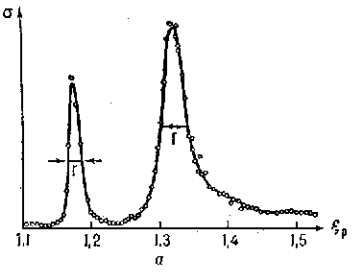
БРАУНОВСКОЕ ДВИЖЕ́НИЕ, см. *Броуновское движение.*

БРЕ́ЙТА — ВИГНЕРА ФО́РМУЛА, описывает зависимость эфф. сечения σ *ядерных реакций* от энергии налетающих ч-ц вблизи резонансного значения энергии. Предложена амер. физиками Г. Брейтом (G. Breit) и Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1936. Иногда называется также дисперсионной ф-лой, ввиду сходства с выражением, описывающим *дисперсию света*. При вз-ствии налетающей ч-цы с ядром-мишенью может образоваться *составное ядро* С, обладающее рядом квазистационарных уровней энергии. Ширина уровня Γ связана со временем жизни τ квазистационарного состояния соотношением: $\Gamma=\hbar/\tau$. Если энергия (в системе центра инерции) близка к энергии одного из уровней составного ядра, то вероятность образования составного ядра становится особенно большой и сечения резко возрастают, образуя резонансные максимумы. При этом в случае изолированного резонанса (когда Γ во много раз меньше расстояния по энергии до других резонансов с теми же квант. числами) σ определяется Б.— В. ф. Аналогичная ситуация имеет место при вз-ствии элем. ч-ц, если их полная энергия близка к массе нестабильной элем. частицы — *резонанса* с соответствующими квант. числами *(спином, чётностью, странностью* и т. д.).

Б.— В. ф. для сечения реакции $a+X\to C\to b+Y$, идущей через составное ядро (или резонанс) С со спином I, вблизи энергии резонанса $\mathscr{E}_0$ имеет вид:

$$\sigma_{if}=\pi\lambda\bar{}^2\,\frac{2I+1}{(2I_a+1)(2I_X+1)}\times \times\frac{\Gamma_i^C\,\Gamma_f^C}{(\mathscr{E}-\mathscr{E}_0)^2+\Gamma^2/4}.$$

Индексы i и f обозначают входной и выходной каналы; λ — длина *волны де Бройля*, $\mathscr{E}$ — кинетич. энергия ч-ц a и X, I_a, I_X — спины ч-ц a и X; Γ_f и Γ_i — парциальные ширины уровня составного ядра С, связанные с вероятностью его распада (и образования) по разным каналам f и i. Полная ширина уровня $\Gamma=\Sigma_i\Gamma_i$ (рис.).



а

Зависимость сечения σ реакции $^{14}C\,(p,n)^{15}N$ (по выходу нейтронов под углом 90°) от энергии протонов ε_p в лаб. системе координат. Два максимума соответствуют двум уровням составного ядра.

Яд. ширины меняются в зависимости от энергии возбуждения и массы ядра от 0,1 эВ до сотен кэВ. В случае элем. частиц — резонансов ширины лежат в интервале от неск. десятков кэВ до сотен МэВ.

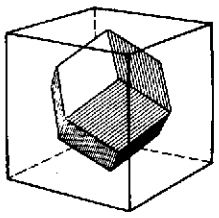
● См. при ст. *Ядерные реакции.*

В. М. Колыбасов.

БРИ́ДЕР (бридерный реактор) (англ. breeder, от breed — размножать), то же, что *реактор-размножитель.*

БРИЛЛЮЭ́НА ЗО́НА. Первая Б. з. (1-я Б. з.) — область обратного пр-ва (см. *Обратная решётка*) с центром в начале координат, определяемая след. образом: если построить плоскости, проходящие через середины векторов, соединяющих начало координат с ближайшими узлами обратной решётки, то образованный ими многогранник и есть 1-я Б. з. Каждой *кристаллической решётке* (прямой решётке) соответствует обратная решётка, в свою очередь определяющая Б. з. Напр., Б. з. простой кубич. решётки имеет форму куба. В случае гранецентрированной кубич. решётки обратная решётка явл. объёмноцентрированной, а 1-я Б. з. имеет форму усечённого октаэдра (рис.). 1-я Б. з. обладает теми св-вами симметрии относительно поворотов, зеркального отражения и инверсии, что и *Браве решётка* данного кристалла (см. *Симметрия кристаллов).* Объём обратного пр-ва, заключённый в 1-й Б. з., равен $(2\pi)^3/V_0$, где V_0— объём элем. ячейки для решётки Браве.

Б. з. играет важную роль в теории распространения волн в кристаллах, в частности она используется в зонной теории тв. тел, где в кач-ве волн выступают электронные, упругие и др. волны. Энергия любой квазичасти-



Первая зона Бриллюэна для объёмноцентрированной кристаллич. решётки.

цы в кристалле (эл-на проводимости, фонона и др.) — периодич. ф-ция её квазиимпульса p. Закон дисперсии $\mathscr{E}(p)$ квазичастиц — однозначная и непрерывная ф-ция в пределах 1-й Б. з.

Если тем же способом построить многогранник для векторов и узлов обратной решётки, следующих за ближайшими, и вычесть многогранник, соответствующий 1-й Б. з., то получится 2-я Б. з., и т. д. 2-я Б. з., в отличие от 1-й, всегда состоит из нескольких несвязанных областей. Введение высших Б. з. играет важную роль при определении *Ферми поверхности* металлов.

● Бриллюэн Л., Пароди М., Распространение волн в периодических структурах, пер. с франц., М., 1959; Джонс Г., Теория зон Бриллюэна и электронные состояния в кристаллах, пер. с англ., М., 1968; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., М., 1979.

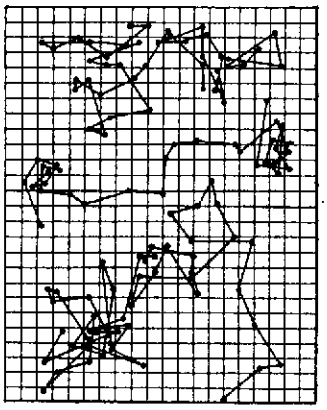
А. С. Михайлов.

БРО́УНОВСКОЕ ДВИЖЕ́НИЕ (броуновское движение), беспорядочное движение малых ч-ц, взвешенных в жидкости или газе, происходящее под действием ударов молекул окружающей среды. Исследовано в 1827 англ. учёным Р. Броуном (Браун; R. Brown), к-рый наблюдал в микроскоп движение цветочной пыльцы, взвешенной в воде. Наблюдаемые ч-цы размером $\sim10^{-6}$ м и менее совершают неупорядоченные независимые движения, описывая сложные зигзагообразные траектории. Интенсивность Б. д. не зависит от времени, но возрастает с ростом темп-ры среды, с уменьшением её вязкости и размеров ч-ц (независимо от их хим. природы). Полная теория Б. д. была дана в 1905—06 А. Эйнштейном и польск. физиком М. Смолуховским.

Причина Б. д.— тепловое движение молекул среды и отсутствие точной компенсации ударов, испытываемых ч-цей со стороны окружающих её молекул, т. е. Б. д. обусловлено *флуктуациями* давления. Удары молекул среды приводят ч-цу в беспорядочное движение: скорость её быстро меняется по величине и направлению. Если фик-

сировать положение ч-цы через небольшие равные промежутки времени, то построенная таким методом траектория оказывается чрезвычайно сложной и запутанной (рис.).

Б. д.— наиб. наглядное эксперим. подтверждение представлений молекулярно-кинетич. теории о хаотическом тепловом движении атомов и молекул. Если промежуток наблюдения τ достаточно велик, чтобы силы,



Броуновское движение трёх разл. ч-ц гуммигута в воде (по Перрену). Точками отмечены положения ч-ц через каждые 30 с. Радиус ч-ц $0{,}52\cdot10^{-6}$ м, расстояния между делениями сетки $3{,}4\cdot10^{-6}$ м.

действующие на ч-цу со стороны молекул среды, много раз меняли своё направление, то ср. квадрат проекции её смещения $\overline{\Delta x^2}$ на к.-л. ось (в отсутствии др. внеш. сил) пропорц. времени τ (закон Эйнштейна):

$$\overline{\Delta x^2} = 2D\tau, \qquad (1)$$

где D — коэфф. *диффузии*. Для сферич. ч-ц радиусом a он равен: $D = kT/6\pi\eta a$, η — динамич. вязкость среды. При выводе закона Эйнштейна предполагается, что смещения ч-цы в любом направлении равновероятны и что для больших τ можно пренебречь инерцией броуновской ч-цы по сравнению с влиянием сил трения. Соотношения для $\overline{\Delta x^2}$ и D были экспериментально подтверждены измерениями франц. физика Ж. Перрена и швед. физика Т. Сведберга. Из этих измерений были экспериментально определены постоянная Больцмана и *Авогадро постоянная*.

Кроме поступат. Б. д., существует также вращат. Б. д.— беспорядочное вращение броуновской ч-цы под влиянием ударов молекул среды. Для вращат. Б. д. среднее квадратичное угл. смещение ч-цы $\overline{\varphi^2}$ пропорц. времени наблюдения τ:

$$\overline{\varphi^2} = 2D_{\text{вр}}\tau, \qquad (2)$$

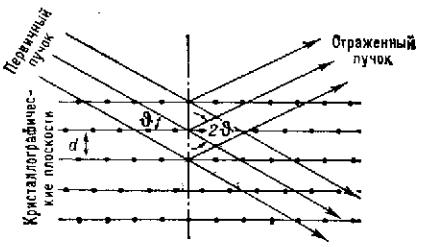
где коэфф. диффузии вращательного Б. д. для сферич. ч-цы $D_{\text{вр}} = kT/8\pi\eta a^3$. Соотношение (2) было также подтверждено опытами Перрена.

Теория Б. д. находит приложение в физикохимии дисперсных систем, на ней основана кинетич. теория коагуляции р-ров (Смолуховский, 1916), теория седиментац. равновесия (равновесия дисперсных систем в поле тяготения или в поле центробежной силы). В метрологии Б. д. рассматривают как осн. фактор, ограничивающий точность чувствительных измерит. приборов. Предел точности измерений оказывается достигнутым, когда флуктуационные (броуновские) смещения подвижных частей измерит. прибора по порядку величины совпадут со смещением, вызванным измеряемым эффектом.

● Эйнштейн А., Смолуховский М., Броуновское движение. Сб. статей, пер. с нем. и франц., М.— Л., 1936; Перрен Ж., Атомы, пер. с франц., М., 1924; Хир К., Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы, пер. с англ., М., 1976. *Д. Н. Зубарев.*

БРУС, деформируемое тв. тело, поперечные размеры к-рого заметно меньше продольного. Линия центров тяжести поперечных сечений наз. осью Б. Если ось Б. прямолинейна, Б. наз. прямым. Прямой Б. пост. сечения наз. также стержнем. Б. часто встречается в кач-ве элемента конструкции, сооружения или машины, поэтому разработаны спец. методы расчёта напряжений и деформаций в Б. (напр., *изгиб*, *кручение*).

БРЭ́ГГА — ВУ́ЛЬФА УСЛО́ВИЕ, определяет возможные направления возникновения максимумов интенсивности упруго рассеянного на кристалле рентг. излучения при *дифракции рентгеновских лучей*. Установлено в 1913 независимо друг от друга англ. физиком У. Л. Брэггом (W. L. Bragg) и рус. учёным Г. В. Вульфом. Если



кристалл рассматривать как совокупность параллельных ат. плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии d (рис.), то дифракцию излучения можно представить как отражение его от системы таких плоскостей. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) возникают при этом только в тех направлениях, в к-рых все отражённые ат. плоскостями волны находятся в одной фазе, т. е. под такими углами 2ϑ к направлению первичного луча, для к-рых выполняется Б.— В. у.: разность хода между двумя лучами, отражёнными от соседних плоскостей, равная $2d\sin\vartheta$, должна быть кратной целому числу длин волн λ:

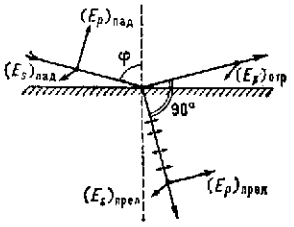
$$2d\sin\vartheta = m\lambda$$

(m — целое положит. число, наз. порядком отражения). Б.— В. у. может быть получено из более общих условий дифракции излучения на трёхмерной решётке.

Б.—В. у. позволяет определить межплоскостные расстояния d в кристалле, поскольку λ обычно известна, а угол ϑ (наз. брэгговским углом) можно измерить экспериментально. Оно применяется в *рентгеновском структурном анализе*, *рентгенографии материалов*, *рентгеновской топографии*. Б.— В. у. остаётся справедливым при дифракции γ-излучения, эл-нов и нейтронов (см. *Дифракция микрочастиц*), при дифракции в периодич. структурах эл.-магн. излучения радио- и оптического диапазонов, а также звука. *А. В. Колпаков.*

БРЭ́КЕТА СЕ́РИЯ, см. *Спектральные серии*.

БРЮ́СТЕРА ЗАКО́Н, соотношение между показателем преломления n диэлектрика и таким углом падения φ на него естественного (неполяризованного) света, при к-ром отражённый от поверхности диэлектрика свет полностью поляризован. При этом отражается только компонента E_s электрич. вектора световой волны, перпендикулярная плоскости падения,



т. е. параллельная поверхности раздела, а компонента E_p, лежащая в плоскости падения, не отражается, а преломляется (рис.). Это происходит при условии $\operatorname{tg}\varphi = n$. Угол φ наз. углом Брюстера. Поскольку в силу закона преломления $\frac{\sin\varphi}{\sin r} = n$ (r — угол преломления), то из Б. з. следует, что $\cos\varphi = \sin r$ или $\varphi + r = 90°$, т. е. угол между отражённым и преломлённым лучами составляет 90°. Б. з. установлен англ. физиком Д. Брюстером (D. Brewster) в 1815. Б. з. можно получить из *Френеля формул* для прохождения света через границу двух диэлектриков. Простейшее физ. истолкование Б. з. состоит в следующем: электрич. поле падающей волны вызывает в диэлектрике колебания эл-нов, направление к-рых совпадает с направлением электрич. вектора преломлённой волны $E_{\text{прел}}$. Эти колебания возбуждают на поверхности раздела отражённую волну $E_{\text{отр}}$, распространяющуюся от диэлектрика. Но линейно колеблющийся эл-н не излучает в направлении своих колебаний. Т. о.,

в отражённой волне колебания электрич. поля $(E_s)_{отр}$ происходят только в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Как показали спец. опыты, Б. з. выполняется недостаточно строго, а именно: при падении света под углом φ отражённый свет обнаруживает слабую эллиптическую поляризацию, а это означает, что электрич. поле отражённой волны содержит и компоненту $(E_p)_{отр}$ в плоскости падения. Небольшое отклонение от Б. з. объясняется существованием очень тонкого переходного слоя на отражающей поверхности раздела двух сред, где n_1 переходит в n_2 быстрым непрерывным изменением, а не скачком.

БРЮСТЕРА УГОЛ, угол падения светового луча, при к-ром отражённый от диэлектрика свет полностью поляризован. См. *Брюстера закон*, *Отражение света*.

БУГЕ́РА — ЛАМБЕ́РТА — БЕ́РА ЗАКО́Н, определяет ослабление пучка монохроматич. света при его прохождении через поглощающее в-во. Если интенсивность пучка, падающего на слой в-ва толщиной l, равна I_0, то, согласно Б.— Л.— Б. з., интенсивность пучка на выходе из слоя $I(l)=I_0e^{-k_\lambda l}$, где k_λ — показатель поглощения, различный для разных длин волн λ, но не зависящих от интенсивности света I. Для растворов k_λ можно представить в виде произведения концентрации поглощающего в-ва C на уд. показатель поглощения $\varkappa$, характеризующий ослабление пучка света в р-ре единичной концентрации и зависящий от природы и состояния в-ва и от λ. Тогда Б.— Л.— Б. з. записывается в виде: $I(l)=I_0e^{-\varkappa Cl}$. Б.— Л.— Б. з. открыт экспериментально франц. учёным П. Бугером (P. Bouguer) в 1729, выведен теоретически нем. учёным И. Г. Ламбертом (J. H. Lambert) в 1760, а для р-ров сформулирован нем. учёным А. Бером (A. Beer) в 1852. См. также *Поглощение света*.

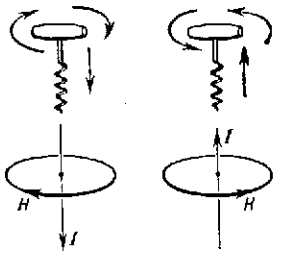
Предполагаемая в Б.— Л.— Б. з. независимость $\varkappa$ от концентрации р-ра и природы растворителя носит приближённый хар-р. При высоких значениях C в газах и р-рах $\varkappa$ уже не явл. пост. величиной, а заметно изменяется вследствие вз-ствий между молекулами поглощающего в-ва. В тех случаях, когда $\varkappa$ можно считать не зависящим от концентрации, Б.— Л.— Б. з. используется для определения концентрации поглощающего в-ва путём измерения поглощения, к-рое может быть выполнено очень точно. Увеличивая толщину слоя l, можно определять ничтожно малые концентрации в-ва.

Физический смысл Б.— Л.— Б. з. состоит в утверждении независимости процесса потери фотонов от их плотности в световом пучке, т. е. от интенсивности света, проходящего через в-во. Это утверждение справедливо в широких пределах, однако, когда интенсивность света очень велика (напр., в сфокусированных пучках импульсных лазеров), k_λ становится зависящим от интенсивности (см. *Просветления эффект*, *Нелинейная оптика*) и Б.— Л.— Б. з. перестаёт быть применим.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Бугер П., Оптический трактат о градации света, пер. [с франц.], М., 1950; Вавилов С. И., О независимости коэффициента поглощения света от яркости, Собр. соч., т. 1, М., 1954.

А. П. Гагарин.

БУРА́ВЧИКА ПРА́ВИЛО, определяет направление магн. поля, создаваемого электрич. током: если буравчик с правой резьбой ввинчивать по направлению тока I (рис.), то направление вращения рукоятки буравчика



совпадает с направлением магн. поля H, возбуждаемого этим током.

БУРШТЕ́ЙНА — МО́ССА ЭФФЕ́КТ, сдвиг края области собств. поглощения света *полупроводником* в сторону высоких частот при увеличении концентрации эл-нов проводимости и заполнении ими зоны проводимости. Так, в кристалле InSb с собств. проводимостью край поглощения соответствует (при $T=300$ К) длине волны $\lambda_{кр}=7{,}2$ мкм; после легирования образца донорами до концентрации $5\cdot10^{18}$см$^{-3}$ $\lambda_{кр}=3{,}2$ мкм. Б.— М. э.— следствие *Паули принципа*: оптич. квант. переходы возможны лишь при условии, что состояние, в к-рое переходит эл-н, не занято др. эл-ном. Установлено независимо друг от друга амер. физиком Э. Бурштейном (E. Burstein) и англ. физиком Т. С. Моссом (T. S. Moss) в 1954.

● Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М.,1961; Грибковский В. П., Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, Минск, 1975; Панков Ж., Оптические процессы в полупроводниках, пер. с англ., М., 1973.

Э. М. Эпштейн.

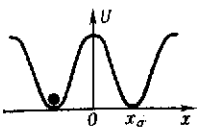
БЫСТРЫЕ НЕЙТРО́НЫ, нейтроны с энергией больше 100 кэВ. См. *Нейтронная физика*.

БЭР (бэр, rem), внесистемная ед. эквивалентной *дозы* ионизирующего излучения. 1Б.=0,01 Дж/кг. До 1963 ед. Б. определялась как биол. эквивалент *рентгена* (отсюда назв.).

В

ВАВИ́ЛОВА ЗАКО́Н, устанавливает зависимость выхода *фотолюминесценции* от длины волны возбуждающего света. Согласно В. з., квант. выход фотолюминесценции постоянен в широкой области длин волн возбуждающего света и резко падает при длинах волн, превышающих ту, при к-рой наблюдается максимум спектра люминесценции (антистоксово возбуждение). Связан с квант. природой света, аналогичен закону Эйнштейна о квант. выходе фотохим. реакций. Установлен С. И. Вавиловым в 1924.

ВАКАНСИО́Н, *квазичастица*, описывающая движение *вакансии* в кристалле, способной туннельным образом перемещаться (см. *Туннельный эффект*, рис.).



Потенциальная энергия атома (изображён чёрным кружком) вблизи вакантного узла x_a. Атом, чтобы попасть в свободный узел решётки, должен пройти через потенц. барьер U (0).

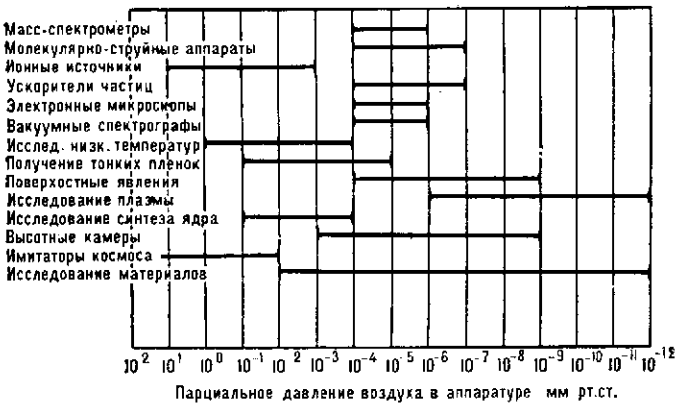
ВАКА́НСИЯ (от лат. vacans — пустующий, свободный), отсутствие атома или иона в узле *кристаллической решётки*. В. находятся в термодинамич. равновесии с решёткой, возникают и исчезают в результате теплового движения атомов. В. беспорядочно перемещаются в кристалле, обмениваясь местами с соседними атомами. Движение В. является гл. причиной диффузии атомов в кристалле. Каждой темп-ре соответствует определ. равновесная концентрация В. Кол-во В. в кристаллах металлов вблизи темпры плавления — 1—2% от числа атомов. При комнатной темп-ре у Al одна В. приходится на 10^{12} атомов, а у Ag и Cu — меньше одной В. Несмотря на малую концентрацию, В. существенно влияют на физ. св-ва кристалла: понижают его плотность, увеличивают электропроводность и т. д.

● См. при ст. *Дефекты*.

ВА́КУУМ (от лат. vacuum — пустота), состояние газа при давлении меньше атмосферного. Понятие «В.» приме-

няется к газу в замкнутом или откачиваемом сосуде, но нередко распространяется и на газ в свободном пр-ве, напр. к космосу. Степень В. определяют, измеряя величину давления остаточных газов. Физич. характеристикой В. является соотношение между длиной свободного пробега λ молекул газа и размером d, характерным для каждого конкретного процесса или прибора (расстояние между стенками вакуумной камеры, диаметр вакуумного трубопровода, расстояние между электродами электровакуумного прибора и т. п.). Величина λ равна отношению ср. скорости v молекулы к числу z столкновений, испытываемых ею за ед. времени; её можно выразить через радиус молекулы r и число молекул n в ед. объёма: $\lambda=0{,}056/r^2n$.

В зависимости от величины отношения λ/d различают низкий В. ($\lambda/d\ll1$), средний В. ($\lambda/d\sim1$) и высокий В. ($\lambda/d\gg1$). В обычных вакуумных установках и приборах ($d\approx\approx10$ см) низкому В. соответствуют давления $p>1$ мм рт. ст., среднему В.— от 1 до 10^{-3} мм рт. ст. и высокому В.— $p<10^{-3}$ мм рт. ст. В пóрах или каналах диам. ~1 мкм высокий В. соответствует p от десятков до сотен мм рт. ст., а в камерах для имитации косм. пр-ва размером в десятки м граница между средним и высоким В. достигала бы $\sim10^{-5}$ мм рт. ст.



В сверхвысоком В. ($p<10^{-8}$ мм рт. ст.) не происходит заметного изменения св-в поверхности первоначально свободной от адсорбиров. газа, за время, существенное для данного процесса. Понятие сверхвысокого В. связано не с величиной отношения λ/d, а со временем τ, необходимым для образования мономол. слоя газа на поверхности тв. тела в В., к-рое обратно пропорц. давлению. При $p\approx\approx10^{-6}$ мм рт. ст. $\tau\sim1$ с. При других давлениях оно может оцениваться по ф-ле: $\tau=10^{-6}/p$, к-рая справедлива, если каждая молекула газа, соударяющаяся с поверхностью, остаётся на ней (коэфф. захвата 1). В большинстве случаев, однако, коэффициент захвата меньше 1, и τ увеличивается.

Св-ва газа в низком В. определяются частыми столкновениями между молекулами газа в объёме, сопровождающимися обменом энергией. Поэтому течение газа в низком В. носит вязкостный хар-р, а явления переноса (*теплопроводность*, *внутреннее трение*, *диффузия*) характеризуются плавным изменением (или постоянством) градиента переносимой величины. Напр., темп-ра газа в пр-ве между горячей и холодной стенками в низком В. изменяется постепенно, и темп-ра газа у стенки близка к темп-ре стенки. При прохождении тока в низком В. определяющую роль играет ионизация молекул газа.

В высоком В. поведение газа определяется столкновениями его молекул со стенками или другими тв. телами; столкновения молекул друг с другом происходят редко и играют второстепенную роль. Движение молекул между тв. поверхностями происходит по прямолинейным траекториям (мол. режим течения). Явления переноса характеризуются скачком переносимой величины на границе; напр., во всём пр-ве между горячей и холодной стенками примерно половина молекул имеет скорость, соответствующую темп-ре холодной стенки, а остальные — скорость, соответствующую темп-ре горячей стенки, т. е. ср. темп-ра газа во всём пр-ве одинакова и отлична от темп-ры как горячей, так и холодной стенок. Кол-во переносимой величины (теплоты) прямо пропорц. p. Прохождение тока в высоком В. возможно в результате *электронной эмиссии* с электродов. Ионизация молекул газа существенна только в тех случаях, когда длина пробега эл-нов становится значительно больше расстояния между электродами. Это достигается при движении заряж. ч-ц по сложным траекториям, напр. в магн. поле, или при их колебат. движении ок. электрода. Св-ва газа в среднем В. явл. промежуточными.

● Дэшман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1964; Грошковский Я., Техника высокого вакуума, пер. с польск., М., 1975; Основы вакуумной техники, М., 1975; Тренделенбург Э., Сверхвысокий вакуум, пер. с нем., М., 1966; Сверхвысокий вакуум в радиационно-физическом аппаратостроении, под ред. Г. Л. Саксаганского, М., 1976.

А. М. Родин.

ВАКУУМ ФИЗИ́ЧЕСКИЙ, в квантовой теории поля — низшее энергетич. состояние квантованных полей, характеризующееся отсутствием к.-л. реальных ч-ц. Все квант. числа В. ф. (импульс, электрич. заряд и др.) равны нулю. Однако возможность виртуальных процессов в В. ф. приводит к ряду специфич. эффектов при вз-ствии реальных ч-ц с вакуумом (см. *Сдвиг уровней*, *Квантовая теория поля*). Понятие «В. ф.» явл. одним из основных в том смысле, что его св-ва определяют св-ва всех остальных состояний, т. к. любое из них может быть получено из вакуумного действием операторов рождения ч-ц. В ряде случаев, напр. при *спонтанном нарушении симметрии*, вакуумное состояние оказывается не единственным (т. е. вырожденным) — существует непрерывный спектр таких состояний, отличающихся друг от друга числом т. н. *голдстоуновских бозонов*.

А. В. Ефремов.

ВАКУУММЕ́ТР (от *вакуум* и греч. metréō — измеряю), прибор для измерения давлений газов ниже атмосферного в диапазоне от 760 до 10^{-13} мм рт. ст. (10^{5}—10^{-11} Па). Универс. метода измерений, охватывающего весь этот диапазон, не существует; используются разл. физ. закономерности, связанные (прямо или косвенно) с давлением газа. Существуют В. жидкостные, деформационные, компрессионные, радиометрические, вязкостные, тепловые, ионизационные и др. Каждый из этих типов В. рассчитан на измерение в определ. области давления (рис. 1).

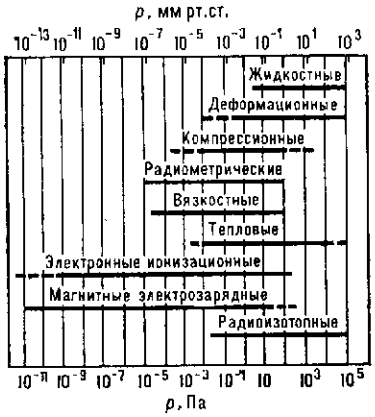


Рис. 1. Диапазоны измерения давления разл. вакуумметрами (штрихи — предельные давления).

Все В. могут быть разделены на две группы: абсолютные и относительные. Абсолютные измеряют непосредственно давление p, их показания не зависят от рода газа. Ниж. предел давлений абс. В. 10^{-6} мм рт. ст. (10^{-4} Па). К ним относятся жидкостные, деформационные и компрессионные В. Относит. В. измеряют величины, зависящие от давления; они градуируются по абсолютным образцовым В., их показания зависят от рода газа. К ним относятся тепловые, ионизационные, вязкостные и радиометрические В.

В ж и д к о с т н ы х В. [диапазон измерений 760—10^{-2} мм рт. ст. (10^{5}—

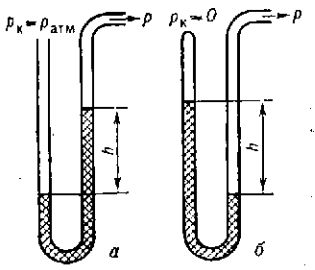


Рис. 2. Схема жидкостного вакуумметра.

1 Па)] измеряемое давление или разность давлений уравновешивается давлением столба жидкости. В. представляет собой U-образную трубку, заполненную жидкостью (Hg или вакуумные масла). В одном из колен трубки находится газ при измеряемом давлении p, в другом — при известном давлении $p_к$. Разность давлений в коленах уравновешивается столбом жидкости высотой h, т. е. $(p-p_к)=g\rho h$, где ρ — плотность жидкости, а g — ускорение свободного падения. Применяют В. с открытым и закрытым коленом (рис. 2). В первом случае $p_к=p_{атм}$ и измеряется разность между атмосферным и измеряемым давлениями. Во втором случае $p_к$ приравнивается к нулю и измеряется абс. давление газа. Масляные В. более чувствительны, т. к. плотность масла примерно в 15 раз меньше плотности Hg (но масла хорошо растворяют газы).

В деформационном В. давление или разность давлений определяется по деформации упругого датчика (сильфон, мембрана, спиральная трубка). Опорным давлением также служит атмосферное или очень малое давление (меньше измеряемого во много раз).

Компрессионный В.— манометр Мак-Леода, основан на *Бойля—Мариотта законе*: $pv=$const. Осн. части прибора (рис. 3): измерит. баллон *1* с известным объёмом V; трубка *3*, соединяющая прибор с системой,

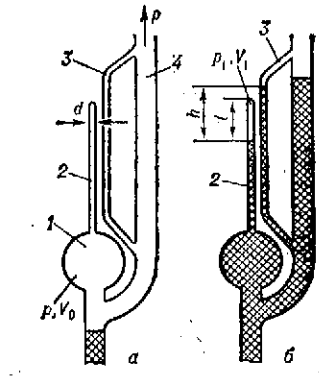


Рис. 3. Схема компрессионного вакуумметра: *а* — перед измерением; *б* — измерение по методу линейной шкалы.

в к-рой измеряется давление; два капилляра одинакового диаметра d, один из к-рых *2* соединён с объёмом V, а другой — с соединит. трубкой *4*. Снизу вводится жидкость (обычно Hg), к-рая отсекает в объёме V_0 газ при измеряемом давлении p и затем сжимает его в малом объёме V_1 запаянного капилляра до давления $p_1 \gg p$. Давление p_1 определяется по разности уровней h жидкости в капиллярах, а измеряемое давление p — из соотношения:

$$p=\frac{V_1}{V_0}p_1 \approx \frac{V_1}{V_0}h.$$

Диапазон измеряемых давлений $10-10^{-6}$ мм рт. ст. (10^3-10^{-3} Па). Компрессионный В.— абсолютный, погрешность его измерения может быть сведена до 1—2%. Он используется в кач-ве образцового для градуировки В. др. типов.

В радиометрическом В. между двумя пластинами в газе, имеющими разные темп-ры, возникают силы отталкивания (см. *Радиометрический эффект*). Отклонение пластин пропорц. давлению газа, если расстояние d между ними меньше ср. длины свободного пробега λ молекул газа. Область измерения: $10^{-2}-10^{-8}$ мм рт. ст. ($1-10^{-6}$ Па). Верх. предел определяется давлением, при к-ром λ становится сравнима с d; ниж. предел обусловлен соотношением между радиометрич. силой и силой давления на холодную пластину ИК излучения нагретой пластины. Конструктивные разновидности радиометрич. В.— манометры, созданные дат. физиком М. Кнудсеном и др.

Действие вязкостного В. основано на зависимости *вязкости* разреженного газа от его давления, если λ больше или сравнима с размерами датчика (манометрич. преобразователя). Существуют два типа вязкостных В. В колебательном В. мерой давления газа явл. время затухания свободных колебаний вибратора, обычно кварцевой нити, закреплённой с одного или двух концов или соединённой с мембраной. В В. с вращающимся элементом момент силы от быстро вращающегося элемента передаётся через газ к неподвижному элементу, подвешенному на чувствит. подвеске. Угол закручивания последнего явл. мерой давления. В кач-ве рабочих элементов используются диски и коаксиальные цилиндры. Диапазон измеряемых давлений $10^{-2}-10^{-7}$ мм рт. ст. ($1-10^{-5}$ Па).

Действие тепловых В. основано на зависимости теплопроводности разреженных газов от давления. В герметичном баллоне расположена тонкая нить, нагреваемая электрич. током. При изменении давления изменяется теплоотвод от нити. Если поддерживать постоянным ток I накала нити, то изменение давления вызовет изменение её темп-ры $T_н$. Можно $T_н$ поддерживать постоянной, тогда мерой давления служит ток I, подаваемое на нить напряжение или подводимая к ней мощность. Ур-ние теплового баланса В.: $I^2R=Q_т+Q_и+Q_н$, где R — сопротивление нити, $Q_т$, $Q_и$, $Q_н$ — теплота, отводимая от нити за счёт теплопроводности газа, излучения нити и нагрева держателей нити. Последние два вида тепловых потерь не зависят от давления и определяют ниж. предел измерения, когда $Q_т$ становится меньше $Q_и+Q_н$. Обычно этот предел $\sim 10^{-2}-10^{-4}$ мм рт. ст. ($1-10^{-2}$ Па). Верх. предел обусловлен тем, что при больших давлениях в вязкостном режиме теплопроводность газа перестаёт зависеть от давления. Зависимость теплопроводности от давления имеет место только в мол. и молекулярно-вязкостном режиме, когда λ превышает радиус нагреваемой нити. В режиме пост. темп-ры верх. предел может быть доведён до 50—100 мм рт. ст. ($\sim 10^4$ Па). Различают термопарные В., где темп-ра нити измеряется присоединённой к ней термопарой, и В. сопротивления (Пирани), в к-рых темп-ра нити определяется по её сопротивлению R.

В ионизационных В. мерой давления явл. величина ионного тока. В радиоизотопных В. для ионизации газа используются α- и β-частицы. Датчик содержит цилиндрич. коллектор ионов, анод и радиоакт. источник (напр., ^{238}Pu). Ионы, образующиеся в результате столкновений α-частиц с молекулами газа, движутся к коллектору под действием напряжения (50—150 В), приложенного между анодом и коллектором. Интенсивность потока α-частиц постоянна, и ионный ток пропорц. давлению: $I_и=\kappa p$, где κ — чувствительность В. Для разных конструкций κ лежит в пределах от 10^{-6} до 10^{-12} А/мм рт. ст. Верх. предел измерений ограничивается тем, что пробег частиц становится меньше размеров датчика. Для расширения верх. предела до 760 мм рт. ст. (до 10^5 Па) уменьшают размеры датчика. Ниж. предел измерения определяется током, обусловленным попаданием на коллектор частиц, выбивающих вторичные эл-ны. Этот предел $\sim 10^{-4}-10^{-3}$ мм рт. ст. ($10^{-2}-10^{-1}$ Па).

В электронном ионизационном В. ионизация газа осуществляется электронным ударом. Эл-ны, эмиттируемые накалённым катодом (НК), движутся к цилиндрич. аноду А (рис. 4, *а*) и ионизуют газ. Образовавшиеся ионы собираются на цилиндрич. коллекторе К, имеющем отрицат. потенциал относительно катода (от —25 до —100 В). Ионный ток $I_и=Si_I p$, где i_I — ток *термоэлектронной эмиссии* (0,05—10 мА), S — уд. чувствительность. Диапазон измерения $10^{-2}-5\cdot10^{-8}$ мм рт. ст. ($1-5\cdot10^{-6}$ Па). Верх. предел связан со сроком службы катода, отклонением от линейной зависимости $I_и$ от p за счёт рекомбинации ионов и эл-нов

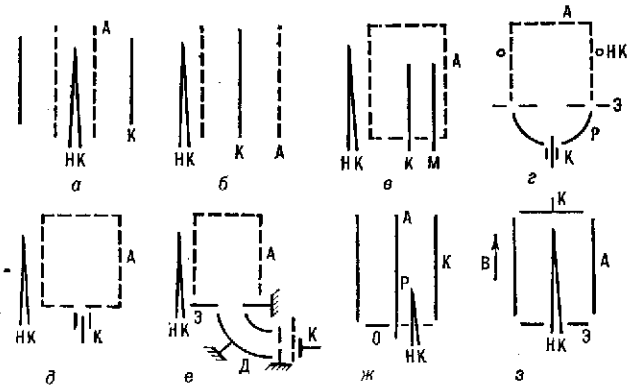


Рис. 4. Схемы электронных ионизационных манометрич. преобразователей: НК — катод; К — коллектор ионов; А — анод; Э — экран; М — модулятор; Р — рефлектор; Д — дефлектор; О — отражатель.

и уменьшения λ до величины, меньшей траектории эл-нов. Ниж. предел измеряемых давлений связан с фотоэлектронным током с коллектора под действием рентг. излучения, возникающего при электронной бомбардировке анода.

Для измерения сверхвысокого *вакуума* применяются спец. конструкции ионизац. В., где этот ток снижен. Наиболее распространён манометр Байярда — Альперта (рис. 4, *б*), где коллектор расположен по оси цилиндрич. анодной сетки, а катод — вне этой сетки. При этом на коллектор попадает лишь малая часть рентг. квантов; ниж. предел В. $\sim 10^{-10}$ мм рт. ст. (10^{-8} Па).

Модулируя ионный ток с помощью дополнит. модулирующего электрода — тонкого стержня, расположенного между анодом и коллектором (рис. 4, *в*), удаётся измерять вакуум до 10^{-11} мм рт. ст. (10^{-9} Па). Подавление фонового тока с коллектора электрич. полем дополнит. электрода (супрессора) в сочетании с модуляцией позволяет измерять ещё более низкие давления.

Существуют В., где коллектор экранирован от рентг. излучения. В экстракторном манометре канад. учёного Редхеда (рис. 4, *г*) поны из пр-ва ионизации вытягиваются через отверстия в экране и при помощи полусферич. рефлектора Р (находящегося под потенциалом анода) фокусируются на тонкий проволочный коллектор. В манометре Хельмера (рис. 4, *е*) ионный поток, выходящий из отверстия в экране, отклоняется с помощью 90-градусного угл. электростатического дефлектора Д и направляется к коллектору. В вакуумметре Грошковского тонкий проволочный коллектор расположен напротив отверстия в торце анодной сетки и защищён от рентг. излучения стеклянной трубкой (рис. 4, *д*). Эфф. собирание ионов обеспечивается большим отрицат. потенциалом коллектора относительно катода (~350 В). С помощью описанных В. удаётся измерять давления до 10^{-12} мм рт. ст. (10^{-10} Па) и в отд. случаях до 10^{-13} мм рт. ст. (10^{-11} Па).

Уменьшение ниж. предела может быть достигнуто увеличением длины пробега эл-нов. Это даёт возможность при малом электронном токе и, следовательно, уменьшенном фоновом токе обеспечить высокую чувствительность. В орбитронном В. (рис. 4, *ж*) увеличение траектории достигается с помощью логарифмич. электрич. поля, создаваемого двумя концентрич. цилиндрами (внутренний — анод, внешний — коллектор). Эл-ны, эмиттируемые катодом и получившие значит. момент кол-ва движения относительно оси благодаря рефлектору, вращаются без захвата по вытянутым орбитам вокруг анода. Ниж. предел измерения: 10^{-12} мм рт. ст. В ионизационном магнетронном В. (манометре Лафферти) удлинение траектории эл-нов

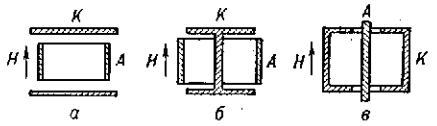


Рис. 5. Схема магнитных электроразрядных манометрич. преобразователей.

достигается с помощью магн. поля (рис. 4, *з*). Этим прибором можно измерять давления до 10^{-13} мм рт. ст.

В магнитном электроразрядном В. используется зависимость от давления тока самостоят. разряда, возникающего в разреженном газе в скрещённых магн. и электрич. полях. Существует неск. конструктивных вариантов прибора. В манометре Пеннинга разрядный промежуток образуется двумя параллельными пластинами К (катоды) и расположенным между ними кольцевым или цилиндрич. анодом А (рис. 5, *а*).

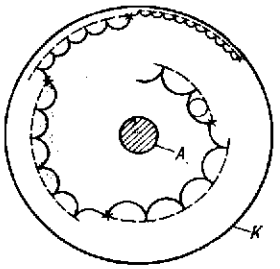


Рис. 6. Траектории эл-нов в инверсно-магнетронном вакуумметре.

В магнетронном В. (рис. 5, *б*) и инверсно-магнетронном В. (рис. 5, *в*) катод и анод — два соосных цилиндра. Под действием электрич. E и магн. H полей эл-ны движутся таким образом, что их попадание на анод А может происходить только в результате столкновений с молекулами газа (рис. 6). Образовавшиеся при этом вторичные эл-ны движутся по аналогичным траекториям, а ионы, попадая на катод К, вызывают на нём ионно-электронную эмиссию. В результате в разрядном промежутке возникает самостоятельный разряд. Зависимость разрядного тока I от давления определяется ф-лой: $I = kp^n$, где k и n — постоянные прибора.

Верх. предел измерения магн. электроразрядных В. $\sim 10^{-2}$—10^{-1} мм рт. ст. (1—10^{-1} Па) ограничен тем, что в цепь высоковольтного питания включено балластное сопротивление (для предотвращения перерастания разряда в дуговой). Оно ограничивает макс. ток величиной $I_б \leqslant 1$—2 мА. С ростом давления разрядный ток перестаёт изменяться, когда его величина становится соизмеримой с током $I_б$. Ниж. предел измерений связан с возможностью зажигания и поддержания тлеющего разряда при низких давлениях, а также с фоновым током, создаваемым за счёт *автоэлектронной эмиссии* с участков катода, расположенных вблизи анода (фон $\sim 10^{-11}$ мм рт. ст.). При $B \sim 400$ Гс и анодном напряжении $U_а \sim 2$—3 кВ предельный вакуум составляет 10^{-6}—10^{-7} мм рт. ст. (10^{-4}—10^{-8} Па). Увеличивая разрядный промежуток, повышая $U_а$ до 5—6 кВ и B до 1000 Гс и экранируя катод, можно измерить давление $\sim 10^{-13}$ мм рт. ст.

● Лекк Дж., Измерение давления в вакуумных системах, пер. с англ., М., 1966; Вострова Г. А., Розанов Л. Н., Вакуумметры, М., 1967; Ничипорович Г. А., Вакуумметры, М., 1977.

Г. А. Ничипорович.

ВАКУУМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, спектроскопия коротковолновой УФ области и мягкого рентгеновского излучения (от $2 \cdot 10^2$ до 0,4—0,6 нм). В этой, т. н. вакуумной, области спектра воздух обладает сильным поглощением, и для исследования спектров в ней применяют вакуумные *спектральные приборы*, оптич. части и приёмник которых помещены в вакуумированную (до 10^{-5} мм рт. ст.) камеру или камеру, наполненную инертным газом.

Спектры, наблюдаемые в В. с., обусловлены электронными *квантовыми переходами* в одно- и многократно ионизов. атомах, а также в нек-рых молекулах. В В. с. изучают спектры испускания и поглощения для получения информации об *уровнях энергии* ионов и молекул, для систематики спектров. Методы В. с. используют для изучения процессов в высокотемпературной плазме. Исследование с помощью методов В. с. многозарядных ионов имеет большое значение для расшифровки спектров звёзд, туманностей и др. космических объектов.

Спектр. приборы и методы В. с. обладают рядом специфич. особенностей. Не существует оптич. материалов, прозрачных во всей вакуумной области, поэтому, напр., приборы с призмами и линзами из кристаллов LiF и CaF_2 применяются лишь до длин волн $1{,}1 \cdot 10^2$ и $1{,}25 \cdot 10^2$ нм. В более КВ области в кач-ве оптич. элементов применяются дифракц. решётки (в т. ч. кристаллы, напр. слюда).

Для фотографирования спектров в В. с. применяют т. н. шумановские фотопластинки с большим содержанием бромистого серебра и очень малым содержанием желатины (желатина фотоэмульсии обычных пластинок обладает сильным поглощением в вакуумной области). Применяют также сенсибилизиров. фотопластинки. В кач-ве приёмников в В. с. используются и счётчики ионизирующих излучений.

Источником излучения в В. с. обычно служит высоковольтная вакуумная, или «горячая», искра, получаемая при напряжении св. $5 \cdot 10^4$ В в искровом промежутке ок. 1 мм.

● См. лит. при ст. *Ультрафиолетовая спектроскопия, Рентгеновская спектроскопия.*

ВАКУУМНЫЙ НАСОС, устройство для удаления газов и паров из замкнутого объёма с целью получения *вакуума*. В. н. делятся на проточные, к-рые удаляют газ из откачиваемого объёма наружу, и сорбционные, связывающие газ внутри насоса. Существуют также спец. имплантационные, палладиевые и каталитич. В. н. для откачки водорода. Осн. параметры В. н.: 1) предельное остаточное давление $p_{ост}$; 2) быстрота откачки S — объём газа, откачиваемый в ед. времени при определ. впускном давлении

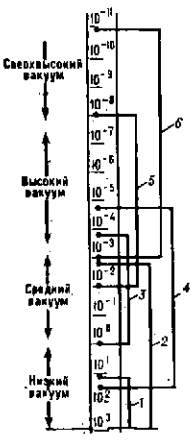


Рис. 1. Области действия разл. типов вакуумных насосов: *1* — водокольцевых; *2* — поршневых; *3* — паромасляных бустерных; *4* — механических бустерных; *5* — диффузионных; *6* — сорбционных.

$p_{вп}$; 3) производительность Q — кол-во газа (помимо паров рабочей жидкости), удаляемое В. н. в ед. времени при определённом $p_{вп}(Q = Sp_{вп})$; 4) наибольшее давление запуска $p_{зап}$, при к-ром В. н. может начать работать; 5) наибольшее выпускное давление $p_{макс}$, при к-ром В. н. ещё может осуществлять откачку. В. н. бывают форвакуумные (для создания в системе низкого и среднего вакуума при $p_{зап} = 760$ мм рт. ст.) и высоковакуумные, создающие высокий и сверхвысокий вакуум, иногда между ними ставят промежуточный (бустерный) В. н. (рис. 1).

По принципу действия проточные В. н. подразделяются на механические, струйные (эжекторные и пароструйные), молекулярные (турбомолекулярные) и ионные. М е х а н и ч е с к и е В. н.— форвакуумные, они основаны на всасывании откачиваемого газа при периодич. увеличении объёма

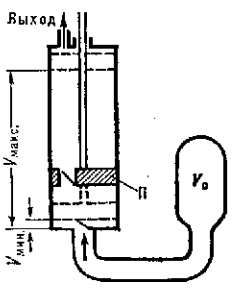


Рис. 2. Поршневой насос: V_0 — откачиваемый объём; П — поршень.

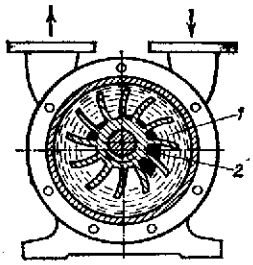


Рис. 3. Вращательный водокольцевой насос.

рабочей камеры и выталкивании газа на выход при уменьшении этого объёма и сжатии газа до давлений, достаточных для открывания выпускных клапанов. Механич. В. н. бывают поршневые (рис. 2) и вращательные. Во вращательных водокольцевых В. н. (рис. 3) вода центробежной силой прижимается к стенкам корпуса, образуя водяное кольцо *1* и рабочую камеру *2* (свободную от воды). Газ откачивается в результате изменения объёма рабочей камеры между лопатками ротора. Эти насосы могут откачивать смесь газа с парами воды, запылённые газы, кислород и др. взрывоопасные газы. Многопластинчатые В. н. (рис. 4) также содержат эксцентрично расположенный ротор, в прорези к-рого вставлены пластины, прижимаемые центробежной силой к внутр. поверхности корпуса. При этом образуются рабочие ячейки с изменяющимся объёмом. У наиболее распространённых вращат. В. н. (рис. 5) — насосах Геде, внутр. объём заполнен маслом, к-рое служит смазкой и препятствует натеканию воздуха в область низкого давления за счёт образования плёнки между вращающимися и неподвижными частями. Конденсация или растворение газов и паров в масле ухудшает параметры В. н. Это предотвращается напуском в рабочую камеру В. н. (после отделения её от впускного отверстия) атм. воздуха в таком кол-ве, чтобы к моменту выхлопа парц. давление паров не достигало давления насыщения.

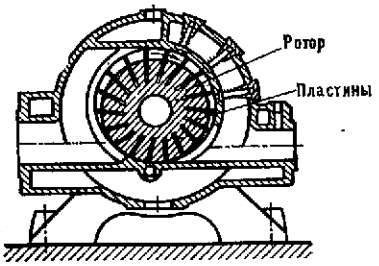


Рис. 4. Многопластинчатый насос.

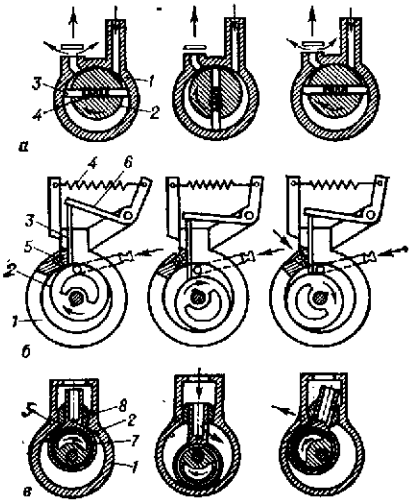


Рис. 5. Вращательные масляные насосы: *а* — пластинчато-роторный; *б* — пластинчато-статорный; *в* — плунжерный; *1* — статор; *2* — ротор; *3* — разделительная пластина; *4* — пружина; *5* — выпускной клапан; *6* — рычаг; *7* — плунжер; *8* — золотник.

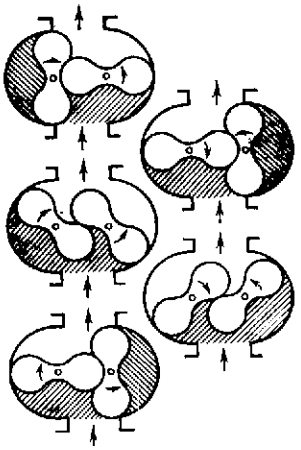


Рис. 6. Двухроторный насос (насос Рутса).

Действие двухроторных В. н. (насоса Рутса) основано на встречном вращении двух роторов (рис. 6) (предварит. разрежение 5—1 мм рт. ст.).

В с т р у й н ы х В. н. откачиваемый газ всасывается струёй жидкости

или пара. Различают эжекторные (вихревые) и пароструйные В. н. В эжекторных В. н. газ увлекается турбулентной струёй жидкости (воды) или пара (воды или ртути), истекающей со сверхзвук. скоростью из сопла эжектора (рис. 7) за счёт турбулентного перемешивания или вязкостного трения граничных слоёв струи и откачиваемого газа в камере смешения. Парогазовая смесь из камеры смешения поступает в расширяющийся диффузор, где скорость потока уменьшается, а статич. давление становится значительно выше, чем давление всасывания. В вихревых В. н. используется разрежение, развивающееся вдоль оси вихревого потока, создаваемого сжатым воздухом или перегретым паром.

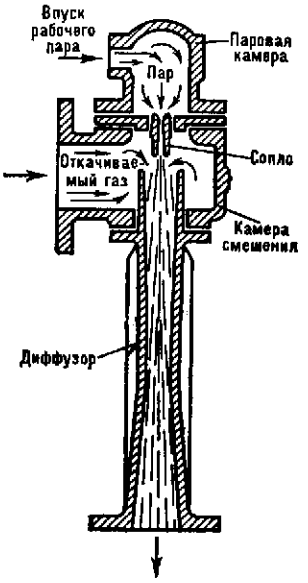


Рис. 7. Пароструйный насос.

В пароструйных В. н.— насосах Ленгмюра (рис. 8) струя пара *2* (масло, Hg), истекая с большой скоростью из сопла *1*, захватывает откачиваемый газ, увлекает его к охлаждаемым стенкам рабочей камеры *3*, где пар конденсируется. Конденсат по сливной трубе *4* возвращается в кипятильник *5*. Газ, увлекаемый струёй к стенкам камеры, сжимается и выбрасывается к форвакуумному насосу. Захват газа (в диапазоне $p \sim 10^{-1}$—10^{-2} мм рт. ст.) происходит за счёт вязкостного трения между поверхностными слоями струи и прилегающими слоями газа; при $p < 10^{-3}$ мм рт. ст.— за счёт диффузии газа в струю и конвективного переноса молекул газа струёй в сторону форвакуума. При этом часть молекул откачиваемого газа, сталкиваясь с движущимися навстречу более тяжёлыми (рассеянными из струи) молекулами пара, отражается обратно. Часть газа, попавшего в струю, оказывается растворённой в конденсате и вместе с ним попадает в кипятильник, откуда затем выносится с парами через сопло. Этот процесс ограничивает получаемое $p_{ост}$. Для очистки конденсата от растворённого в нём газа применяется фракционирование рабочей жидкости внутри насоса. Харки пароструйных В. н. зависят как от св-в рабочей жидкости, так и от массы молекул и откачиваемого газа. В составе остаточных газов, помимо паров H_2O, CO, CO_2 и O_2, есть множество углеводородных соединений и радикалов с массовым числом до 250 или пары Hg. Применяя в этих В. н. ловушки, удаляют углеводороды и пары Hg, что позволяет получить более низкое $p_{ост}$. Пароструйные В. н. делятся на бустерные (вязкостное трение и диффузия) и диффузионные (молекулярный режим).

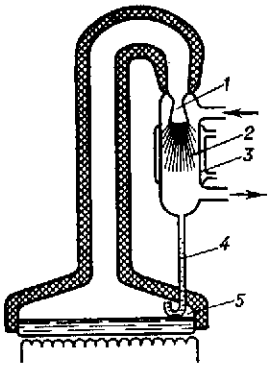


Рис. 8. Насос Ленгмюра.

В турбомолекулярных В. н. молекулы откачиваемого газа увлекаются быстро вращающимся ротором (скорость к-рого сравнима со скоростью теплового движения молекул), улавливаются и удаляются из откачиваемого объёма. Перепад давления между входом в насос и выходом из него пропорц. скорости и длине движущейся поверхности, соприкасающейся с потоком газа, и мол. весу газа. Такой насос напоминает горизонтальный (рис. 9) или вертикальный осевой многоступенчатый компрессор. Роторные и статорные диски такого насоса имеют радиальные косые прорези, боковые стенки к-рых наклонены относительно плоскости диска под углом 15—90°, причём прорези роторных дисков зеркальны относительно прорезей статорных дисков. При быстроте вращения ротора 6 600—90 000 об/мин молекулы газа получают дополнит. скорость и увлекаются в каналы, образуемые прорезями в дисках, в направлении откачки. Осн. остаточный газ — H_2; есть небольшое кол-во CO, N_2 и CO_2; тяжёлые углеводородные соединения не обнаруживаются.

В сорбционных В. н. газ обычно остаётся внутри В. н. в связанном виде на сорбирующих поверхностях или в подповерхностных слоях; S пропорц. площади сорбирующей поверхности; $p_{ост}$ зависит от процессов десорбции. Сорбц. В. н. подразделяются на адсорбционные, сорбционные с термич. распылением (геттерные, сублимационные), сорбционные с нераспыляемым геттером (ленточные), сорбционно-ионные (геттерно-ионные, ГИН), магниторазрядные (насос Пеннинга, ионно-распылительный) и криогенные. Возможны комбинации сорбционных геттерных В. н.

В адсорбционных В. н. связывание газа происходит на поверхностях пористых материалов (цеолит, реже активный уголь, силикагель) при темп-ре окружающей среды или пониженной (113—77 К). Используются они как самостоятельные с $p_{ост} \sim 10^{-9}$ мм рт. ст. (10^{-7} Па) или как форвакуумные насосы с $p_{ост}$ от 60 до 10^{-4} мм рт. ст. (до 10^{-2} Па).

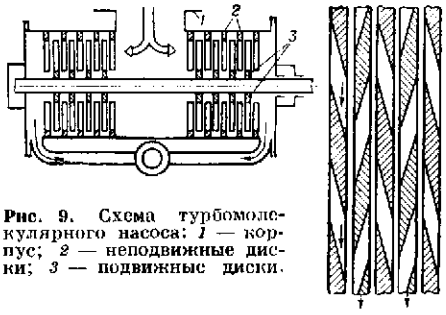


Рис. 9. Схема турбомолекулярного насоса: *1* — корпус; *2* — неподвижные диски; *3* — подвижные диски.

В сорбционных испарительных (геттерных) В. н. поглощающая поверхность создаётся напылением химически активных металлов (Ba, Ti, Zr, Ta, Mo и др.). Образующиеся плёнки поглощают большинство газов, присутствующих в вакуумных системах (O_2, Co, CO_2, пары H_2O), за счёт образования хим. соединений, хемосорбции (H_2) и растворения. Инертные газы и углеводороды практически не поглощаются, их удаляют вспомогательным пароструйным В. н. или ионной откачкой. Но полностью освободиться от углеводородов (напр., от CH_4) не удаётся, они синтезируются на поверхности плёнки поглотителя, играющей роль катализатора. Это не позволяет получить $p_{ост}$ меньше 10^{-9}—10^{-11} мм рт. ст. Однако при напылении Ti на охлаждаемые (ниже 77 К) поверхности не только снижается кол-во H_2 и др. газов, но и прекращается образование CH_4, что позволяет получить $p_{ост} \sim 10^{-11}$—10^{-13} мм рт. ст. Такие насосы требуют $p_{зап} \sim 10^{-4}$ мм рт. ст. и в сочетании с диффузионным или магниторазрядным В. н. создают сверхвысокий вакуум при S до 10^6 л/с.

В сорбционных нераспыляемых (ленточных) В. н. поглощение осуществляется за счёт хемосорбции плёнкой высокопористых сплавов активных металлов и композитных материалов (напр., Zr + Al), наносимой в виде мелкодисперсного порошка на металлич. и диэлектрич. подложки. Такой геттер обладает интенсивным

диффузионным переносом сорбиров. газов в толщу плёнки, возрастающим с повышением темп-ры. Такие насосы позволяют получить $p_{ост} \sim 10^{-11}$ — 10^{-13} мм рт. ст. при откачке активных газов при $S_{уд}$ до 1 л/с·см².

В сорбционно-ионных В. н. молекулы газа ионизуются при соударении с эл-нами, эмиттированными накалёнными катодами. В В. н. типа ГИН положит. ионы, ускоренные элек-

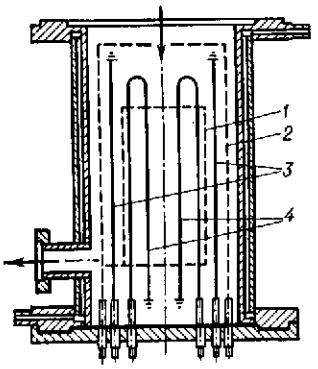


Рис. 10. Геттерно-ионные насосы ГИН; *1* — центр. анод; *2* — прогреваемый анод; *3* — катоды; *4* — прямоканальные испарители.

трич. полем, внедряются в покрывающий стенки насоса слой конденсированного сорбента и «замуровываются» его свежими слоями (рис. 10). В насосах типа «Орбитрон» электрич. поле несимметрично относительно корпуса насоса и катода, и эмиттируемые катодом эл-ны движутся по орбитам достаточно долго, что увеличивает вероятность ионизации. Кроме того, часть эл-нов, траектории к-рых проходят вблизи центрального титано-

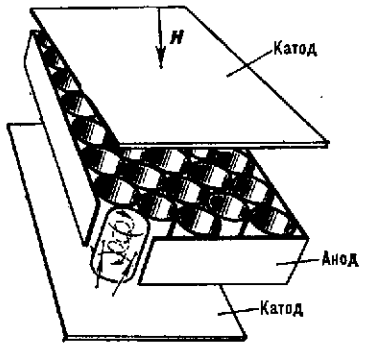


Рис. 11. Ячейка Пеннинга.

вого стержневого анода, попадает на него, разогревая его до темп-ры, достаточной для сублимации Ti. При $p<10^{-6}$ мм рт. ст. испаряется неск. атомов Ti на одну молекулу откачиваемого газа; S достигает 10^6 л/с. При $p>10^{-6}$ мм рт. ст. скорость испарения Ti недостаточна для обеспечения его избытка на поверхности поглощения, и S резко падает; $p_{зап} \sim 10^{-4}$ мм рт. ст.

В магниторазрядных В. н. рабочим элементом явл. газоразрядная ячейка — ячейка Пеннинга, состоящая из «ячеистого» анода (рис. 11), расположенного между катодными пластинами, покрытыми Ti. Ячейка помещена в магн. поле $B \sim 900$—3000 Гс, перпендикулярное плоскости катодов. При подаче на электроды высокого напряжения (от 3 до 7 кВ) между ними зажигается разряд, эл-ны движутся по сложным спиралям, что увеличивает вероятность ионизации в высоком вакууме ($\sim 10^{-12}$—10^{-14} мм рт. ст.). Ускоренные электрич. полем ионы бомбардируют катоды, вызывая катодное распыление; при этом часть ионов внедряется в катоды, а часть — нейтрализуется и, обладая достаточной энергией, отражается от поверхности катода, попадает на анод и «замуровывается» распыляемым материалом катодов. Активные газы откачиваются сорбционным и ионным способами, инертные — ионным, причём часть их «замуровывается» на аноде. Величина разрядного тока в этих насосах пропорц. давлению, S зависит от числа ячеек (каждую ячейку можно рассматривать как самостоят. насос с S от 0,25 до 1 л/с).

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ

Тип насоса	Остаточное давление, мм рт. ст.	Быстрота откачки S, л/с
Механические		
поршневые	0,3—8	12—4200
водокольцевые	15—30	1—800
многопластинчатые	15—25	2—1200
Масляные		
одноступенчатые	$2\cdot10^{-2}$—10^{-3}	0,5—500
двухступенчатые	$1\cdot10^{-5}$—$5\cdot10^{-4}$	0,2—50
двухроторные		
одноступенчатые	$5\cdot10^{-4}$	15—$4\cdot10^{4}$
двухроторные		
двухступенчатые	10^{-4}—10^{-5}	5—50
Струйные		
эжекторные водоструйные	—	0,1—300
низковакуумные	—	5—10^5
средневакуумные	—	10^3—10^5
вихревые	—	0,15—0,2
парортутные	$1,5\cdot10^{-6}$	100—200
Пароструйные		
паромасляные бустерные		200—$3\cdot10^4$
паромасляные диффузионные высоковакуумные	$5\cdot10^{-7}$	5—$2\cdot10^5$
сверхвысоковакуумные	10^{-11}	100—$2\cdot10^5$
парортутные диффузионные	10^{-6}—10^{-12}	5—10^4
турбомолекулярные	10^{-9}—10^{-12}	5—10^4
Сорбционные		
адсорбционные	10^{-3}—10^{-5}	1—10
испарительные геттерные	10^{-9}—10^{-13}	2—$2\cdot10^4$
ленточные геттерные	10^{-11}—10^{-13}	—
магниторазрядные	10^{-9}—10^{-11}	2—10^4
криогенные конденсационные	10^{-9}—10^{-11}	50—10^5
криосорбционные	10^{-12}—10^{-15}	500—10^5

Действие криогенных (конденсационных) В. н. основано на конденсации и адсорбции паров и газов на поверхностях, охлаждаемых до низких темп-р, когда давление насыщ. паров откачиваемого в-ва ниже давления, к-рое необходимо создать в откачиваемом объёме. Криогенный В. н. состоит из: криопанели; защитного экрана, охлаждаемого до темп-р, промежуточных между темп-рой криопанели и стенки корпуса, и служащего для снижения тепловых нагрузок на криопанель от теплового излучения стенок корпуса насоса; системы охлаждения. Для откачки газов, неконденсируемых в насосе, применяют вспомогательный пароструйный насос с ловушкой или сорбционно-ионный насос.

● Дэшман С., Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1964; Пауэр Б. Д., Высоковакуумные откачные устройства, пер. с англ., М., 1969; Пипко А.И., Основы вакуумной техники, 2 изд., М., 1981; Грошковский Я., Техника высокого вакуума, пер. с польск., М., 1975; Шумский К. П., Вакуумные аппараты и приборы химического машиностроения, 2 изд., М., 1974; Контор Е. И., Геттерные и ионно-геттерные насосы, М., 1977; Васильев Г. А., Магниторазрядные насосы, М., 1970; Минайчев В. Е., Вакуумные крионасосы, М., 1976.

Е. И. Контор.

ВАКУУМНЫЙ ПРОБОЙ, процесс возникновения *самостоятельного разряда* при высокой разности потенциалов между электродами, находящимися первоначально в таком вакууме, при к-ром длины пробега ч-ц много больше межэлектродного расстояния, так что объёмная ионизация остаточного газа практически отсутствует. Развитие В. п. может начаться с теплового взрыва естественных (или искусственных) микроостриёв на катоде (см. *Взрывная электронная эмиссия*) за счёт токов *автоэлектронной эмиссии*. При этом вблизи катода образуется облако плазмы. Бомбардируемый эл-нами плазмы анод разогревается и поставляет в пр-во пары металла, ионизация к-рых приводит к возникновению разряда. Если мощность источника тока достаточно велика, то заключит. стадией В. п. явл. вакуумная дуга. Развитию В. п. могут способствовать диэлектрич. вкрапления и адсорбиров. плёнки на поверхности электродов.

Л. А. Сена.

ВАЛЕ́НТНАЯ ЗО́НА, энергетич. область разрешённых электронных состояний в тв. теле; при абс. нуле темп-ры целиком заполнена валентными эл-нами (см. *Зонная теория*). Эл-ны В. з. дают вклад в энергию связи кристалла, его *диэлектрическую проницаемость*, определяют поглощение света в кристалле; в электропроводности и др. процессах переноса эл-ны заполненной В. з. при $T \neq 0$К участия не принимают. Под влиянием теплового движения ($T \neq 0$К), а также внеш. воздействий (освещение, облучение эл-нами, введение примесей и т. п.) обычно небольшая часть эл-нов

переходит из В. з. в проводимости зону или на примесные уровни в запрещённой зоне. В результате в верх. части В. з. появляется нек-рое число незаполненных электронных состояний (*дырок*), и эл-ны В. з. получают возможность участвовать в электропроводности.

● См. лит. при ст. *Твёрдое тело.*

Э. М. Эпштейн.

ВАЛЕ́НТНОСТЬ (от лат. valentia — сила), способность атомов элементов к образованию *химических связей*; количественно характеризуется числом. В. можно рассматривать как способность атома отдавать или присоединять определ. число эл-нов внеш. электронных оболочек (валентных эл-нов). В случае *ионной связи* В.— это число отданных или присоединённых данным атомом эл-нов; в случае *ковалентной связи* В. равна числу обобществлённых электронных пар. Мн. элементы могут иметь различную В. в зависимости от того, в какие соединения они входят. В этом случае часто пользуются термином «степень окисления», или «окислительное число». Иногда В. явл. понятием условным и не может быть количественно охарактеризована.

● См. лит. при ст. *Молекула.*

В. Г. Дашевский.

ВАН-ДЕ-ГРА́АФА ГЕНЕРА́ТОР, см. в ст. *Электростатический генератор.*

ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА УРАВНЕ́НИЕ, одно из первых *уравнений состояния* реального газа. Предложено в 1873 голл. физиком Я. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals). Для моля газа, имеющего объём V при темп-ре T и давлении p, имеет вид:

$$(p+a/V^2)(V-b)=RT,$$

где R — универсальная газовая постоянная, а a и b — эксперим. константы, учитывающие отклонение св-в реального газа от св-в идеального. Так, член a/V^2 имеет размерность давления и учитывает притяжение молекул в реаультате *межмолекулярного взаимодействия*, а константа b — поправка на собств. объём молекул, учитывающая отталкивание молекул на близких расстояниях. При больших V (а также для разреж. газов) константами a и b можно пренебречь и В. у. переходит в ур-ние состояния идеального газа (см. *Клапейрона уравнение*).

В. у. явл. приближённым и количественно определяет св-ва реальных газов лишь в области высоких T и низких p. Однако качественно оно позволяет описывать поведение газа при высоких p, конденсацию газа и критич. состояние.

На рисунке приведены изотермы, рассчитанные по В. у. При низких T все три корня В. у.— действительные, а выше критич. темп-ры ($T_к$) остаётся лишь один действит. корень. Это означает, что при $T>T_к$ в-во может находиться только в одном (газообразном) состоянии, а при $T<T_к$ — в трёх состояниях (двух стабильных — жидком $V_ж$ и газообразном $V_г$ — и одном нестабильном). Точки прямой *ac* отвечают равновесию жидкости и её насыщ. пара. В условиях равновесия, напр. в состоянии, соответствующем точке *b*, относит. кол-ва жидкости и пара определяются отношением отрезков *bc*/*ba* («правило моментов»). Равновесию фаз при определ. T соответствует давление насыщ. пара $p_{нп}$ и интервал объ-

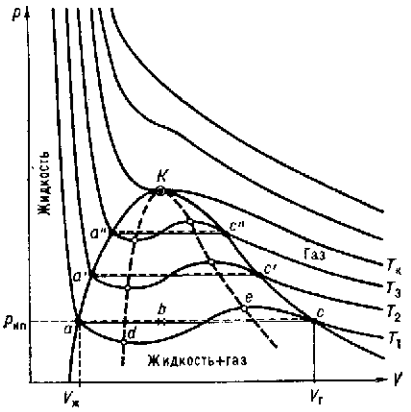


Диаграмма состояния в-ва в координатах p — V: T_1, T_2, T_3, $T_к$ — изотермы, рассчитанные по ур-нию Ван-дер-Ваальса; K — критич. точка. Линия *dKe* (спинодаль) очерчивает область неустойчивых состояний.

ёмов от $V_ж$ до $V_г$. При более низких p (за областью, где возможно одновременное существование газа и жидкости) изотерма характеризует св-ва газа. Левая, почти вертик. часть изотермы отражает малую сжимаемость жидкости. Участки *ad* и *ec* (и аналогичные участки др. изотерм) относятся соотв. к перегретой жидкости и переохлаждённому пару *(метастабильные состояния)*. Участок *de* физически неосуществим, т. к. здесь происходит увеличение V при увеличении p. Совокупность точек *a*, *a'*, *a''* и *c*, *c'*, *c''*, ... определяет кривую, наз. б и н о д а л ь ю, к-рая очерчивает область совместного существования газа и жидкости. В критич. точке K параметры $T_к$, $p_к$ и $V_к$ имеют значения, характерные для данного в-ва. Однако если в В. у. ввести относит. величины $T/T_к$, $p/p_к$ и $V/V_к$, то можно получить т. н. приведённое В. у., к-рое явл. универсальным.

ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫ СИ́ЛЫ, распространённое назв. сил *межмолекулярного взаимодействия.*

ВАР (вольт-ампер реактивный, ВАр), единица СИ реактивной мощности переменного (синусоидального) электрич. тока. 1 ВАр равен реактивной мощности при действующих значениях электрич. напряжения 1 В, силы тока 1 А и при $\sin\varphi=1$ (φ — сдвиг фаз между напряжением и током в цепи).

ВАРИА́НТНОСТЬ (от лат. varians — изменяющийся), число степеней свободы термодинамич. системы, т. е. число независимых физ. переменных (параметров системы), к-рые можно изменять (варьировать) в определ. пределах, не нарушая фазового равновесия в системе. См. *Гиббса правило фаз.*

ВАРИАЦИО́ННЫЕ ПРИНЦИПЫ МЕХА́НИКИ. Принципами механики наз. исходные положения, отражающие столь общие закономерности механич. явлений, что из этих положений как следствия можно получить ур-ния, определяющие движения механич. системы (или условия её равновесия). В механике установлен ряд таких принципов, каждый из к-рых может быть положен в её основу и к-рые подразделяют на невариационные и вариационные.

Невариац. принципы механики непосредственно устанавливают закономерности движения, совершаемого системой под действием приложенных к ней сил. К ним относятся, напр., 2-й закон Ньютона, *Д'Аламбера принцип.* Невариац. принципы справедливы для любой механич. системы и имеют сравнительно простое матем. выражение. Однако их применение ограничено только рамками механики, поскольку в выражения принципов непосредственно входит такое чисто механич. понятие, как сила. Существенно также, что в большинстве задач механики рассматривается движение несвободных систем, т. е. систем, перемещения к-рых ограничены *связями* (см. *Связи механические*), напр. всевозможные машины, механизмы, наземный транспорт, где связями явл. подшипники, шарниры, тросы, полотно дороги или рельсы и т. п. Исходя из невариац. принципов при изучении движения несвободной системы эффект действия связей учитывают введением нек-рых сил, наз. *реакциями связей*, величины к-рых заранее неизвестны, поскольку они зависят от того, чему равны и где приложены действующие на систему заданные (активные) силы, такие, напр., как сила тяжести, упругости пружин, тяги, а также от того, как при этом движется сама система. Поэтому в составленные ур-ния движения войдут дополнит. неизвестные величины — реакции связей, что обычно существенно усложняет решение этих ур-ний.

Преимущество В. п. м. состоит в том, что из них сразу получаются ур-ния движения соответствующей механич. системы, не содержащие неизвестных реакций связей. Достигается это тем, что эффект действия связей учитывается не заменой их неизвестными силами (реакциями), а рассмотрением тех перемещений и движений (или приращений скоростей и ускорений), к-рые точки этой системы могут иметь при наличии данных связей. Напр., если точка M движется по гладкой (идеальной) поверхности, являющейся для неё связью (рис. 1), то действие этой связи можно учесть,

заменив связь заранее неизвестной по величине реакцией N, направленной в любой момент времени по нормали Mn к поверхности (поскольку по этому направлению связь не даёт перемещаться точке). Но эффект этой же связи можно учесть, установив,

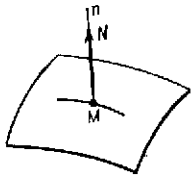


Рис. 1.

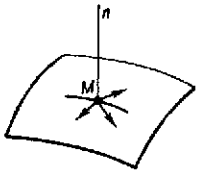


Рис. 2.

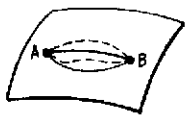


Рис. 3.

что для точки M в данном случае при любом её положении возможны лишь элементы перемещения, перпендикулярные к нормали Mn (рис. 2); такие перемещения наз. *возможными перемещениями*. Наконец, эффект той же связи может быть охарактеризован и тем, что при этом движение точки из нек-рого положения A в положение B возможно только по любой кривой AB, лежащей на поверхности, к-рая явл. связью (рис. 3); такие движения наз. кинематически возможными.

Содержание В. п. м. состоит в том, что они устанавливают св-ва (признаки), позволяющие отличить истинное, т. е. фактически происходящее под действием заданных сил, движение механич. системы от тех или иных кинематически возможных её движений (или же состояние равновесия системы от др. возможных её состояний). Обычно эти св-ва (признаки) состоят в том, что для истинного движения нек-рая физ. величина, зависящая от хар-к системы, имеет наименьшее значение по сравнению с её значениями во всех рассматриваемых кинематически возможных движениях. При этом В. п. м. могут отличаться друг от друга видом указанной физ. величины и особенностями рассматриваемых кинематически возможных движений, а также особенностями самих механич. систем, для к-рых эти В. п. м. справедливы. Использование В. п. м. требует применения методов вариац. исчисления.

По форме В. п. м. разделяют на т. н. дифференциальные, в к-рых устанавливается, чем истинное движение системы отличается от кинематически возможных движений в каждый данный момент времени, и интегральные, в к-рых это различие устанавливается для перемещений, совершаемых системой за к.-н. конечный промежуток времени. Дифференциальные В. п. м. в рамках механики явл. более общими и справедливы для любых механич. систем. Интегральные В. п. м. в их наиболее употребит. виде справедливы только для *консервативных систем*. Однако в них, в отличие от дифференциальных В. п. м. и вариац. принципов, вместо сил входит такая физ. величина, как энергия, что позволяет распространить эти В. п. м. и на немеханич. явления. К осн. дифференциальным В. п. м. относятся: *возможных перемещений принцип*, *Д'Аламбера — Лагранжа принцип*, *Гаусса принцип* (принцип наименьшего принуждения), а также тесно примыкающий к нему *Герца принцип* (принцип наименьшей кривизны). К интегральным В. п. м. относятся т. н. принципы наименьшего (стационарного) действия, разные формы к-рых отличаются друг от друга выбором величины действия и особенностями сравниваемых между собой кинематически возможных движений системы (см. *Наименьшего действия принцип*). Применяются В. п. м. как для составления в наиболее простой форме ур-ний движения механич. систем, так и для изучения общих св-в этих движений. При соответствующем обобщении понятий они используются также в механике сплошных сред, термодинамике, электродинамике, квант. механике, теории относительности и др.

● Вариационные принципы механики. [Сб. статей], под ред. Л. С. Полака, М., 1959; Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 6 изд., ч. 2, М., 1972; Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Кильчевский Н. А., Курс теоретической механики, 2 изд., т. 2, М., 1977.

С. М. Тарг.

ВАРИНЬО́НА МНОГОУГО́ЛЬНИК, то же, что *многоугольник верёвочный*.

ВАРИНЬО́НА ТЕОРЕ́МА: если система сил F_i имеет равнодействующую R, то момент $M_0(R)$ равнодействующей относительно любого центра O (или оси z) равен сумме моментов $M_0(F_i)$ составляющих сил относительно того же центра O (или той же оси z). Сформулирована и доказана впервые франц. учёным П. Вариньоном (P. Varignon; 1687). Математически В. т. выражается равенствами:

$$M_0(R)=\Sigma M_0(F_i)$$
$$\text{или}\quad M_z(R)=\Sigma M_z(F_i).$$

В. т. пользуются при решении ряда задач механики (особенно статики), сопротивления материалов, теории сооружений и др.

ВАРМЕ́ТР (от *вар* и греч. metréō — измеряю), прибор для измерения реактивной мощности Q в электрич. цепях перем. тока: $Q=UI\sin\varphi$, где U — напряжение, I — сила электрич. тока, φ — фазовый угол между синусоидально изменяющимися током и напряжением. Применяется в осн. в трёхфазных цепях перем. тока промышленной частоты (50 Гц). Схема включения В. такая же, как и *ваттметра*. Основу В. составляет электроизмерит. механизм, обычно электродинамич. или ферродинамич. системы, и электрич. схема, обеспечивающая пропорциональность показаний В. величине $\sin\varphi$. Для расширения предела измерений В. применяют измерит. трансформаторы тока и напряжения. В кач-ве В. могут быть использованы также ваттметры, включённые по спец. схеме (на рисунке — пример с равномерно нагруженными фазами).

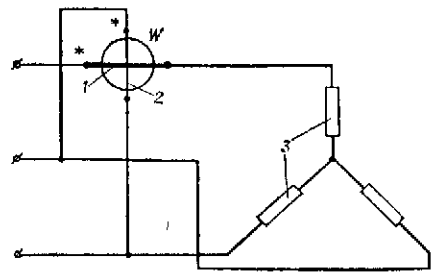


Схема включения варметра W для измерения реактивной мощности в случае равномерно нагруженных фаз: *1* — последовательная цепь; *2* — параллельная цепь; *3* — нагрузка.

Техн. требования к В. стандартизованы в ГОСТах 22261—76 и 8476—60.

● Электрические измерения, под ред. Е. Г. Шрамкова, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

ВАТТ (Вт, W), единица СИ механич. мощности, а также активной мощности электрич. цепи, мощности теплового потока или потока излучения, эквивалентных механич. мощности 1 Вт; названа в честь англ. изобретателя Дж. Уатта (J. Watt). 1 Вт равен мощности, при к-рой работа 1 Дж совершается за 1 с; 1 Вт $=10^7$ эрг/с $=0{,}102$ кгс·м/с $=1{,}36\cdot10^{-3}$ л. с.

ВАТТ НА КВАДРА́ТНЫЙ МЕТР (Вт/м², W/m²), единица СИ поверхностной плотности теплового потока; 1 Вт/м² равен поверхностной плотности теплового потока 1 Вт, равномерно распределённого по поверхности площадью 1 м². В ед. Вт/м² измеряют также поверхностную плотность потока излучения и соотв. энергетич. *светимость* и энергетич. *освещённость*.

ВАТТМЕ́ТР (от *ватт* и греч. metréō — измеряю), прибор для измерения мощности в электрич. цепях (в цепях перем. тока — для измерения активной мощности $P=UI\cos\varphi$, где U — напряжение, I — сила электрич. тока, φ — фазовый угол между синусоидально изменяющимися током и напряжением). Схема включения В. в цепь показана на рисунке. Для умень-

Схема включения ваттметра W: *1* — последовательная цепь (неподвижная катушка); *2* — параллельная цепь (подвижная катушка); *3* — нагрузка. В электродинамич. ваттметре поворот подвижной катушки в магн. поле неподвижной катушки пропорц. измеряемой мощности.

шения искажающего влияния последовательная цепь В. должна обладать малым, а параллельная — большим сопротивлением. При измерениях на перем. токе важно также, чтобы сопротивление параллельной цепи было чисто активным.

Осн. частью В. явл. электроизмерит. механизм обычно электродинамич. или ферродинамич. системы, реже — индукционной или электростатической (см. соответств. статьи). Для расширения пределов измерений В. используют: на пост. токе — шунты и добавочные сопротивления, на перем. токе — измерит. трансформаторы тока и напряжения. Для измерения мощности на частотах выше 5 кГц, а также малой мощности (менее 100 мВт) применяют термоэлектрич. и терморезистивные В., В. на ПП элементах, В. с преобразователями Холла, пондеромоторные В., калориметрич. В. Ваттметры с электроизмерит. механизмом характеризуются след. данными: пределы по току — от 10 мА до 10 А, по напряжению — от 15 до 600 В, осн. погрешность в % от верх. предела измерений — до 0,2%. Применение измерит. трансформаторов тока и напряжения позволяет измерять мощность до 12 ГВт в электрич. цепях с током до 15 кА и напряжением до 500 кВ.

Техн. требования к В. стандартизованы в ГОСТах 22261—76, 8476—60 и 13605—75.

● Электрические измерения, под ред. Е. Г. Шрамкова, М., 1972; Электрорадиоизмерения, М., 1976; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

ВАТТ-ЧАС (Вт·ч, W·h), внесистемная ед. работы и энергии, широко применяемая в технике. 1 Вт·ч = =3600 Дж, 1 киловатт-час = 3,6·10⁶ Дж.

ВЕ́БЕР (Вб, Wb), единица СИ магн. потока и потокосцепления. Назван в честь нем. физика В. Э. Вебера (W. E. Weber). 1 Вб равен магн. потоку, создаваемому однородным магн. полем при индукции 1 *тесла* через нормальную к потоку площадку в 1 м². Другое определение: 1 Вб равен магн. потоку, при убывании к-рого до нуля в сцепленном с ним контуре сопротивлением 1 Ом через поперечное сечение проводника проходит кол-во электричества 1 Кл. 1 Вб = 1 Кл·Ом = =1 В·с = 1 Т·м² = 10⁸ *максвелл*.

ВЕБЕРМЕ́ТР (от *вебер* и греч. metréō — измеряю) (флюксметр), прибор для измерения потока *магнитной индукции*. См. *Флюксметр*.

ВЕ́ЙСА И́НДЕКСЫ, см. в ст. *Индексы кристаллографические*.

ВЕ́КТОР СОСТОЯ́НИЯ, то же, что *волновая функция*.

ВЕ́КТОРНОГО ТО́КА СОХРАНЕ́НИЕ в слабом взаимодействии, свойство сохранения векторного *заряженного тока* слабого вз-ствия адронов, вытекающее из сохранения электрич. тока и *изотопической инвариантности* сильного вз-ствия. (Из-за нарушения изотопич. инвариантности в слабом вз-ствии наблюдается небольшое, ~1%, отклонение от закона В. т. с.) Предсказано С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем (1955) и независимо от них амер. физиками Р. Фейнманом и М. Гелл-Маном (1957). В слабом вз-ствии В. т. с. аналогично закону сохранения электрич. заряда в эл.-магн. вз-ствии. Благодаря В. т. с. оказываются универсальными константы, характеризующие слабое векторное вз-ствие адронов (слабые векторные «заряды»): эти константы не изменяются (не перенормируются) под действием сильного вз-ствия, так же как не изменяются в результате сильного вз-ствия электрич. заряды адронов (напр., электрич. заряд протона в точности равен электрич. заряду позитрона, не обладающего сильным вз-ствием). Эти следствия В. т. с. были подтверждены в большом числе экспериментов (в β-распаде π-мезона: $\pi^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e$, в β-распаде ядер, в нейтринных экспериментах и др.). При обобщении В. т. с. на векторные токи с изменением *странности* становится существенным учёт эффектов нарушения *унитарной симметрии*, связанных с разностью масс странного (*s*) и нестранных (*u*, *d*) *кварков*. В. т. с. и *аксиального тока частичное сохранение* используются в формализме т. н. алгебры токов. См. также *Киральная симметрия*.

● См. лит. при ст. *Аксиального тока частичное сохранение*.

М. Ю. Хлопов.

ВЕ́КТОРНОЕ ПО́ЛЕ, *поле физическое*, к-рое описывается ф-цией, являющейся в каждой точке пр-ва вектором (или четырёхмерным вектором). Пример — векторный потенциал в электродинамике. В квант. теории поля квантом В. п. служит ч-ца со спином 1 (напр., фотон, гипотетич. *глюоны* и *промежуточные векторные бозоны*). В. п. меняет знак при *пространственной инверсии*, т. е. ч-цы, соответствующие В. п., имеют отрицат. внутр. *чётность* (и наз. векторными; к ним относятся фотон, ρ-, ω-, φ-мезоны, ψ- и Γ- частицы и др.).

А. В. Ефремов.

ВЕ́КТОР-ПОТЕНЦИА́Л, см. *Потенциалы электромагнитного поля*.

«ВЕЛИ́КОЕ ОБЪЕДИНЕ́НИЕ» (**«великий синтез»**) (Grand Unification), теоретические модели, исходящие из представлений о единой природе сильного, слабого и эл.-магн. вз-ствий. В основе этих моделей лежат обнаруженная симметрия между *лептонами* и *кварками* в единой теории эл.-магн. и слабого вз-ствий (в электрослабом вз-ствии, см. *Слабое взаимодействие*) и тот факт, что в калибровочных теориях поля предсказывается при переходе к малым расстояниям (т. е. к высоким энергиям), с одной стороны, увеличение константы электрослабого вз-ствия, а с другой — уменьшение константы сильного вз-ствия (см. *Квантовая хромодинамика*). Экстраполяция такой тенденции на сверхвысокие энергии приводит к равенству констант всех трёх вз-ствий при некотором энергетич. масштабе λ. В моделях «В. о.» предполагается, что при энергиях $\mathcal{E} > \lambda$ *глюоны*, *фотоны*, *промежуточные векторные бозоны* $W^{\pm}$ и Z^0 явл. квантами калибровочных полей единой калибровочной симметрии «В. о.». Кроме того, объединение лептонов и кварков в единые мультиплеты группы симметрии «В. о.» приводит к существованию довольно большого числа смешанных калибровочных полей (с той же константой вз-ствия), кванты к-рых обладают одновременно лептонным и «цветовым» зарядами. Величина λ характеризует энергетич. масштаб *спонтанного нарушения симметрии* «В. о.», за счёт к-рого возникают массы у ч-ц, описывающих смешанные калибровочные поля. В разных моделях «В. о.» предсказывается разл. величина λ. В большинстве моделей $\lambda \sim 10^{14}$—10^{16} ГэВ (однако существуют модели и «раннего» «В. о.» при $\lambda \sim 10^6$—10^8 ГэВ). Такие энергии недостижимы ни на планируемых в обозримом будущем ускорителях, ни в косм. лучах, так что для проверки моделей «В. о.» могут использоваться либо предсказания моделей в низкоэнергетич. области, либо их космологич. следствия [по совр. представлениям, на очень ранних стадиях расширения Вселенной могли достигаться темп-ры (в энергетич. шкале) $T \gtrsim \lambda$].

В рамках «В. о.» однозначно определяется величина параметра $\sin^2\theta_W$ (где θ_W — т. н. угол Вайнберга) теории электрослабого вз-ствия, характеризующего вз-ствие нейтральных слабых токов (см. *Нейтральный ток*). Этот параметр определяется при $\mathcal{E} > \lambda$ структурными постоянными группы симметрии «В. о.», а при низких энергиях $\mathcal{E} \ll \lambda$, отвечающих условиям совр. экспериментов, его величина вычисляется с помощью процедуры *перенормировки*.

В большинстве моделей объединение кварков и лептонов приводит к существованию кварк-лептонных переходов с несохранением *барионного заряда*. Такие переходы могут вызывать распады протона. Модели «В. о.» предсказывают, что время жизни протона должно составлять 10^{30}—10^{32} лет. Несохранение барионного заряда может иметь также важные космологич. следствия: неравновесные процессы с нарушениями *CP*-инвариантности (см. *Комбинированная инверсия*) и закона сохранения барионного заряда в ранней Вселенной могут объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной (т. е. отсутствие заметного кол-ва антибарионов во Вселенной). В моделях «В. о.» возникают определ. соотношения между массами кварков и

лептонов. В рамках моделей «В. о.» может найти естеств. объяснение малая ненулевая масса покоя *нейтрино*. Неизбежным следствием всех существующих моделей «В. о.» явл. квантование электрич. заряда и существование решений типа *магнитных монополей* Дирака. При этом масса монополей оказывается очень большой, $\sim\lambda/\sqrt{\alpha}$ (где α — безразмерная константа эл.-магн. вз-ствия), так что они не могут образовываться в современных лаб. или косм. условиях. Космологич. оценки концентрации монополей, образовавшихся в ранней Вселенной, дают величину, значительно превышающую существующие наблюдат. ограничения, что создаёт серьёзную проблему для космологии и моделей «В. о.». Величина λ в моделях «В. о.» близка к величине т. н. планковской массы $m_{\text{П}}\sim10^{19}$ ГэВ, при к-рой становится необходимым переход к квант. описанию *гравитационного взаимодействия*. Это позволяет надеяться, что дальнейшее развитие моделей «В. о.» приведёт к объединению всех фундам. вз-ствий, включая и гравитационное.

● Окунь Л. Б., Современное состояние и перспективы физики высоких энергий, «УФН», 1981, т. 134, в. 1, с. 3.

М. Ю. Хлопов.

ВЕНТУ́РИ ТРУ́БКА (расходомер Вентури), устройство для замера расхода или скорости жидкостей и газов в трубопроводах. Предложена итал. учёным Дж. Вентури (G. Venturi). Представляет собой сужение на трубопроводе, где скорость возрастает, а давление соотв. уменьшается. Если через d_1, p_1, v_1 и d_2, p_2, v_2 обозначить диаметр, давление и скорость соотв. во входном *1* и в самом узком *2* сечениях В. т., то

$$p_1-p_2=\frac{1}{2}\rho v_1^2\left[\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^4-1\right]$$

(ρ — плотность жидкости).

По заданным размерам В. т. и измеренной с помощью дифф. манометра разности давлений p_1-p_2 из данного равенства можно определить ср. скорость v_1, а следовательно, и расход.

А. Д. Альтшуль.

ВЕРДЕ́ ПОСТОЯ́ННАЯ (удельное магнитное вращение), характеризует магн. *вращение плоскости поляризации* света в в-ве (см. *Фарадея эффект*). Названа по имени франц. математика М. Верде (M. Verdet), наиболее полно исследовавшего законы магн. вращения. Оптически неактивное в-во, помещённое в магн. поле (или имеющее собств. магн. момент), поворачивает плоскость поляризации света, распространяющегося в нём вдоль направления поля. Для немагн. в-ва, помещённого в поле, угол поворота $\theta=VlH$ (закон Верде), где l — длина пути луча в в-ве в м (или см), H — напряжённость магн. поля в А/м (или в Э), V — В. п. в рад/А [или рад/(Э·см)]. В. п. зависит от длины волны света (вращательная дисперсия), плотности в-ва и слабо — от его темп-ры T. Для большинства в-в $V>0$ (правовращающие в-ва), лишь для нек-рых $V<0$ (левовращающие в-ва, напр. парамагн. соли железа). В последнем случае температурная зависимость сильнее ($V\sim T^{-1}$). Значения V обычно невелики (0′,01—0′,02); сравнительно большие значения имеет сероуглерод, нек-рые сорта стекла ($V\sim0'$,04—0′,09).

Магн. вращением обладают все тела, хотя обычно в слабой степени. Особенно велики значения угла вращения для ферромагн. металлов. Однако это происходит не за счёт больших значений V; для них вращение растёт пропорц. магн. индукции, а не напряжённости поля, поэтому в ф-ле, определяющей θ, нужно заменить H магн. индукцией B.

Наряду с В. п. пользуются величиной т. н. молекулярного вращения $\Omega=V/\rho$, где ρ — плотность в-ва в моль/м³ (или моль/см³), либо т. н. молекулярной постоянной магнитного вращения $D=9n\Omega/(n^2+2)$, где n — показатель преломления в-ва. Для величины D характерно то, что она, подобно *удельной рефракции*, сохраняет своё значение при изменениях плотности и агрегатного состояния в-ва и часто обладает св-вом аддитивности.

● См. лит. при ст. *Фарадея эффект*.

ВЕРОЯ́ТНОСТЬ КВА́НТОВОГО ПЕРЕХО́ДА, величина, обратная времени жизни квант. системы по отношению к данному квант. переходу (см. *Квантовый переход*).

ВЕРОЯ́ТНОСТЬ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ, число способов, к-рыми может быть реализовано данное состояние макроскопич. физ. системы. В термодинамике состояние физ. системы характеризуется определ. значениями плотности, давления, темп-ры и др. измеряемых величин. Перечисленные величины определяют состояние системы в целом (её макросостояние). Однако при одной и той же плотности, темп-ре и т. д. ч-цы системы могут находиться в разных местах её объёма и иметь разл. значения энергии или импульса. Каждое состояние физ. системы с определ. распределением её ч-ц по возможным классич. или квант. состояниям наз. микросостоянием. В. т. W равна числу микросостояний, реализующих данное макросостояние, из чего следует, что $W\geqslant1$. Её легко вычислить лишь в случае идеальных газов. Для реальных систем В. т. можно оценить по величине *статистической суммы*. В. т. связана с *энтропией* S системы соотношением Больцмана: $S=k\ln W$. В. т. не явл. вероятностью в матем. смысле (последняя $\leqslant1$); применяется в *статистической физике* для вычисления св-в системы, находящейся в термодинамич. равновесии (для равновесного состояния В. т. имеет макс. значение). Для расчёта В. т. существенно, считаются ли одинаковые ч-цы системы различимыми или неразличимыми. Поэтому классич. механика и квант. механика приводят к разным выражениям для В. т.

ВЕС, численная величина *силы тяжести*, действующей на тело, находящееся вблизи земной поверхности: $P=mg$, где m — масса тела, g — ускорение свободного падения (или ускорение силы тяжести). Поскольку масса тела — величина постоянная, а значение g изменяется на Земле с широтой и высотой над ур. м. (соответствующую ф-лу см. в ст. *Ускорение свободного падения*), то соотв. при этом изменяется и В. тела. Измеряется В. тела в ед. силы (Н, кгс, дин и др.).

ВЕСЫ, прибор для определения массы тел по действующей на них силе тяжести. В. иногда наз. также приборы для измерений др. физ. величин, преобразуемых с этой целью в силу или в момент силы. К таким приборам относятся, напр., *токовые весы* и *крутильные весы*. В научных исследованиях применяют аналитич., микроаналитич., пробирные и др. типы точных В. Последовательность действий при определении массы тел на В. рассмотрена в ст. *Взвешивание*.

В зависимости от назначения В. делятся на образцовые (для поверки гирь), лабораторные (в т. ч. аналитические) и общего назначения. По принципу действия В. подразделяются на рычажные, пружинные, крутильные, электротензометрич., гидростатич., гидравлические.

Наиболее распространены рычажные В., их действие основано на законе равновесия *рычага*. Точка опоры рычага («коромысла» В.) может находиться посередине (равноплечные В.) или быть смещённой относительно середины (неравноплечные и одноплечные В.). Многие рычажные В. представляют собой комбинацию рычагов 1-го и 2-го родов. Опорами рычагов служат обычно призмы и подушки из спец. сталей или тв. камня (агат, корунд). На равноплечных рычажных В. взвешиваемое тело уравновешивается гирями, а нек-рое превышение (обычно на 0,05—0,1%) массы гирь над массой тела (или наоборот) компенсируется моментом, создаваемым коромыслом (со стрелкой) из-за смещения его центра тяжести относительно первонач. положения (рис. 1). Нагрузка, компенсируемая смещением центра тяжести коромысла, измеряется при помощи отсчётной шкалы. Цена деления s шкалы рычажных В. определяется ф-лой: $s=k(P_0c/lg)$, где P_0 — вес коромысла со стрелкой, c — расстояние между центром тяжести коромысла и осью его вращения, l — длина плеча коромысла, g — ускорение свободного падения, k — коэфф., зависящий только от разрешающей способности отсчёт-

ного устройства. Цену деления, а следовательно и *чувствительность* В., можно в определённых пределах изменять (обычно за счёт перемещения спец. грузика, изменяющего расстояние c).

В ряде рычажных лаб. В. часть измеряемой нагрузки компенсируется

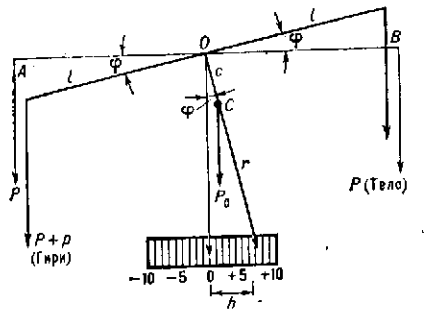


Рис. 1. Схема равноплечных рычажных весов: O — точка опоры коромысла AB; C и P_0 — центр тяжести и вес коромысла со стрелкой; $OC=c$ — расстояние между точкой опоры и центром тяжести коромысла; P — вес тела; p — перегрузок, уравновешиваемый смещением центра тяжести коромысла; r — длина стрелки; h — отклонение стрелки.

силой эл.-магн. вз-ствия — втягиванием железного сердечника, соединённого с плечом коромысла, в неподвижный соленоид. Ток в соленоиде регулируется электронным устройством, приводящим В. к равновесию. Измеряя ток, определяют пропорциональную ему нагрузку В.

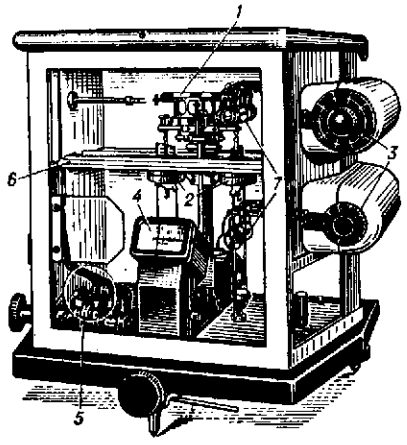


Рис. 2. Равноплечные двухчашечные микроаналитич. весы (предельная нагрузка 20 г): *1* — коромысло; *2* — возд. успокоители; *3* — механизмы наложения встроенных гирь (от 1 до 999 мг); *4* — проекц. шкала отсчёта; *5* — манипулятор, выдвигающий чашку весов в окошко; *6* — перегородка, защищающая коромысло от температурных влияний и возд. потоков; *7* — встроенные гири, имеющие форму колец.

В лаб. практике всё шире применяются В. (в особенности аналитические) со встроенными гирями на часть нагрузки или на полную нагрузку (рис. 2). Принцип действия таких В. был предложен Д. И. Менделеевым. Гири спец. формы подвешиваются к плечу, на к-ром находится чашка для нагрузки (одноплечные В.), или (реже) на противоположное плечо. В одноплечных В. (рис. 3) полностью исключается погрешность из-за неравноплечности коромысла.

Совр. лабораторные В. (аналитические и др.) снабжаются рядом устройств для повышения точности и скорости взвешивания: успокоителями колебаний коромысла (воздушными или магнитными); дверцами, при открытии к-рых почти не возникает потоков воздуха; тепловыми экранами; механизмами наложения и снятия встроенных гирь; автоматически действующими механизмами для подбора встроенных гирь при уравновешивании В. Применяются проекц. шкалы, позволяющие повысить точность отсчёта по шкале при малых углах отклонения коромысла. Про принципу рычажных В. устроено большинство типов метрологич., образцовых, аналитич., техн., торговых, медицинских и др. В.

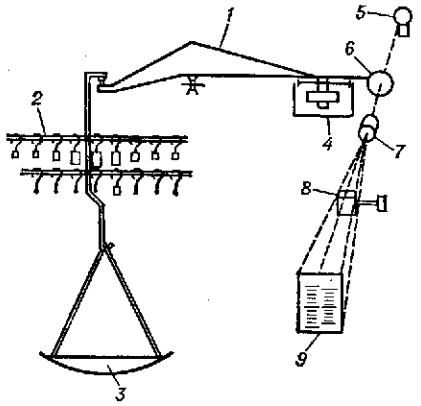


Рис. 3. Схема одноплечных аналитич. весов: *1* — коромысло; *2* — встроенные гири; *3* — грузоприёмная чашка; *4* — противовес и успокоитель; *5* — источник света; *6* — проекц. шкала; *7* — объектив; *8* — устройство для коррекции нуля; *9* — экран.

В основу действия пружинных и электротензометрич. В. положен *Гука закон*. Чувствит. элементом в пружинных В. явл. пружина, деформирующаяся под действием веса тела. Показания В. отсчитывают по шкале, вдоль к-рой перемещается соединённый с пружиной указатель. Принимается, что после снятия нагрузки указатель возвращается в нулевое положение, т. е. в пружине под действием нагрузки не возникает остаточных деформаций. При помощи пружинных В. измеряют не массу, а *вес*. Однако в большинстве случаев шкала пружинных В. градуируется в ед. массы. Вследствие зависимости ускорения свободного падения от географич. широты и высоты над ур. м., показания пружинных В. зависят от места их нахождения. Кроме того, упругие св-ва пружины зависят от темп-ры и меняются со временем; всё это снижает точность пружинных В.

В крутильных (торзионных) В. чувствит. элементом служит упругая нить или спиральные пружины (рис. 4). Нагрузка определяется по углу закручивания нити (пружины), к-рый пропорционален создаваемому нагрузкой крутильному моменту.

Действие электротензометрических В. основано на преобразовании деформации упругих

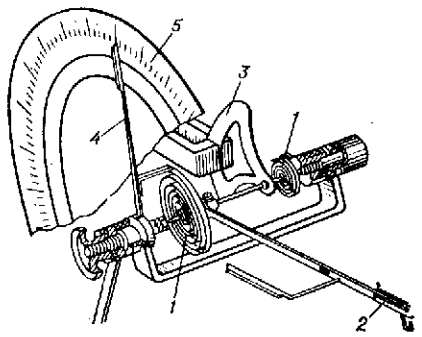


Рис. 4. Схема крутильных (торзионных) весов: *1* — спиральные пружины; *2* — рычаг для помещения нагрузки; *3* — магн. успокоитель; *4* — стрелка; *5* — шкала.

элементов (столбиков, пластин, колец), воспринимающих силовое воздействие нагрузки, в изменение электрич. сопротивления. Преобразователями служат высокочувствительные проволочные тензометры, приклеенные к упругим элементам (см. *Пьезоэлектрический преобразователь*). Как правило, электротензометрич. В. применяются для взвешивания больших масс.

Гидростатические В. служат гл. обр. для определения плотности тв. тел и жидкостей (см. *Гидростатическое взвешивание*).

Гидравлические В. по устройству аналогичны гидравлич. прессу. Отсчёт показаний производится по манометру, градуированному в ед. массы.

Все типы В. характеризуются: предельной нагрузкой — наибольшей статич. нагрузкой, к-рую могут выдерживать В. без нарушения их метрологич. хар-к; ценой деления — значением массы, соответствующим изменению показания на одно деление шкалы; пределом допускаемой погрешности взвешивания — наибольшей допускаемой разностью между результатом одного взвешивания и действит. массой взвешиваемого тела; допускаемой вариацией показаний — наибольшей допускаемой разностью показаний В. при неоднократном взвешивании одного и того же тела.

● Рудо П. М., Весы. Теория, устройство, регулировка и проверка, М.— Л., 1957; Маликов Л. М., Смирнова Н. А., Аналитические электрические весы, в кн.: Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации, в. 1, М.— Л., 1962; Гаузнер С. И., Михайловский С. С., Орлов В. В., Регистрирующие устройства в автоматических процессах взвешивания, М., 1966; Сарахов А. И., Весы в физико-химических исследованиях, М., 1968. *Н. А. Смирнова.*

ВЕ́ЧНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ (перпетуум-мобиле) (лат. perpetuum mobile, букв.— вечно движущееся), воображаемый двигатель, к-рый, будучи раз пущен в ход, совершал бы работу неограниченно долгое время, не заимствуя энергию извне (так называемый В. д. 1-го рода). Идея В. д. 1-го рода противоречит закону сохранения и превращения энергии (см. *Энергии сохранения закон*) и неосуществима. Возможность работы такого двигателя неогранич. время означала бы получение энергии из ничего. Первые проекты механич. В. д. относятся к 13 в. (Виллар де Оннекур, 1245, Пьер де Марикур, 1269, Франция). К кон. 18 в., вследствие бесплодности многовековых попыток осуществления В.д., среди учёных укрепилось убеждение в невозможности его создания, и с 1775 Парижская АН отказалась рассматривать проекты В. д. В сер. 19 в. с установлением закона сохранения и превращения энергии была доказана принципиальная неосуществимость В. д. Среди предложенных моделей В. д. наиб. распространены механические, в к-рых к.-л. массивное тело перемещается по замкнутому пути. На одних его участках (при опускании) тело совершает работу, на других для перемещения тела (подъёма вверх) необходима затрата энергии. Такие механизмы могут совершать работу лишь за счёт первонач. запаса кинетич. энергии, сообщённого им при пуске; когда этот запас оказывается израсходованным, В. д. останавливается. В более сложных проектах В. д. механич. энергия превращается в др. виды энергии (электрич., тепловую и т. п.). Наряду с В. д. 1-го рода рассматривают В. д. 2-го рода — воображаемую периодически действующую машину, к-рая целиком превращала бы в работу теплоту, извлекаемую из окружающих тел (океана, атм. воздуха и др.). При этом должна уменьшаться суммарная *энтропия* среды и В. д., что противоречит *второму началу термодинамики*. От В. д. следует отличать «мнимые» В. д.— механизмы, работающие за счёт природных запасов энергии (солнечной, внутриатомной и др.). Такие механизмы могут работать очень долго, до механич. износа деталей, но считать их В. д. нельзя.

● Планк М., Принцип сохранения энергии, пер. с нем., М.— Л., 1938; Кудрявцев П. С., История физики, т. 2, М., 1956.

ВЕЩЕСТВО́, вид материи, обладающей *массой покоя*. В конечном счёте В. слагается из элем. ч-ц, масса покоя к-рых не равна нулю (в осн. из эл-нов, протонов и нейтронов). В классич. физике В. и *поле физическое* противопоставлялись друг другу как два вида материи, у первого из к-рых структура дискретна, а у второго — непрерывна. Квант. физика, внедрившая идею двойственной корпускулярно-волновой природы любого микрообъекта (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*), привела к нивелированию этого представления. Выявление тесной взаимосвязи В. и поля привело к углублению представлений о структуре материи. На этой основе были строго разграничены понятия В. и материи, отождествлявшиеся в науке на протяжении многих веков.

И. С. Алексеев.

ВЗАИМНАЯ ИНДУКТИ́ВНОСТЬ, см. *Индуктивность взаимная*.

ВЗАИМНАЯ ИНДУ́КЦИЯ, см. *Индукция взаимная*.

ВЗАИМНОСТИ ПРИ́НЦИП (взаимности теорема), устанавливает перекрёстную связь между двумя источниками и создаваемыми ими полями в местах расположения источников для одной и той же линейной системы (среды). В. п. выполняется для разнообразных систем (механич., электрич., акустич., магнитных и др.), описываемых широким классом линейных дифф. и разностных ур-ний (Лапласа, Гельмгольца, волновым, диффузии, Клейна — Гордона и пр.). Впервые В. п. был сформулирован нем. учёным Г. Гельмгольцем (1860), а затем обобщён англ. физиком Дж. У. Рэлеем (1873) и голл. физиком Х. Лоренцем (1896).

Согласно В. п., если металлич. тело, несущее пост. электрич. заряд Q_1, создаёт на втором изолированном металлич. теле потенциал φ_{12}, то, если придать второму телу заряд Q_2, создаваемый им потенциал на свободном от заряда первом теле φ_{21} будет равен:

$$\varphi_{21}=\varphi_{12}Q_2/Q_1. \qquad (1)$$

Для двух электрич. диполей с моментами $\boldsymbol{\mathcal{P}}_1$, $\boldsymbol{\mathcal{P}}_2$ и создаваемых ими в *диэлектрике* электрич. полей $\boldsymbol{E}_{12}$, $\boldsymbol{E}_{21}$ В. п. выражается соотношением:

$$\boldsymbol{\mathcal{P}}_1\boldsymbol{E}_{21}=\boldsymbol{\mathcal{P}}_2\cdot\boldsymbol{E}_{12}. \qquad (2)$$

Ф-ла (2) справедлива и для полей, гармонически изменяющихся во времени, если только под $\boldsymbol{\mathcal{P}}$ и $\boldsymbol{E}$ подразумевать их *комплексные амплитуды*. В общем случае источников эл.-магн. поля, задаваемых через плотности перем. токов j_1 и j_2, В. п. записывается в интегр. форме:

$$\int_V \boldsymbol{j}_1\boldsymbol{E}_{21}\,dV_1=\int \boldsymbol{j}_2\boldsymbol{E}_{12}\,dV_2. \qquad (3)$$

Соотношения (2), (3) несправедливы для *гиротропных сред* (*плазма* в магн. поле, *ферриты*), однако ими можно пользоваться, если источники задавать в разных средах, отличающихся направлением внеш. магн. поля.

В. п. позволяет обобщить *Кирхгофа закон излучения* о связи излучат. и поглощат. способностей на произвольные электродинамич. системы. Из В. п. следует, в частности, совпадение диаграмм направленности *антенны* в режимах передачи и приёма. Теорема Шокли — Рамо о токах, наводимых на электродах движущимся зарядом, была первым применением В. п. в электронике. В теории линейных цепей В. п. (при перестановке эдс из одной ветви цепи в другую в первой ветви получается тот же ток, что тёк ранее во второй) помогает расшифровать структуры сложных цепей разной природы.

● Фурдуев В. В., Теоремы взаимности в механических, акустических и электромеханических четырехполюсниках, М.— Л., 1948; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1958—60.

И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.

ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ в физике, воздействие тел или ч-ц друг на друга, приводящее к изменению состояния их движения. В механике Ньютона взаимное действие тел друг на друга количественно характеризуется силой. Более общей хар-кой В. явл. потенц. энергия. Первоначально в физике утвердилось представление о том, что В. между телами может осуществляться непосредственно через пустое пр-во, к-рое не принимает участия в передаче В., передача В. происходит мгновенно. Так, считалось, что перемещение Земли должно сразу же приводить к изменению силы тяготения, действующей на Луну. В этом состояла т. н. концепция д а л ь н о д е й с т в и я. Эти представления были оставлены как не соответствующие действительности после открытия и исследования эл.-магн. поля. Было доказано, что В. электрически заряж. тел осуществляется не мгновенно и перемещение одной заряж. ч-цы приводит к изменению сил, действующих на др. ч-цы, не в тот же момент, а лишь спустя конечное время. Каждая электрически заряж. ч-ца создаёт эл.-магн. поле, действующее на др. ч-цы, т. е. В. передаётся через «посредника» — эл.-магн. поле. Скорость распространения эл.-магн. поля равна скорости света в пустоте: ≈300 000 км/с. Возникла новая концепция — концепция б л и з к о д е й с т в и я, к-рая затем была распространена и на любые др. В. Согласно этой концепции, В. между телами осуществляется посредством тех или иных полей (напр., *тяготение* — посредством гравитац. поля), непрерывно распределённых в пр-ве.

После появления квант. теории поля представление о В. существенно изменилось. Согласно этой теории, любое поле явл. не непрерывным, а имеет дискр. структуру. Вследствие *корпускулярно-волнового дуализма*, каждому полю должны соответствовать определ. ч-цы. Так, заряж. ч-цы непрерывно испускают и поглощают *фотоны*, к-рые и образуют окружающее их эл.-магн. поле. Эл.-магн. В. в квант. теории поля явл. результатом обмена ч-ц фотонами — квантами эл.-магн. поля, т. е. фотоны явл. переносчиками этого В. Аналогично др. виды В. возникают в результате обмена ч-ц квантами соответствующих полей (см. *Квантовая теория поля*).

Несмотря на разнообразие воздействий тел друг на друга (зависящих от В. слагающих их элем. ч-ц), в природе, по совр. данным, имеется лишь четыре типа фундам. В. Это (в порядке возрастания интенсивности В.): гравитационное В., *слабое взаимодействие*, *электромагнитное взаимодействие*, *сильное взаимодействие*. Интенсивности В. определяются *константами связи* (в частности, для эл.-магн. В. константой связи явл. электрич. заряд).

Совр. квант. теория эл.-магн. В. превосходно описывает все известные эл.-магн. явления. В 60—70-х гг. в осн. построена единая теория слабого и эл.-магн. вз-ствий (т. н. электрослабое В.) *лептонов* и *кварков*. Совр. теорией сильного В. явл. *квантовая хромодинамика*. Делаются попытки объединения электрослабого и сильного В. (т. н. «*Великое объединение*»), а также включения в единую схему гравитац. В.

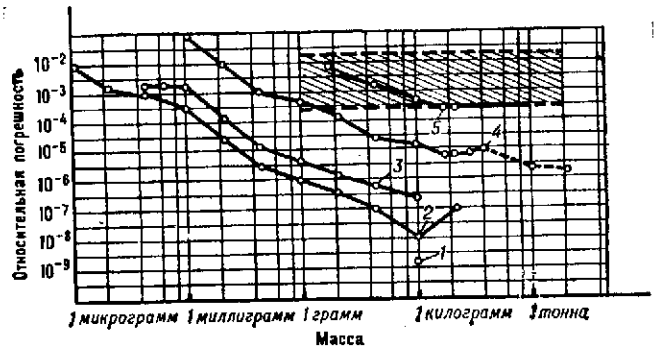
● Григорьев В. И., Мякишев Г. Я., Силы в природе, 5 изд., М., 1977. См. также лит. при ст. *Поля физические* и *Квантовая теория поля*.

Г. Я. Мякишев.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКА С ЭЛЕКТРОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ, см. *Акустоэлектронное взаимодействие*.

ВЗВЕШИВАНИЕ, определение массы тел при помощи весов. Высокая точность при В. достигается учётом всех возможных погрешностей весов, гирь, применяемого метода В., а также погрешностей, обусловленных влиянием внеш. условий (действием аэростатич., электрич. и магн. сил, колебаниями темп-ры и влажности воздуха и др.). Пределы допускаемых погрешностей весов разных типов и гирь приведены в ст. *Весы* и *Гири*. При В., не требующем высокой точности (когда не учитывается влияние аэростатич. и др. сил), обычно пользуются методом прямого В.: масса тела принимается равной алгебр. сумме масс гирь, уравновешивающих тело, и показаний отсчётного устройства весов. В этом случае в результат В. на равноплечных весах полностью входит погрешность из-за неравноплечности коромысла. Более высокая точность при прямом В. достигается на одноплечных весах, исключающих эту погрешность, т. к. взвешиваемое тело и уравновешивающие его гири находятся на одном и том же плече коромысла. Для исключения погрешностей из-за неравноплечности коромысла при В. на равноплечных весах применяют т. н. методы точного В. Метод замещения (метод Борда) заключается в том, что после уравновешивания тела тарным грузом (обрезками металла, дробью и т. п.), помещённым на другом плече коромысла, тело снимают с весов и на его место помещают гири в таком кол-ве, чтобы привести весы в положение, близкое к исходному положению равновесия. Массу взвешиваемого тела определяют по массе гирь и по показанию весов, соответствующему неуравновешенной гирями части массы. В методе Д. И. Менделеева на одну из чашек помещают гири в кол-ве, соответствующем предельной нагрузке весов, а на другую чашку — тарный груз, уравновешивающий гири. Взвешиваемое тело помещают на чашку с гирями, снимая при этом столько гирь, чтобы весы пришли в положение, близкое к исходному положению равновесия. Массу взвешиваемого тела определяют по массе снятых гирь и по показанию весов. Метод двойного В. (метод Гаусса) состоит в повторном прямом В. после перестановки тела и гирь с одной чашки весов на другую. Масса тела $M=\frac{1}{2}(M_1+M_2)$, где M_1 и M_2 — результаты двух прямых В.

По точности все три метода равноценны. Выбор метода зависит от конструкции весов и условий В. При особо точных В. не только применяют методы точного В., но и учитывают погрешности гирь. Для упрощения оценки погрешности, обусловленной влиянием аэростатич. сил, возникающих из-за неравенства объёмов взвешиваемого тела и гирь (см. *Архимеда закон*), для всех гирь, за исключением эталонных, принимают условную плотность материала, равную $8{,}0\cdot10^3$ кг/м³ (независимо от того, из какого материала они изготовлены). В принципе В. (определение массы) может быть осуществлено на основе любого физ. эффекта, объединяющего силовое или инерционное проявление массы с изменением к.-л. физ. величины (электрич. тока, магн. поля, оптич. характеристик в-в и т. д.). На рисунке графически показаны достигнутые точности взвешиваний в разл. областях науки, техники и нар. х-ва.



Хар-ки точности измерений массы в зависимости от её величины и метода измерения: *1* — сличения гос. эталона ед. массы (килограмма); *2* — метрологич. исследования; *3* — аналитич. исследования высшей точности; *4* — технич. взвешивания повыш. точности, взвешивания драгоценных металлов; *5* — торговые и хозяйственные взвешивания; заштрихованная область — взвешивание на автоматич., крановых и др. технологич. весах и дозаторах.

● Рудо Н. М., Лабораторные весы и точное взвешивание, М., 1963; Смирнова Н. А., Единицы измерений массы и веса в Международной системе единиц, М., 1966.

Н. А. Смирнова.

ВЗРЫВ, очень быстрое выделение энергии в ограниченном объёме, связанное с внезапным изменением состояния в-ва и сопровождаемое обычно разбрасыванием окружающей среды. Наиболее характерными явл. В., при к-рых на первом этапе внутренняя химическая (или ядерная) энергия превращается в тепловую. По сравнению с обычным топливом хим. взрывчатые в-ва (ВВ) обладают небольшим тепловыделением [$\sim4\cdot10^3$ кДж/кг (или $\sim10^3$ ккал/кг)], но из-за малого времени хим. превращения ($\sim10^{-5}$ с), к-рое происходит без участия кислорода воздуха, в-во не успевает разлететься в процессе В. и образует газ с высокой темп-рой ($2\cdot10^3$—$4\cdot10^3$К) и давлением до 10 ГПа (10^5атм). Расширение газа приводит в движение окружающую среду — возникает *взрывная волна*, скорость распространения которой вблизи очага В. достигает несколько км/с. Взрывная волна оказывает механическое действие на окружающие объекты.

При определ. темп-рах, давлении и др. параметрах конденсиров. ВВ и взрывоопасные газовые смеси могут храниться длит. время — хим. реакции в них при этих условиях практически не идут. Однако при небольших изменениях указанных параметров может произойти резкий переход от крайне медленного протекания хим. реакции к её прогрессивному самоускорению (автоускорению), т. е. к возникновению В. или к самовоспламенению (см. *Горение*). Наличие таких критич. условий — характерная черта хим. ВВ.

Тепловой В. осуществляется в условиях, когда оказывается невозможным тепловое равновесие между реагирующим в-вом и окружающей средой. При достаточно больших значениях энергии активации E (разностях между ср. энергией ч-ц, вступающих в хим. реакцию, и ср. энергией всех ч-ц в реагирующей системе) скорость хим. реакции w быстро возрастает с увеличением темп-ры T ВВ по закону Аррениуса: $w\sim z\exp(-E/RT)$, где R — универсальная газовая постоянная, z — предэкспоненц. множитель, значение к-рого зависит от механизма элем. акта реакции. Таким же образом растёт и скорость тепловыделения Q_+ в объёме в-ва V:

$$Q_+\sim Vqz\exp(-E/RT)$$

(q — тепловой эффект реакции). Теплоотвод же во внеш. среду Q_- через поверхность S зависит от T гораздо слабее:

$$Q_- \sim \frac{\lambda}{r}(T-T_0)S$$

(λ — коэфф. теплопроводности, r — линейный размер тела, T_0 — темп-ра среды). Условию теплового равновесия соответствует равенство $Q_+=Q_-$, т. е. выделяющаяся в ходе реакции теплота должна полностью отводиться через поверхность ВВ. Вследствие сильной нелинейности ф-ции тепловыделения $Q_+(T)$

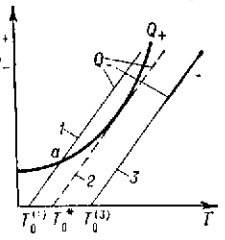


Рис. 1. Диаграмма Семёнова.

такое равновесие не всегда возможно. На рис. 1 приведены графики скоростей тепловыделения Q_+ и теплоотвода Q_- (прямые *1—3*) при различных T_0 (диаграмма Семёнова). При низких T_0 (подкритич. состояние) графики $Q_+(T)$ и $Q_-(T)$ пересекаются. Точка их пересечения *a* соответствует медленному течению реакции при темп-ре T, мало отличающейся от $T_0^{(1)}$. При повышении T_0 прямые теплоотвода смещаются вправо, и при нек-рой критич. темп-ре T_0^* прямая *2* касается $Q_+(T)$, точка пересечения отсутствует, и, следовательно, тепловое равновесие невозможно. Если $T_0>T_0^*$ (надкритич. состояние), хим. экзотермич. реакция самоускоряется — выделение теплоты приводит к повышению T, что, в свою очередь, увеличивает скорость тепловыделения — возникает тепловой В.

Условие возникновения теплового В. формулируется в виде неравенства $\delta>\delta^*$, где безразмерный параметр δ зависит от величин, характеризующих хим. реакцию, условия теплоотвода и размеры тела:

$$\delta=\frac{E}{RT_0^2}\frac{q}{\lambda}r^2z\exp(-E/RT_0),$$

а δ^* — число, определяемое только формой тела (напр., для шара $\delta^*=3{,}32$, причём в этом случае r — радиус шара). Тепловой В. выражен тем ярче, чем лучше выполняются неравенства $RT_0/E\ll 1$ и $cRT_0^2/(Eq)\ll 1$ (c — теплоёмкость ВВ). Если эти неравенства выполняются плохо, тепловой взрыв вырождается — одновременно с ростом T происходит быстрое выгорание исходного в-ва, к-рое смазывает картину В.

Ценной В. осуществляется в таких системах, где хим. реакция развивается как разветвлённая цепная реакция, в процессе к-рой возникают большие концентрации (сравнимые с концентрациями исходных в-в) активных ч-ц — радикалов, ведущих реакцию. В простейшем случае скорость изменения концентрации n радикалов описывается ур-нием:

$$dn/dt=w_0+(f-g)n,$$

где t — время, w_0 — скорость спонтанного зарождения радикалов, f и g — факторы разветвления и обрыва цепей. От знака $\varphi=f-g$ зависит ход

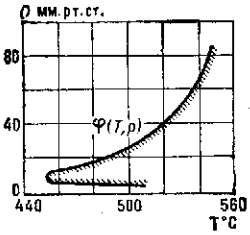


Рис. 2. Область самовоспламенения стехиометрич. смеси водорода с кислородом (заштрихована).

цепного процесса. При $\varphi<0$ концентрация активных центров $n=w_0/|\varphi|$, ничтожна из-за малой скорости их зарождения, и реакция практически не идёт. Если $\varphi>0$, число активных центров лавинообразно (экспоненциально) растёт. Критич. условие $\varphi=0$ соответствует возникновению цепного В. Кривая $\varphi(T,p)=0$ (p — давление; рис. 2) ограничивает область самовоспламенения, имеющую обычно вид полуострова. Границы «полуострова» наз. верхним и нижним пределами цепного В.

Тепловой и цепной режимы протекания В. могут осуществляться и при яд. превращениях — реакциях синтеза и деления ядер (см. *Ядерный взрыв*).

В. могут быть вызваны резкими внеш. воздействиями — ударом, трением, ударной волной, возникшей при В. другого заряда. Причиной В. при ударе, по-видимому, явл. локальный разогрев в-ва. Ударная волна вызывает специфич. вид взрывного превращения, к-рое происходит не одновременно по всему заряду, а распространяется в пр-ве с пост. скоростью,— возникает *детонация*.

К В. относятся также процессы, в к-рых выделяется не внутр. энергия в-ва, а энергия внеш. источника. Примерами могут служить В. при ударе тел, движущихся с большими скоростями (падение крупных метеоритов); В. проволочек металла, испаряемых под действием сильного импульса электрич. тока; В. в среде, в к-рой сфокусировано мощное лазерное излучение (лазерная искра); В. при внезапном освобождении сжатого газа (разрушение стенок газовых баллонов) и т. п.

В. используют в геологии, при строительстве плотин, каналов, тоннелей, в военном деле. Действие В. может быть усилено в определ. направлении (см. *Кумулятивный эффект*).

В научных исследованиях при помощи В. достигаются экстремально высокие значения p, T и плотностей в-на ρ. Его используют для получения магн. полей высокой напряжённости, для осуществления фазовых переходов и получения новых в-в (см. *Давление высокое*).

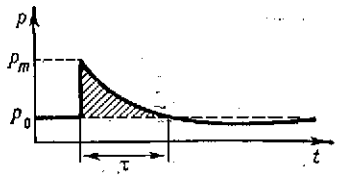
При эксперим. исследовании взрывных процессов изучаются энерговыделение разл. в-в, хар-ки взрывных и детонационных волн и распределение в них физ. параметров (p, ρ, T, спектр. состава эл.-магн. излучения, скорости хим. реакций). Для изучения В. создана спец. аппаратура — высокоскоростные киносъёмочные аппараты, электронные приборы, позволяющие следить за развитием процессов, протекающих за чрезвычайно малые промежутки времени (до 10^{-11} с).

● Семенов Н. Н., Цепные реакции, Л., 1934; Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, М.— Л., 1947; Физика взрыва, 2 изд., М., 1974; Зельдович Я. Б., Компанеец А. С., Теория детонации, М., 1955; Щелкин К. И., Трошин Я. К., Газодинамика горения, М.,1963; Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981.

Б. В. Новожилов.

ВЗРЫВНА́Я ВОЛНА́, порождённое *взрывом* движение среды. Под воздействием высокого давления газов, образовавшихся при взрыве, окружающая очаг взрыва среда испытывает сжатие и приобретает большую скорость. Движение передаётся от одного слоя к другому, так что область, охваченная В. в., быстро расширяется. Скачкообразное изменение состояния в-ва на фронте В. в., наз. *ударной волной*, распространяется со сверхзвук. скоростью.

Осн. параметрами, характеризующими В. в., являются макс. давление



Взрывная волна в воздухе. Зависимость давления p в нек-рой точке от времени t: p_0 — исходное давление; τ — время действия; p_m — давление на фронте волны.

p_m, время действия τ и импульс $s=\int_0^\tau p(t)dt$. По мере удаления от места взрыва макс. давление и импульс уменьшаются, а время действия растёт (рис.).

В. в. обладают св-вом подобия. Расстояние r, на к-ром волна имеет заданную интенсивность, связано с энергией взрыва q соотношением $r\sim\sqrt[3]{q}$, а макс. давление и импульс имеют вид:

$$p_m=f\left(\sqrt[3]{q}/r\right),\quad s=\sqrt[3]{q}\,\varphi\left(\sqrt[3]{q}/r\right).$$

Хотя ф-ции f и φ в большинстве случаев неизвестны, приведённые соотношения позволяют методом моделирования решать мн. задачи о воздействии В. в. на среду.

На больших расстояниях от места взрыва В. в. вырождается в звуковую (или упругую в тв. среде) волну.

● См. лит. при ст. *Взрыв.*

ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ, испускание интенсивного электронного потока, обусловленное переходом в-ва катода (металлич. острия) из конденсиров. фазы в плотную *плазму* в результате разогрева локальных областей катода. Переход металл — плазма инициируется взрывом металла, к-рый чаще всего происходит за счёт разогрева металла током *автоэлектронной эмиссии* большой плотности ($j=10^8$—10^9 А/см^2). При этом время до взрыва t в $\approx A/j^2$, где A — коэфф., определяемый теплофиз. св-вами катода. Нач. взрыв и дальнейшая В. э. э. сопровождаются образованием у катода плазмы, к-рая расширяется со скоростью $v\sim10^6$ см/с. Ток В. э. э. при взрыве одиночного острия $I=3{,}7\cdot10^{-5}U^{3/2}\frac{vt}{d-vt}$, где U — напряжение между катодом и анодом в процессе В. э. э., d — расстояние между ними, t — время. В. э. э. сопровождается уносом материала с катода. Для уменьшения этого эффекта необходимо уменьшать электронный ток. Однако если этот ток становится меньше нек-рой критич. величины, то В. э. э. прекращается. В. э. э. используется в *сильноточных ускорителях* эл-нов и импульсных источниках рентг. лучей высокой интенсивности.

● Месяц Г. А., Генсрирование мощных наносекундных импульсов, М., 1974; Бугаев С. П. [и др.], Взрывная эмиссия электронов, «УФН», 1975, т. 115, в 1, с. 101; Месяц Г. А., Фурсей Г. Н., Взрывная электронная эмиссия начальных стадий вакуумных разрядов, в кн.: Ненакаливаемые катоды, М., 1974. *Г. А. Месяц.*

ВИБРАЦИО́ННЫЕ СПЕ́КТРЫ, то же, что *колебательные спектры.*

ВИБРАЦИО́ННЫЙ ЭЛЕКТРОИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИ́ЗМ, электромагнитный преобразователь (резонансного типа) электрич. колебаний в механические. Применяется как составная часть частотомеров и нуль-индикаторов (вибрац. *гальванометров* в мостовых и компенсац. схемах перем. тока низкой частоты — до 100 Гц).

В. э. м. представляет собой электромагнит, поле к-рого воздействует на подвижную часть механизма — стальную пластину, мембрану, нить и т. п. Если удвоенная частота перем. тока, протекающего через обмотку электромагнита, оказывается равной частоте собств. колебаний подвижной части или близкой к ней, то амплитуда её колебаний резко увеличивается. Частотомер на основе В. э. м. представляет собой сочетание электромагнита, возбуждаемого электрич. током, частота к-рого измеряется, с набором стальных вибрац. пластинок, частоты собств. колебаний к-рых образуют дискр. ряд с шагом не менее 0,2 Гц. Относит. погрешность измерений таких частотомеров $\sim1\%$.

● Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке, Е. М. Душина, 5 изд., Л., 1980; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977. *В. П. Кузнецов.*

ВИГНЕРОВСКАЯ КРИСТАЛЛИЗА́ЦИЯ, образование периодич. пространств. структуры в электронном газе *твёрдого тела.* Предсказана амер. физиком Ю. П. Вигнером (E. P. Wigner) в 1934. В. к. возможна, когда при низких темп-рах энергия кулоновского расталкивания эл-нов превосходит их кинетич. энергию. Представление о В. к. используется при интерпретации фазовых переходов металл—диэлектрик, в теории сильно легиров. *полупроводников,* при изучении поверхности тв. тел, а также эл-нов над поверхностью жидкого гелия и др.

● См. лит. при ст. *Твёрдое тело.*

ВИДЕМАНА ЭФФЕ́КТ, возникновение деформации кручения у ферромагн. стержня, по к-рому течёт электрич. ток, при помещении стержня в продольное магн. поле. Открыт в 1858 нем. физиком Г. Видеманом (G. Wiedemann). В. э.— одно из проявлений *магнитострикции* в поле, образованном сложением продольного магн. поля и кругового магн поля, создаваемого электрич. током. Если электрич. ток (или магн. поле) явл. переменным, то в стержне возбуждаются крутильные колебания.

ВИДЕМАНА — ФРА́НЦА ЗАКО́Н утверждает, что отношение коэфф. теплопроводности $\varkappa$ к уд. электропроводности σ для металлов при одинаковой темп-ре постоянно: $\varkappa/\sigma=$ =const. Установлен в 1853 экспериментально нем. физиками Г. Видеманом и Р. Францем (R. Franz). В 1881 дат. физик Л. Лоренц экспериментально показал, что это отношение пропорц. Т: $\varkappa/\sigma=LT$, где L — число Лоренца, одинаковое практически для всех металлов при комнатной и более высоких темп-рах T. В.— Ф. з. впервые был объяснён нем. физиком П. Друде (1902), к-рый рассматривал эл-ны в металле как газ и применил к нему методы кинетич. теории *газов* (электро- и теплопроводность металлов обусловливается в осн. движением свободных эл-нов). В дальнейшем на базе квант. статистики для L было получено выражение:

$$L=\frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2=2{,}45\cdot10^{-8}\ \text{ВтОм/К}^2,$$

где e — заряд эл-на. При комнатной темп-ре наблюдаемые значения L хорошо согласуются (за нек-рым исключением, напр. для Be) с теоретическими. Отклонение эксперим. значений L от теоретических совр. теория объясняет неупругостью столкновений эл-нов проводимости с *колебаниями кристаллической решётки.*

● См. лит. при ст. *Металлы.*

ВИДЕОИМПУЛЬС, см. в ст. *Импульсный сигнал.*

ВИ́ДИМОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (видимый свет, свет), область спектра эл.-магн. колебаний, непосредственно воспринимаемая человеческим глазом. Характеризуется длинами волн в диапазоне от 400 до 760 нм. См. *Свет* (в узком смысле).

ВИ́ДИМОЙ РЕ́ЧИ ПРИБО́Р, прибор для наблюдения и регистрации изображений, показывающих изменение во времени спектра сложных звуков, в т. ч. звуков *речи.* Осн. идея В. р. п.— представление звуков речи в виде плоскостной картины в прямоуг. координатах время — частота. Интенсивность каждой частотной составляющей сложного звука в данный момент времени отображается плотностью почернения чувствит. слоя фотоматериала, электрохим. бумаги или яркостью свечения люминофора.

В. р. п. регистрирующего типа применяются при спектр. анализе нестационарных (изменяющихся во времени) звуков. Состоят они из записывающей и воспроизводящей части *А*

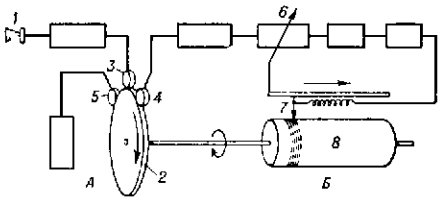


Схема прибора видимой речи регистрирующего типа: *1* — микрофон; *2* — магнитофон; *3*, *4* и *5* — записывающая, воспроизводящая и стирающая головки; *6* — полосовой фильтр; *7* — записывающее устройство; *8* — барабан.

и анализирующей части *Б* (рис.). Звук записывают в течение определ. отрезка времени (неск. с) на магнитофон, а затем его многократно воспроизводят. С помощью полосового фильтра анализирующей части поочерёдно выделяют все частотные составляющие этого звука и подают на записывающее устройство, где на бланке из фотоматериала или электрохим. бумаги получают почернение, тем большее, чем сильнее в сигнале выражены частоты, соответствующие данной полосе пропускания фильтра. При каждом обороте барабана на бланке образуется «строка» с изменяющимся почернением, соответствующим изменению во времени спектр. интенсивности звука в этой полосе. Воспроизводя анализируемый звук большое число раз и меняя каждый раз частоту пропускания фильтра, получают совокупность последоват. строк, дающих картину изменения спектра во времени, по частоте и уровню интенсивности.

В. р. п., в к-ром изображение получается на слое люминофора, применяется в эксперим. лингвистике и в педагогич. практике при изучении иностр. языков, при обучении глухонемых и исправлении недостатков речи. Этот прибор работает в реальном масштабе времени, т. к. для

анализа в нём используют комплект параллельно включённых полосовых фильтров, охватывающих весь анализируемый частотный диапазон.

● Беранек, Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952.

ВИДНОСТЬ (устар.), то же, что *спектральная световая эффективность*.

ВИЗУАЛИЗА́ЦИЯ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕ́Й, методы получения видимой картины распределения величин, характеризующих *звуковое поле*. В. з. п. применяется для изучения звук. полей сложной формы, для целей дефектоскопии и медицинской диагностики, а также для визуализации акустич. изображений предметов, к-рые получены либо с помощью акустич. фокусирующих систем (звук. оптика), либо с помощью *голографии акустической*. Простейший пример В. з. п.— *Хладни фигуры*.

Методы В. з. п. можно разбить на три группы: 1) методы, использующие основные, линейные хар-ки звук. поля — *звуковое давление*, *колебательные смещения* частиц, перем. плотность среды; 2) методы, основанные на квадратичных эффектах — на деформации водной поверхности под действием пондеромоторных сил акустич. поля, *акустических течениях*, эффекте *диска Рэлея*; 3) методы, использующие вторичные эффекты, возникающие при распространении звук. волн достаточной интенсивности в жидкости: тепловые эффекты, ускорение процессов диффузии, воздействие УЗ на фотослой, дегазация жидкости, акустич. *кавитация*.

В методах первой группы для получения картины распределения звук. давления самый распространённый приём — сканирование исследуемого поля миниатюрным приёмником звука, напряжение на выходе к-рого модулирует яркость перемещаемого синхронно с ним точечного источника света. Этот метод обычно используют в диапазоне частот до 100 кГц. Более современный вариант подобного метода В. з. п., используемый в диапазоне частот от 100 кГц до неск. десятков МГц, осуществляется в электронно-акустич. преобразователях: распределение звук. давления преобразуется с помощью пьезоэлектрич. пластинки в соответствующее распределение электрич. потенциала на её поверхности, к-рое считывается электронным лучом и преобразуется с помощью *электроннолучевого осциллографа* (кинескопа) в видимое изображение звук. поля.

Изменение плотности среды в звук. поле приводит к изменению показателя преломления для световых лучей; оно может быть выявлено чисто оптич. приёмами, как, напр., *теневым методом*, методом фазового контраста, *дифракцией света на ультразвуке*, методом акустич. голографии и др.

Среди методов второй группы наибольшее распространение получил метод поверхностного рельефа, основанный на св-ве свободной поверхности жидкости вспучиваться под действием падающего на неё изнутри жидкости звук. пучка. Получающийся рельеф хорошо виден при косом освещении. Для реализации метода диска Рэлея в смеси воды и ксилола образуют взвесь мельчайших чешуек лёгкого металла (напр., алюминия). В отсутствии звука эти чешуйки ориентированы беспорядочно, образуя при освещении матово-серую поверхность, а под действием звук. волны часть из них принимает определ. ориентацию, в результате чего на сером фоне появляется видимое изображение звук. поля.

В третьей группе методов следует отметить тепловое воздействие УЗ и его способность ускорять процессы диффузии. Для реализации теплового метода в исследуемое поле помещают тонкий экран из хорошо поглощающего звук материала. Неравномерный нагрев экрана под действием УЗ может быть визуализирован разл. способами: применением термочувствит. красок и *жидких кристаллов*, нанесённых тонким слоем на поглощающий экран; использованием электронно-оптич. преобразователей, чувствительных к ИК излучению; возбуждением или гашением люминесценции и пр.

На способности УЗ ускорять процессы диффузии основаны фотодиффуз. методы. Предварительно засвеченная фотобумага погружается в разбавленный р-р проявителя; в местах, на к-рые действовал УЗ, диффузия проявителя в желатину сильно ускоряется и бумага быстро чернеет.

● Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. 3, § 4, гл. 6, § 4; Розенберг Л. Д., Визуализация ультразвуковых изображений, «Вестник АН СССР», 1958, № 3, с. 33; Эльпинер И. Е., Ультразвук. Физ.-химич. и биол. действие, М., 1963.

ВИЗУАЛИЗА́ЦИЯ ИЗОБРАЖЕ́НИЙ, методы преобразования двухмерного распределения нек-рого параметра физ. поля невидимого для человеческого глаза излучения предмета (ИК, УФ, рентгеновского, УЗ и др.) в видимое (чёрно-белое или цветное) изображение. При этом яркость или цвет элемента видимого изображения соответствует определ. величине параметра невидимого изображения, напр. давлению УЗ поля (см. *Визуализация звуковых полей*), энергетич. освещённости для ИК и УФ диапазонов и др. В ряде случаев возможна В. и. не только по распределению интенсивности, но и по распределению фазы (см. *Фазовый контраст*) или поляризации (см. о поляризац. микроскопе в ст. *Микроскоп*). В зависимости от диапазона невидимого излучения и его действия на *приёмники оптического излучения* существует неск. методов В. и.

Для излучений в рентг., УФ и ближней ИК (до 1,3 мкм) области спектра применим фотографический метод, основанный на фотохим. действии излучения на приёмник (фотопластинки, фотоплёнки и др. виды фотослоёв). В УФ и рентг. областях используются также люминесцентные экраны (иногда в комбинации с электронно-оптич. усилителем яркости изображения), телевиз. трубки.

В ближней ИК области широко применяется также фотоэлектрический метод В. и., основанный на изменении фотопроводимости приёмника при ИК облучении. Приборами, использующими этот метод В. и., явл. *электронно-оптические преобразователи*. В более длинноволновой ИК области (до 14 мкм) используются системы тепловидения, основанные на температурной зависимости св-в чувствит. элемента системы, нагревающегося при поглощении ИК излучения. В кач-ве температурно-чувствит. материалов используются крист. люминофоры (люминесцентные экраны с тепловым *тушением люминесценции* под действием ИК излучения и даже СВЧ диапазона), тонкие плёнки *полупроводников* и *пироэлектриков*, магнитные тонкие плёнки, холестерические *жидкие кристаллы* и др. (см. *Тепловидение*).

Развиваются методы В. и., основанные на параметрич. преобразовании частоты ИК излучения в нелинейных кристаллах при накачке лазерным излучением в видимое излучение (см. также *Голография*).

Совр. тепловизоры со сканированием позволяют производить без к.-л. подсветки В. и. объектов, темп-ра к-рых на 0,1—0,2 °С превышает фоновую (обычно комнатную). Несканирующие методы В. и. при чувствительности 10^{-4}—10^{-6} Вт/см^2 и разрешении до 10—20 штрихов/мм нашли применение в ИК голографии, дефектоскопии и лазерных исследованиях.

● Ллойд Дж., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Козелкин В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 2 изд., М., 1974. *В. Н. Синцов.*

ВИ́ЛЛАРИ ЭФФЕ́КТ (магнитоупругий эффект), влияние механич. деформаций (растяжения, кручения, изгиба и т. д.) на *намагниченность* ферромагнетика. Открыт в 1865 итал. физиком Э. Виллари (E. Villari). При постоянном упругом напряжении, наложенном на ферромагн. образец, изменение (прирост) намагниченности образца с ростом магн. поля сначала увеличивается, затем проходит через максимум (точка Виллари) и в пределе убывает до нуля. В. э. обратен *магнитострикции*. Ферромагнетики (напр., Ni), к-рые при намагничивании сокращаются в размерах (обладают отрицат. магнитострикцией), при растяжении уменьшают свою намагниченность (отрицат. В. э.). Наоборот, растяжение ферромагнетиков с положит. маг-

нитострикцией, напр. стержня из сплава Ni (65%)—Fe (35%), приводит к увеличению их намагниченности (положит. В. э.). При сжатии знак В. э. меняется на обратный. В. э. в областях смещения и вращения (см. *Намагничивание*) объясняется тем, что при действии механич. напряжений изменяется доменная структура ферромагнетика — векторы намагниченности J_s доменов меняют свою ориентацию без изменения абс. величины J_s. Эти явления, как и магнитострикция в области техн. намагничивания, определяются магн. силами вз-ствия атомов в решётке (преобладанием магнитоупругой энергии над энергией магн. анизотропии кристалла). В. э. применяется для создания магн. материалов с особыми св-вами методом механич. деформации.

● См. лит. при ст. *Магнитострикция*.

Р. З. Левитин.

ВИЛЬСОНА КАМЕРА, прибор для наблюдения следов (т р е к о в) заряж. ч-ц. Основан на конденсации пересыщенного пара на ионах, образующихся вдоль траектории заряж. ч-цы. Ч-цы могут либо испускаться источником, помещённым внутри камеры, либо попадать в неё извне. Треки фотографируются неск. фотоаппаратами для получения стереоскопич. изображения. Природу и св-ва ч-цы можно установить по величине её пробега и импульсу, измеряемому по искривлению траекторий ч-ц в магн. поле, в к-рое помещена В. к. (рис.). В. к. сыграла важную роль в истории яд. физики. Изобретённая англ. физиком Ч. Вильсоном (Ch. Wilson) в 1912 (Ноб. пр. 1927), она на протяжении неск. десятилетий была единств. трековым детектором для регистрации яд. излучений. В 50—60 гг. она утратила значение, уступив

место *пузырьковым камерам* и *искровым камерам*.

● В и л ь с о н Д ж., Камера Вильсона, пер. с англ., М., 1954; Д а с Г у п т а Н., Г о ш С., Камера Вильсона и ее применения в физике, пер. с англ., М., 1947. См. также лит. при ст. *Детекторы*.

ВИНА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ, закон распределения энергии в спектре равновесного излучения в зависимости от абс. темп-ры T. Открыт нем. физиком В. Вином (W. Wien), к-рый в 1893 вывел ф-лу для общего вида распределения энергии в спектре равновесного излучения (названную впоследствии ф о р м у л о й В и н а):

$$u_\nu = \nu^3 f(\nu/T),$$

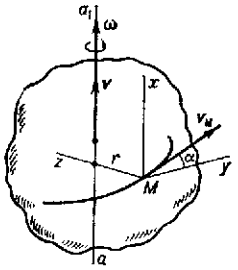
где u_ν — спектр. плотность энергии излучения, приходящаяся на единичный интервал частот ν, а f — нек-рая ф-ция от ν/T. В 1896 Вин получил зависимость u_ν от ν и T в явном виде:

$$u_\nu = C_1 \nu^3 e^{-C_2 \nu/T}$$

(C_1 и C_2 — постоянные коэффициенты). В. з. и. представляет собой предельный случай *Планка закона излучения* для больших ν (малых длин волн $\lambda = c/\nu$).

ВИНА ЗАКО́Н СМЕЩЕ́НИЯ, закон, утверждающий, что длина волны $\lambda_{макс}$, на к-рую приходится максимум энергии в спектре равновесного излучения, обратно пропорциональна абс. темп-ре T излучающего тела: $\lambda_{макс} T = b$ (b — постоянная Вина). В. з. с. является следствием формулы Вина (см. *Вина закон излучения*). Впервые получен нем. физиком В. Вином в 1893 из термодинамич. соображений.

ВИНТО́ВОЕ ДВИЖЕ́НИЕ, движение тв. тела, слагающееся из прямолинейного поступат. движения со скоростью



v и вращения с угл. скоростью ω вокруг оси aa_1, параллельной направлению скорости v (рис.). Когда направление оси aa_1 остаётся неизменным, тело, совершающее В. д., в механике наз. в и н т о м, а ось aa_1 — осью винта. Винт наз. правым, когда v и ω направлены так, как показано на рисунке, и левым, если направление v или ω изменить на противоположное. Расстояние, проходимое за один оборот любой точкой тела, лежащей на оси винта, наз. ш а г о м h винта, а величина $p = v/\omega$ — п а р а м е т р о м винта. Скорость v_M и ускорение w_M любой точки M винта, отстоящей от оси на расстоянии r, численно равны:

$$v_M = \sqrt{v^2 + r^2\omega^2},$$
$$w_M = \sqrt{w^2 + r^2(\varepsilon^2 + \omega^4)},$$

где w — ускорение поступат. движения тела вдоль оси aa_1, ε — угл. ускорение вращения вокруг этой оси.

Если v и ω постоянны, В. д. наз. равномерным. В этом случае шаг винта $h = 2\pi v/\omega = 2\pi p$ также постоянен, а любая точка винта, не лежащая на его оси, описывает винтовую линию.

Любое сложное движение свободного тв. тела слагается в общем случае из серии элем. или мгнов. В. д. При этом ось В. д., наз. м г н о в е н н о й в и н т о в о й о с ь ю, непрерывно изменяет своё направление в пр-ве и в самом движущемся теле.

С. М. Targ.

ВИНЬЕТИ́РОВАНИЕ (от франц. vignette — заставка), частичное затенение пучка лучей, проходящего через оптич. систему, обусловленное его ограничением *диафрагмами* системы. В. приводит к уменьшению освещённости изображения, даваемого системой, при переходе от центра к краю поля зрения. Степень понижения освещённости изображения в результате В. характеризуется коэфф. виньетирования, к-рый равен отношению телесных углов (или площадей поперечных сечений) двух проходящих через систему пучков световых лучей — наклонного и осевого, идущих от равноудалённых от системы точек. Коэфф. В. обычно выражается в %. В. полностью отсутствует только при совпадении плоскости входного л ю к а (см. *Поле зрения*) с плоскостью объекта (соотв. плоскости выходного люка с плоскостью изображения); при этом изображение резко ограничено. В зеркальных и *зеркально-линзовых системах* возможно В., вызванное наличием 2-го отражат. элемента, препятствующего распространению центр. лучей пучка.

В. играет существ. роль в фотообъективах. Обычно оно не превышает 30—40%, но в широкоугольных объективах может достигать 50—60%, в результате чего фотопластинка или фотоплёнка оказывается недоэкспонированной на краях. С возможностью В. необходимо считаться в *спектральном анализе*, напр. в случае, когда должна быть обеспечена равномерная по всей высоте освещённость изображения щели спектрографа.

ВИРИА́ЛА ТЕОРЕ́МА (нем. Virial, от лат. vires, мн. ч. от vis — сила), соотношение, связывающее ср. кинетич. энергию $\mathcal{E}_к$ системы ч-ц, движущихся в конечной области пр-ва, с действующими в ней силами:

$$\mathcal{E}_к = -\frac{1}{2}\overline{\Sigma_i \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i}, \qquad (*)$$

где $\boldsymbol{r}_i$ — радиус-вектор i-той ч-цы, $\boldsymbol{F}_i$ — сила, действующая на неё; черта сверху означает усреднение по достаточно большому промежутку времени. Сумма $\overline{\Sigma_i \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i}$ наз. в и р и а л о м К л а у з и у с а (нем. учёный Р. Клаузиус в 1870 доказал В. т. для класич. системы матер. точек). Если силы $\boldsymbol{F}$ характеризуются потенциалом $U(\boldsymbol{r})$ (силовое поле потенциально), то вместо (*) имеем:

$$\mathcal{E}_к = \frac{1}{2}\overline{\Sigma_i \boldsymbol{r}_i \nabla U(\boldsymbol{r}_i)}.$$

Для систем с $U \sim 1/r$ (взаимодействующие по закону Кулона заряж. ч-цы или ч-цы в поле тяготения) $\mathcal{E}_к = -U/2$. Отсюда следует, напр., что для косм. тела (звёзды и др.) его гравитац. энергия U_G отрицательна и по абс. значению вдвое больше кинетич. энергии поступат. теплового движения ч-ц в-ва (энергия вращат. движения молекул, энергия колебаний атомов в молекулах и др. виды энергии внутримол. и внутрнат. движения в это соотношение не входят). Полная энергия такой системы $\mathcal{E} = \mathcal{E}_к + U_G = -\mathcal{E}_к$, т. е. сообщение звезде энергии уменьшает энергию теплового движения её ч-ц (понижает темп-ру), а излучение энергии звездой приводит к увеличению кинетич. энергии ч-ц и увеличению темпры звезды (сжимаясь, звезда разогревается).

Для равновесной системы, обладающей, кроме кинетич. энергии молекул $\mathcal{E}_к$, кинетич. энергией турбулентного движения $\mathcal{E}_т$ и магн. энергией $\mathcal{E}_м$, В. т. записывается в виде:

$$2(\mathcal{E}_к + \mathcal{E}_т) + U_G + \mathcal{E}_м = 0.$$

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 1); Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971.

ВИРТУАЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕЩЕ́НИЯ, то же, что *возможные перемещения*.

ВИРТУА́ЛЬНЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ в квантовой теории, переходы физ. микросистемы из одного состояния в другое, связанные с рождением и уничтожением *виртуальных частиц*.

ВИРТУА́ЛЬНЫЕ СОСТОЯ́НИЯ в квантовой теории, короткоживущие промежуточные состояния микросистемы, в к-рых нарушается обычная связь между энергией, импульсом и массой системы (см. *Виртуальные частицы*). В. с. обычно возникают при столкновениях микрочастиц. Напр., столкновение нейтронов с протонами в существенной мере происходит путём образования и быстрого распада дейтрона и В. с.

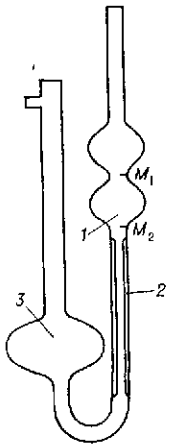
ВИРТУА́ЛЬНЫЕ ЧАСТИ́ЦЫ в квантовой теории, частицы, к-рые имеют такие же квант. числа (спин, электрич. и барионный заряды и др.), что и соответствующие реальные ч-цы, но для к-рых не выполняется обычная (справедливая для реальных ч-ц) связь между энергией ($\mathcal{E}$), импульсом (p) и массой (m) ч-цы: $\mathcal{E}^2 \neq p^2c^2 + m^2c^4$. Возможность такого нарушения вытекает из квант. *неопределённостей соотношения* между энергией и временем и может происходить лишь на малом промежутке времени (что препятствует эксперим. регистрации В. ч.); поэтому В. ч. существуют только в промежуточных (имеющих малую длительность) состояниях и не могут быть зарегистрированы. Особая роль В. ч. состоит в том, что они явл. переносчиками вз-ствия. Напр., два эл-на взаимодействуют друг с другом путём испускания одним эл-ном и поглощения другим виртуального фотона. Адроны при высоких энергиях в осн. взаимодействуют друг с другом путём обмена комплексом В. ч., наз. реджеоном (см. *Редже полюсов метод*). Каждый из этих последоват. актов (поглощения и испускания) невозможен без нарушения связи между импульсом и энергией.

● См. лит. при ст. *Квантовая теория поля*.

А. В. Ефремов.

ВИСКОЗИ́МЕТР (от позднелат. viscosus — вязкий и греч. metréō — измеряю), прибор для определения *вязкости*. Наиболее распространены В. капиллярные, ротационные, с движущимся шариком, ультразвуковые.

Определение вязкости капиллярными В. основано на *Пуазёйля законе* и состоит в измерении времени протекания известного кол-ва жидкости или газа через узкие трубки круглого сечения (капилляры) при заданном перепаде давления (рис.). В ротационных В. исследуемая вязкая среда находится в зазоре между двумя соосными телами (цилиндры, конусы, сферы, их сочетание), причём одно из тел (ротор) вращается, а другое неподвижно. Вязкость определяется по крутящему моменту при заданной угл. скорости или по угл. скорости при заданном крутящем моменте. Действие В. с движущимся шариком в трубке с исследуемой жидкостью основано на *Стокса законе*; вязкость определяется по скорости прохождения падающим шариком промежутков между метками на трубке В.



Стеклянный капиллярный вискозиметр: *1* — измерит. резервуар; *2* — капилляр; *3* — приёмный сосуд; M_1 и M_2 — метки, служащие для измерения времени истечения жидкости из измерит. резервуара.

Действие ультразвуковых В. основано на измерении скорости затухания колебаний пластинки из магнитострикц. материала, погружённой в исследуемую среду. Колебания возбуждаются короткими (~10—30 мкс) импульсами тока в катушке, намотанной на пластинку. При колебаниях пластинки в этой же катушке наводится эдс, пропорц. скорости пластинки, колебания к-рой затухают тем быстрее, чем больше вязкость среды. При уменьшении эдс до нек-рого порогового значения в катушку поступает новый возбуждающий импульс. Вязкость среды определяют по частоте следования импульсов.

Помимо В., позволяющих выразить результаты измерений в единицах динамич. или кинематич. вязкости, существуют В. для измерения вязкости жидкостей в условных единицах (напр., с). Такой В. представляет собой сосуд с калиброванной сточной трубкой; вязкость оценивается по времени истечения определ. объёма жидкости.

● Измерения в промышленности, пер. с нем., М., 1980.

ВИСКОЗИМЕТРИ́Я, раздел измерит. физики и техники, посвящённый изучению и разработке методов измерения *вязкости*. Разнообразие методов и конструкций приборов для измерения вязкости — *вискозиметров* — обусловлено широким диапазоном значений вязкости (от 10^{-5} Н·с/м² у газов до 10^{12} Н·с/м² у нек-рых полимеров), а также необходимостью измерять вязкость в условиях низких и высоких темп-р и давлений (напр., вязкость сжиженных газов, расплавленных металлов, водяного пара при высоких давлениях). Наиболее распространены методы В., основанные на *Пуазёйля законе*, *Стокса законе*, на изучении затухания периодич. колебаний пластины, помещённой в исследуемую среду, и др.

Особую группу образуют методы измерения вязкости в малых объёмах среды (микровязкость). Они основаны на наблюдении броуновского движения, подвижности ионов, диффузии ч-ц.

● Барр Г., Вискозиметрия, пер. с англ., Л.— М., 1938; Тарг С. М., Основные задачи теории ламинарных течений, М., 1951; Фукс Г. И., Вязкость и пластичность нефтепродуктов, М., 1951; Голубев И. Ф., Вязкость газов и газовых смесей, М., 1959. См. также лит. при ст. *Вискозиметр*.

ВИХРЕВО́Е ДВИЖЕ́НИЕ, движение жидкости или газа, при к-ром их малые элементы (ч-цы) перемещаются не только поступательно, но и вращаются около нек-рой мгновенной оси.

Подавляющее большинство течений жидкости и газа, к-рые происходят в природе или осуществляются в технике, представляет собой В. д. Напр., при движении воды в трубе имеет место В. д. как в случае *ламинарного течения*, так и в случае *турбулентного течения*. Вращение элем. объёмов обусловлено здесь тем, что на стенке из-за прилипания жидкости скорость её равна нулю, а при удалении от стенки быстро возрастает, так что скорости соседних слоёв значительно отличаются друг от друга. В результате тормозящего действия одного слоя и ускоряющего действия другого возникает вращение ч-ц, т. е. имеет место В. д. Примерами В. д. явл. также: вихри воздуха в атмосфере, к-рые часто принимают огромные размеры и образуют смерчи и циклоны; водяные вихри, к-рые образуются сзади устоев моста; воронки в воде реки и т. п.

Количественно В. д. можно охарактеризовать вектором $\boldsymbol{\omega}$ угл. скорости вращения ч-ц, к-рый зависит от координат точки в потоке и от времени. Вектор $\boldsymbol{\omega}$ наз. вихрем среды

в данной точке; если $\omega=0$ в нек-рой области течения, то в этой области течение безвихревое. Вращающиеся среды могут образовывать вихревые трубки или отд. слои. Вихревая трубка не может иметь внутри жидкости ни начала, ни конца; она или может быть замкнутой (вихревое кольцо), или должна иметь начало и конец на границах жидкости (напр., на поверхности обтекаемого тела; на поверхности сосуда, внутри к-рого заключена жидкость; на поверхности земли — в случае смерчей; на поверхности воды или на дне реки — в случае вихрей в текущей воде и т. п.).

В движущейся среде, лишённой вязкости (идеальная жидкость), вихри не могли бы самопроизвольно появиться, а будучи созданы, не могли бы затухать. В средах с малой вязкостью (вода, воздух) В. д. возникает в тех областях течения, где вязкость всего сильнее проявляется: в слое вблизи обтекаемого тела, в т. н. *пограничном слое*, заполненном сильно завихрённой средой. Вихри пограничного слоя сбегают с поверхности обтекаемого тела и создают за этим телом след в форме тех или иных образований (вихревых слоёв или вихревых дорожек). Вихри, возникающие при движении тела в среде, определяют значит. часть *подъёмной силы* и силы лобового сопротивления, действующих на него. Поэтому изучение В. д. имеет большое значение для расчёта и конструирования крыльев самолётов, возд. винтов, лопаток турбин и т. д.

● Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Фабрикант Н. Я., Аэродинамика. Общий курс, М., 1964.

ВИХРЕВЫЕ ТОКИ (токи Фуко), замкнутые электрич. токи в массивном проводнике, возникающие при изменении пронизывающего его магн. потока. В. т. явл. индукционными токами (см. *Электромагнитная индукция*), они образуются в проводящем

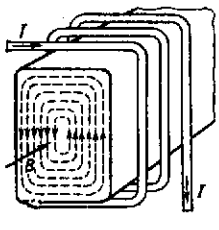


Рис. 1. Вихревые токи (пунктирные линии) в сердечнике катушки, включённой в цепь перем. тока I; указанное направление вихревых токов соответствует моменту увеличения магн. индукции B, создаваемой в сердечнике током.

теле либо вследствие изменения во времени магн. поля, в к-ром оно находится (рис. 1), либо в результате движения тела в магн. поле, приводящего к изменению магн. потока через тело или к.-л. его часть. В. т. замыкаются непосредственно в проводящей массе, образуя вихреобразные контуры. Согласно *Ленца правилу*, магн. поле В. т. направлено так, чтобы противодействовать изменению магн. потока, индуцирующему эти В. т.

В. т. приводят к неравномерному распределению магн. потока по сечению магнитопровода. Это объясняется тем, что в центре сечения магнитопровода напряжённость магн. поля В. т., направленная навстречу осн. магн. потоку, имеет наибольшее значение. В результате такого «вытеснения» поля при высоких частотах поток проходит лишь в тонком поверхностном слое сердечника. Это явление паз. магнитным скин-эффектом (аналогично электрич. скин-эффекту).

В соответствии с *Джоуля — Ленца законом*, В. т. нагревают проводники, в к-рых они возникли, что приводит к потерям энергии. Для их уменьшения и снижения эффекта «вытеснения» маги. поля магнитопроводы изготовляют не из сплошного куска, а из изолированных друг от друга отд. пластин, заменяют ферромагн. материалы магнитодиэлектриками и др.

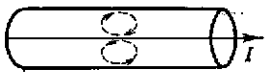


Рис. 2. Возникновение электрич. скин-эффекта в проводнике с перем. током (I указывает направление тока в нек-рый момент времени).

В. т. возникают и в самом проводнике, по к-рому течёт перем. ток, что приводит к неравномерному распределению тока по сечению проводника. В моменты увеличения тока в проводнике индукционные В. т. направлены у поверхности проводника по первичному току, а у оси проводника — навстречу току (рис. 2). В результате внутри проводника ток уменьшится, а у поверхности увеличится. Токи высокой частоты практически текут в тонком поверхностном слое, внутри же проводника тока нет. Это явление паз. электрическим скин-эффектом.

Вз-ствие В. т. с осн. магн. потоком приводит в движение проводящее тело. Это явление используется в измерит. технике, в машинах перем. тока и т. д.

ВИЦИНА́ЛЬ (от лат. vicinus — соседний, близкий), побочная грань кристалла, слабо отклонённая от к.-л. из осн. граней кристалла на малый ($\leqslant 5°$) угол. Поверхность В. представляет собой лестницу из ступеней высотой порядка долей или единиц параметров *элементарной ячейки* кристалла, чередующихся с террасами, образованными участками осн. грани. На каждой грани кристалла в процессе его роста может возникать по 2, 3, 4, 6 (в зависимости от точечной группы симметрии кристалла) В., наклонённых в разные стороны, но симметрически связанных и образующих пологие пирамидальные холмики. На одной грани может быть неск. вицинальных холмиков роста (рис.). Наклон В. роста определяется условиями *кристаллизации*. При растворении кристаллов образуются в и-

цинальные ямки. Иногда В. обнаруживаются на поверхности скола.

ВЛА́СОВА УРАВНЕ́НИЕ, кинетич. ур-ние (типа *кинетического уравнения Больцмана*) для бесстолкновительной плазмы. См. *Плазма*.

ВМОРО́ЖЕННОСТЬ МАГНИ́ТНОГО ПО́ЛЯ, см. *Магнитная гидродинамика*.

ВНЕСИСТЕ́МНЫЕ ЕДИНИ́ЦЫ, единицы физ. величин, не входящие ни в одну из существующих систем единиц. В. е. можно разделить на независимые (определяемые без помощи других единиц, напр. градус Цельсия, бел) и произвольно выбранные, но выражаемые нек-рым числом других единиц (напр., атмосфера, лошадиная сила, световой год, парсек).

ВНЕ́ШНЕЕ ТРЕ́НИЕ, см. *Трение внешнее*.

ВНУ́ТРЕННЕЕ ТРЕ́НИЕ в твёрдых телах, свойство твёрдых тел необратимо превращать в теплоту механич. энергию, сообщённую телу в процессе его деформирования. В. т. связано с двумя разл. группами явлений — неупругостью и пластич. деформацией.

Неупругость представляет собой отклонение от св-в упругости при деформировании тела в условиях, когда остаточные деформации практически отсутствуют. При деформировании с конечной скоростью в теле возникает отклонение от теплового равновесия. Напр., при изгибе равномерно нагретой тонкой пластинки, материал к-рой расширяется при нагревании, растянутые волокна охладятся, сжатые — нагреются, вследствие чего возникает поперечный перепад темп-ры, т. е. упругое деформирование вызовет нарушение теплового равновесия. Последующее выравнивание темп-ры путём теплопровод-

ности представляет собой процесс, сопровождаемый необратимым переходом части упругой энергии в теплоту (т. н. релаксац. процесс — см. *Релаксация*). Этим объясняется наблюдаемое на опыте затухание свободных изгибных колебаний пластинки — т. н. термоупругий эффект.

При упругом деформировании сплава с равномерным распределением атомов разл. компонентов может произойти перераспределение атомов в в-ве, связанное с различием их размеров. Восстановление равновесного распределения атомов путём диффузии также представляет собой релаксац. процесс. Проявлениями неупругих, или релаксационных, св-в, кроме упомянутых, явл. упругое последействие в чистых металлах и сплавах, упругий гистерезис и др.

Деформация, возникающая в упругом теле, зависит не только от приложенных к нему внешних механич. сил, но и от темп-ры тела, его хим. состава, внешних магн. и электрич. полей (магнито- и электрострикция), величины зерна, его крист. структуры и т. д. Это приводит к многообразию релаксац. явлений, каждое из к-рых вносит свой вклад в В. т. Если в теле одновременно происходит неск. релаксац. процессов, каждый из к-рых можно характеризовать своим временем релаксации τ_i, то совокупность всех времён релаксации отдельных релаксац. процессов образует т. н. релаксац. спектр этого материала, характеризующий его при данных условиях; каждое структурное изменение в образце меняет релаксац. спектр.

Величину В. т. измеряют по затуханию свободных колебаний (продольных, поперечных, крутильных, изгибных), по резонансной кривой для вынужденных колебаний, по относит. рассеянию упругой энергии за один период колебаний. В. т. явл. источником сведений о процессах, возникающих в тв. телах, в частности в чистых металлах и сплавах, подвергнутых разл. механич. и тепловым обработкам.

В. т. при пластической деформации. Если силы, действующие на тв. тело, превосходят предел упругости и возникает пластич. течение, то можно говорить о квазивязком сопротивлении течению (по аналогии с вязкой жидкостью), сопровождающимся превращением механич. энергии в теплоту. Механизм В. т. при пластич. деформации существенно отличается от механизма В. т. при неупругости (см. *Пластичность*, *Ползучесть материалов*). Различие в механизмах рассеяния энергии определяет разницу в значениях вязкости, отличающихся на 5—7 порядков (вязкость пластич. течения, достигающая величины 10^{13}—10^{15} Па·с, всегда значительно выше вязкости, вычисляемой из упругих колебаний и равной 10^7—10^8 Па·с). По мере роста амплитуды упругих колебаний всё большую роль начинают играть пластич. сдвиги, и величина вязкости растёт, приближаясь к значениям вязкости пластич. течения.

ВНУ́ТРЕННЕЕ ТРЕ́НИЕ в жидкостях и газах, то же, что *вязкость*.

ВНУ́ТРЕННЯЯ ЧЁТНОСТЬ (P), одна из хар-к (квант. чисел) элем. ч-цы, определяющая поведение её *волновой функции* ψ при *пространственной инверсии* (зеркальном отражении), т. е. при замене координат $x \to -x$, $y \to -y$, $z \to -z$. Если при таком отражении ψ не меняет знака, В. ч. ч-цы положительна ($P=+1$), если меняет — отрицательна ($P=-1$). Для *бозонов* В. ч. ч-цы и античастицы одинаковы, для *фермионов* произведение В. ч. ч-цы и античастицы равно -1. См. также *Чётность*.

ВНУ́ТРЕННЯЯ ЭНЕ́РГИЯ, энергия физ. системы, зависящая от её внутр. состояния. В. э. включает энергию хаотического (теплового) движения всех микрочастиц системы (молекул, атомов, ионов и т. д.) и энергию вз-ствия этих ч-ц. Кинетич. энергия движения системы как целого и её потенц. энергия во внеш. силовых полях в В. э. не входят. В *термодинамике* и её приложениях представляет интерес не само значение В. э. системы, а её изменение при изменении состояния системы. Поэтому обычно принимают во внимание только те составляющие В. э., к-рые изменяются в рассматриваемых процессах изменения состояния в-ва.

Понятие «В. э.» ввёл в 1851 англ. учёный У. Томсон (лорд Кельвин), определив изменение В. э. (ΔU) физ. системы в к.-н. процессе как алгебр. сумму количеств теплоты Q, к-рыми система обменивается в ходе процесса с окружающей средой, и работы A, совершённой системой или произведённой над ней:

$$\Delta U = Q + A. \qquad (*)$$

Принято считать работу положительной, если она производится системой над внеш. телами, а кол-во теплоты положительным, если оно передаётся системе. Ур-ние (*) выражает *первое начало термодинамики* — закон сохранения энергии в применении к процессам, в к-рых происходит передача теплоты. Согласно закону сохранения энергии, В. э. явл. однозначной ф-цией состояния физ. системы, т. е. однозначной ф-цией независимых переменных, определяющих это состояние, напр. темп-ры T и объёма V (или давления p). Однозначность В. э. приводит к тому, что, хотя каждая из величин Q и A зависит от хар-ра процесса, переводящего систему из состояния с В. э. U_1 в состояние с энергией U_2, изменение ΔU определяется лишь значениями В. э. в нач. и кон. состояниях: $\Delta U = U_2 - U_1$. Для любого замкнутого процесса, возвращающего систему в первонач. состояние ($U_2 = U_1$), изменение В. э. равно нулю и $Q = A$ (см. *Круговой процесс*). Изменение В. э. системы в *адиабатическом процессе* (т. е. при $Q=0$) равно работе, производимой над системой или произведённой системой: $\Delta U = A_{ад}$.

В случае простейшей физ. системы с малым межмол. вз-ствием — *идеального газа* — изменение В. э. сводится к изменению кинетич. энергии молекул:

$$\Delta U = Mc_V \Delta T,$$

где M — масса газа, c_V — уд. теплоёмкость при пост. объёме. Поэтому ΔU для идеального газа определяется только изменением темп-ры T (закон Джоуля). В физ. системах, ч-цы к-рых взаимодействуют между собой (реальные газы, жидкости, тв. тела), В. э. включает также энергию межмол. и внутримол. вз-ствий. В. э. таких систем зависит как от темп-ры, так и от давления (объёма).

Экспериментально может быть измерено только изменение В. э. в к.-л. физ. процессе, то есть В. э. определяется с точностью до пост. слагаемого. Методы *статистической физики* позволяют в принципе теоретически рассчитать В. э. физ. системы, но также лишь с точностью до пост. слагаемого, зависящего от выбранного нуля отсчёта.

В области низких темп-р при $T \to 0$ В. э. конденсированных систем (жидких и тв. тел) приближается к определ. пост. значению U_0 (см. *Третье начало термодинамики*). Значение U_0 может быть принято за начало отсчёта В. э.

В. э. явл. термодинамич. потенциалом (как ф-ция энтропии S и объёма V), дифференцированием U по S и V можно определить ряд других параметров системы.

● См. лит. при ст. *Потенциалы термодинамические*. *А. А. Лопаткин.*

ВНУТРИКРИСТАЛЛИ́ЧЕСКОЕ ПО́ЛЕ, электрич. поле, существующее внутри кристаллов вследствие того, что на коротких (порядка межатомных) расстояниях поля, создаваемые положит. и отрицат. зарядами, не скомпенсированы. Реже В. п. называются также существующие внутри неск-рых кристаллов магн. поля. Для расчётов электрич. В. п. часто пользуются приближением точечных зарядов и диполей — ионы и молекулы, обладающие дипольным моментом, рассматриваются как точечные заряды или электрич. диполи, находящиеся в узлах крист. решётки. В. п. могут достигать напряжённости 10^8 В/см и более. Симметрия В. п. определяется гл. обр. *симметрией кристалла*. Величина и симметрия В. п. в данной точке кристалла зависит от деформаций, от наличия примесей, дефектов и от поляризации кристалла. В. п. непрерывно колеблется в небольших пределах относительно своего ср. значения благодаря *колебаниям крист.*

лической решётки. Экспериментально электрич. В. п. исследуются оптическими и радиоспектроскопическими методами.

Значительные магн. поля возникают в кристаллах, содержащих парамагн. атомы. Они создают магн. поле, убывающее обратно пропорц. кубу расстояния от них (магн. диполи). Напр., магн. момент атомов переходных элементов создаёт в окружающем пр-ве (на расстояниях порядка межатомных) магн. поля, достигающие напряжённости магн. поля тысяч и даже десятков тысяч Э. Особый интерес представляют поля, создаваемые эл-нами на «собственном» ат. ядре, к-рые исследуются методами, основанными на ядерном магн. резонансе и *Мёссбауэра эффекте.*

● Бальхаузен К., Введение в теорию поля лигандов, пер. с англ., М., 1964. См. также лит. при ст. *Ядерный магнитный резонанс* и *Мёссбауэра эффект.*

ВОДОРО́ДНАЯ СВЯЗЬ, тип связи, промежуточный между ковалентной *химической связью* и невалентным межат. вз-ствием и осуществляющийся с участием атома водорода, расположенного либо между молекулами, либо между атомами внутри молекулы. Примером межмолекулярной В. с. явл. связь между молекулами воды: $H-O-H\cdots O\langle_{H}^{H}$; внутри- и межмолекулярные В. с. типа $N-H\cdots O$ часто встречаются в биополимерах — белках, нуклеиновых кислотах и пр.

В. с. объясняется тем, что эл-н атома водорода слабо связан с протоном и легко смещается к электроотрицат. атому, напр. к ближайшему атому кислорода или азота. В результате протон почти «оголяется», и создаются условия для сближения атомов $O\cdots O$ или $N\cdots O$. См. также *Межатомное взаимодействие.*

В. Г. Дашевский.

ВОДОРО́ДНЫЙ ТЕРМО́МЕТР, см. *Газовый термометр.*

ВОДОРО́ДНЫЙ ЦИКЛ (протон-протонный цикл), последовательность *термоядерных реакций* в звёздах, приводящая к превращению водорода в гелий без участия катализаторов. В. ц.— осн. источник энергии норм. однородных *звёзд*, в частности Солнца. Последовательность реакций В. ц. приведена в табл. 2 ст. *Термоядерные реакции.*

ВОДОРОДОПОДО́БНЫЕ АТОМЫ, атом Н и ионы, состоящие из ядра и одного эл-на (He^+, Li^{2+}, Be^{3+}, . . .). Обладают сходными оптич. св-вами (см. *Атом*). В физике *полупроводников* В. а. наз. примесные атомы, у к-рых валентность на единицу больше или меньше, чем у атомов осн. в-ва полупроводника.

ВОЗБУЖДЕ́НИЕ атома или молекулы, переход атома или молекулы из *основного состояния* в состояние с большей энергией (на один из вышележащих *уровней энергии*). В. происходит при столкновениях ч-ц (см. *Столкновения атомные*) или при вз-ствии ч-цы с квантами эл.-магн. излучения (как правило, в тех случаях, когда энергия, получаемая ею в акте вз-ствия, недостаточна для её *ионизации*). Всякое состояние атома или молекулы, кроме основного, наз. *возбуждённым состоянием*; каждое из них характеризуется определ. кол-вом энергии (энергией В.), к-рое ч-ца получает при переходе из основного в данное возбуждённое состояние. Если последнее не явл. *метастабильным состоянием*, то после очень кратковрем. пребывания в нём (для атомов $\sim 10^{-8}$ с) ч-ца самопроизвольно переходит в основное или др. состояние с меньшей энергией. Ср. время существования возбуждённого состояния наз. *временем жизни* ч-цы на уровне энергии. Атомы и молекулы в возбуждённых состояниях обычно значительно более химически активны, чем в основном состоянии.

ВОЗБУЖДЁННАЯ ПРОВОДИ́МОСТЬ, увеличение электропроводности *диэлектриков* и *полупроводников* при освещении (см. *Фотопроводимость*) или при электронной бомбардировке их поверхности (э л е к т р о н н о-в о з б у ж д ё н н а я п р о в о д и м о с т ь). В. п. обусловлена генерацией электронно-дырочных пар.

ВОЗБУЖДЁННОЕ СОСТОЯ́НИЕ квантовой системы, состояние атома, молекулы и др. квант. систем с энергией выше минимальной из дискр. ряда возможных для этой системы энергий. Возбуждёнными наз. все состояния, кроме *основного состояния* (состояния с мин. энергией). Для перехода системы в В. с. её необходимо возбудить — сообщить ей энергию (см., напр., *Возбуждение*). В. с. обладают, как правило, конечными *временами жизни. Уровни энергии*, соответствующие В. с., также наз. возбуждёнными.

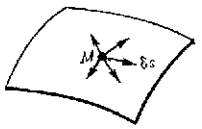
ВОЗГО́НКА (сублимация), переход в-ва из тв. состояния в газообразное, минуя жидкую фазу.

ВО́ЗДУХ, смесь газов, из к-рых состоит атмосфера Земли (азот—78,08%, кислород — 20,95%, инертные газы и водород — 0,94%, CO_2 — 0,03%, в небольших кол-вах O_3, CO, NH_3, CH_4, SO_2 и др.). Средняя мол. м.— ок. 29 атомных ед. При 0 °С давление В. на ур. м. 101 325 Па (1 ат, или 760 мм рт. ст.). В этих, т. н. н о р м а л ь н ы х, условиях масса 1 л В. равна 1,2928 г; темп-ра кипения жидкого В. при норм. давлении — ок. 83 К. Показатель преломления 1,00029, диэлектрич. проницаемость 1,000059. Критич. темп-ра В.—140,7°С, критич. давление 3,7 МН/м^2.

Для большинства расчётов В. можно считать *идеальным газом* (отклонения св-в В. от св-в идеального газа характеризуется коэфф. *сжимаемости*, к-рый при 0 °С равен 1,00060). Теплоёмкость, вязкость и теплопроводность В. в значит. степени зависят от давления и темп-ры.

ВОЗДУ́ШНЫЙ ТЕРМО́МЕТР, см. *Газовый термометр.*

ВОЗМО́ЖНЫЕ ПЕРЕМЕЩЕ́НИЯ (виртуальные перемещения), элементарные (бесконечно малые) перемещения, к-рые точки механич. системы могут совершать из занимаемого ими в данный момент времени положения, не нарушая наложенных на систему связей (см. *Связи механические*). В. п.— понятия чисто геометрические, не зависящие от действующих сил; они определяются только видом наложенных на систему связей и вводятся как хар-ки этих связей, показывающие, какие перемещения при наложенных связях остаются для системы возможными. Напр., если связью для точки явл. к.-н. поверхность и точка находится на ней в данный момент в положении M (рис.), то В. п. точки в этот момент будут элем. отрезки (векторы) длиной δs, направленные по касательной к поверхности в точке M. Перемещение по любому другому направлению не будет В. п., т. к. при этом нарушится связь (точка не останется на поверхности). Понятие «В. п.» относится и к покоящейся и к движущейся точке. Если связь со временем не изменяется, то истинное элем. перемещение ds движущейся точки из положения M совпадает с одним из В. п.



Понятием «В. п.» пользуются для определения условий равновесия и ур-ний движения механич. системы (см. *Возможных перемещений принцип*, *Д'Аламбера — Лагранжа принцип*), а также при нахождении числа степеней свободы системы. *С. М. Targ.*

ВОЗМО́ЖНЫХ ПЕРЕМЕЩЕ́НИЙ ПРИ́НЦИП, один из *вариационных принципов механики*, устанавливающий общее условие равновесия механич. системы. Согласно В. п. п., для равновесия механич. системы с идеальными связями (см. *Связи механические*) необходимо и достаточно, чтобы сумма работ δA_i всех приложенных к системе активных сил на любом возможном перемещении системы была равна нулю. Математически В. п. п. выражается ур-нием:

$$\Sigma \delta A_i = \Sigma F_i \delta s_i \cos \alpha_i = 0, \qquad (*)$$

где F_i — действующие активные силы, δs_i — величины возможных перемещений точек приложения этих сил, α_i — углы между направлениями сил и возможных перемещений. Для систем с неск. степенями свободы ур-ние (*) может составляться для каждого независимого перемещения в отдельности. В. п. п. позволяет найти условия равновесия системы с идеальными связями, не вводя неизвестных реакций связей, что существенно упрощает решение и расширяет класс разрешимых задач. О применении метода, аналогичного даваемому

В. п. п. к решению задач динамики, см. *Д'Аламбера — Лагранжа принцип*. *С. М. Targ.*

ВОЗМУЩЁНИЙ ТЕОРИЯ, метод приближённого решения ур-ний, содержащих к.-л. малые параметры; в ур-ниях, описывающих физ. системы, В. т. используется в тех случаях, когда некрое воздействие на эту систему (возмущение) может считаться малым.

Метод В. т. состоит в том, что сначала находится более простое решение для «невозмущённой» системы, а затем с помощью этого решения вычисляются поправки, вносимые возмущением. «Подправленное» решение можно использовать для нахождения след. поправки и т. д. Таким образом, В. т. сводится к последовательному, поэтапному уточнению решения (отсюда другое назв. В. т.— м е т о д п о с л е д о в а т е л ь н ы х п р и б л и ж е н и й). Решение получается в виде ряда по степеням нек-рой безразмерной величины, характеризующей возмущение. Когда возмущение действительно мало, каждый последующий член данного ряда много меньше предыдущего, и поэтому можно ограничиться лишь первыми членами ряда (первыми поправками).

Исторически В. т. первоначально применялась в *небесной механике* для приближённого решения *трёх тел задачи*. Здесь роль невозмущённой задачи играет кеплерова задача для двух тел. Возмущение, вызываемое движением третьего тела, считается малым и описывается малыми членами ур-ний движения.

В. т. явл. одним из важных методов решения осн. ур-ния квант. механики — *Шрёдингера уравнения* и применяется во всех случаях, когда вз-ствие можно разбить на две части: основную, почти полностью определяющую состояние системы, и относительно менее существенную (возмущение), приводящую лишь к незнач. изменению этого состояния. Напр., решая задачу об атоме водорода, помещённом во внеш. электрич. поле (*Штарка эффект*), напряжённость к-рого много меньше напряжённости кулоновского поля ядра (в пределах атома), сначала пренебрегают воздействием внеш. поля, т. е. находят волн. ф-ции, уровни энергии и др. физ. величины для невозмущённого атома, затем, используя «невозмущённые» волн. ф-ции, находят поправки к уровням, обусловленные воздействием внеш. поля. Иногда эту процедуру последоват. уточнения приходится проделывать неск. раз, подсчитывая поправки всё более высокого порядка.

Особое значение приобрела В. т. в квант. теории эл.-магн. поля (квант. электродинамике) для вычисления амплитуд разл. процессов. Способы точного решения ур-ний квант. теории полей неизвестны. В то же время вычисления по В. т. приводят в квант. электродинамике к результатам, прекрасно согласующимся с опытом.

В кач-ве примера рассмотрим задачу о вз-ствии электрон-позитронного поля с эл.-магн. полем. Само это вз-ствие будем считать малым возмущением. В нулевом приближении, т. е. когда возмущение (вз-ствие полей) считается равным нулю, ч-цы, соответствующие этим полям (эл-ны и позитроны, фотоны), явл. свободными; иными словами, всё выглядит так, как если бы электрич. заряды эл-нов и позитронов обратились в нуль (вз-ствие отсутствует). Первое приближение наглядно соответствует следующему: все ч-цы движутся как свободные до нек-рой точки, в к-рой происходит их встреча и где в результате вз-ствия начальные ч-цы исчезают, а вместо них появляются новые ч-цы, к-рые от момента своего возникновения также движутся как свободные. Т. о., первое приближение учитывает лишь один акт вз-ствия, точнее, один акт вызванных вз-ствием превращений ч-ц. В следующих — во втором, третьем и т. д. приближениях учитывается соотв. два, три и т. д. акта вз-ствия.

Описание вз-ствия эл-нов, позитронов и фотонов по В. т. можно изобразить графически (такие графики наз. *Фейнмана диаграммами*). Напр., если свободный эл-н изображать сплошной, а фотон — волнистой линиями, то в первом приближении (в первом порядке по В. т.) испускание и поглощение фотона эл-ном даются графиками, изображёнными на рис. 1 и 2. (Реальные процессы такого типа запрещены, т. к. в них не выполняются одновременно законы сохранения энергии и импульса.) Процесс рассеяния фотонов на эл-нах — *Комптон эффект* — связан минимум с двумя актами вз-ствия: актом испускания и актом поглощения фотона эл-ном. Поэтому самый низкий порядок В. т., описывающий такой процесс, второй. Соответствующие графики на рис. 3 и 4 отличаются лишь временно́й последовательностью актов испускания и поглощения. График на рис. 3, напр., расшифровывается так: в нач. момент присутствует один эл-н и один фотон (причём каждая из ч-ц имеет определённые импульс, энергию, *спин*); в момент времени t_1 фотон поглощается эл-ном, и эл-н переходит в новое состояние (или: исчезают обе нач. ч-цы, и возникает новая ч-ца — эл-н в отличном от начального, промежуточном, состоянии); в момент t_2 этот эл-н испускает новый (рассеянный) фотон и сам переходит в кон. состояние (или: промежуточный эл-н поглощается, а вместо него возникают кон. эл-н и новый фотон). Т. к. промежуточный эл-н существует кон. время t_2-t_1, то появляется квант. неопределённость энергии $\Delta\mathcal{E}\sim\hbar/(t_2-t_1)$ (см. *Неопределённостей соотношение*), к-рая и снимает запрет на соответствующий каждой из «вершин» графика (точек, в к-рых осуществляется вз-ствие ч-ц) акт испускания или поглощения фотона.

Рис. 1.

Рис. 2.

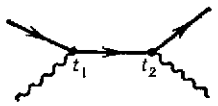


Рис. 3.

Рис. 4.

При вычислении амплитуды процесса, отвечающего к.-л. графику, по всем t_1 и $t_2>t_1$ производится интегрирование; это отражает тот факт, что вз-ствие с одинаковой вероятностью может произойти в любой момент времени. Учёт каждого акта вз-ствия даёт вклад в амплитуду, пропорциональный электрич. заряду e. Поэтому разложение по В. т. можно назвать разложением по заряду. Вероятность процесса (равная квадрату модуля амплитуды процесса), к-рому отвечает график с n вершинами, пропорц. величине α^n, где $\alpha=e^2/\hbar c\approx\approx{}^1/_{137}$ — постоянная тонкой структуры. Малость величины α по сравнению с единицей обычно рассматривается как аргумент, позволяющий отбрасывать высшие приближения В. т.

В. т. приводит к появлению бесконечно больших значений для нек-рых физ. величин; для устранения этих бесконечностей в квант. электродинамике разработан метод *перенормировок*. Вопрос о суммировании всех членов ряда, даваемых В. т., остаётся пока открытым. *В. И. Григорьев.*

ВОЛНОВА́Я МЕХА́НИКА, то же, что *квантовая механика*.

ВОЛНОВА́Я О́ПТИКА, раздел физ. *оптики*, изучающий совокупность явлений, в к-рых проявляется волн. природа света. Представления о волн. хар-ре распространения света восходят к основополагающим работам голл. учёного 2-й пол. 17 в. Х. Гюйгенса. Существ. развитие В. о. получила в исследованиях Т. Юнга (Великобритания), О. Френеля, Д. Араго (Франция) и др., когда были проведены принципиальные опыты, позволившие не только наблюдать, но и объяснить явления *интерференции света*, *дифракции света*, измерить длину волны, установить поперечность световых колебаний и выявить другие особенности распространения световых волн. Но для согласования поперечности световых волн с осн. идеей В. о. о распространении упругих колебаний в изотропной среде пришлось наделить эту среду (мировой эфир) рядом трудносогласуемых между собой требований. Гл. часть этих затруднений была разрешена

в кон. 19 в. англ. физиком Дж. Максвеллом при анализе ур-ний, связывающих быстропеременные электрич. и магн. поля. В работах Максвелла была создана новая В. о.— эл.-магн. теория света, с помощью к-рой оказалось совсем простым объяснение целого ряда явлений, напр. *поляризации света* и количеств. соотношений при переходе света из одного прозрачного диэлектрика в другой (см. *Френеля формулы*). Применение эл.-магн. теории в разл. задачах В. о. показало согласие с экспериментом. Так, напр., было предсказано явление *светового давления*, существование к-рого было доказано П. Н. Лебедевым (1899). Дополнение эл.-магн. теории света модельными представлениями электронной теории (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*) позволило просто объяснить зависимость показателя преломления от длины волны (*дисперсию света*) и др. эффекты.

Дальнейшее расширение границ В. о. произошло в результате применения идей спец. теории относительности (см. *Относительности теория*), эксперим. обоснование к-рой было связано с тонкими оптич. опытами, в к-рых осн. роль играла относит. скорость источника и приёмника света (см. *Майкельсона опыт*). Развитие этих представлений позволило исключить из рассмотрения мировой эфир не только как среду, в к-рой распространяются эл.-магн. волны, но и как абстрактную систему отсчёта.

Однако анализ опытных данных по равновесному *тепловому излучению* и *фотоэффекту* показал, что В. о. имеет определ. границы приложения. Распределение энергии в спектре теплового излучения удалось объяснить нем. физику М. Планку (1900), к-рый пришёл к заключению, что элементарная колебат. система излучает и поглощает энергию не непрерывно, а порциями — квантами. Развитие А. Эйнштейном теории квантов привело к созданию физики фотонов — новой корпускулярной оптики, к-рая, дополняя эл.-магн. теорию света, полностью соответствует общепризнанным представлениям о дуализме света.

Н. И. Калитеевский.

ВОЛНОВА́Я ФУ́НКЦИЯ в квантовой механике **(амплитуда вероятности, вектор состояния)**, величина, полностью описывающая состояние микрообъекта (эл-на, протона, атома, молекулы) и вообще любой квант. системы.

Описание состояния микрообъекта с помощью В. ф. имеет статистический, т. е. вероятностный, хар-р: квадрат В. ф. даёт значение вероятностей тех величин, от к-рых зависит В. ф. Напр., если задана зависимость В. ф. ψ ч-цы от её координат x, y, z и времени t, то квадрат модуля В. ф. $|\psi(x, y, z, t)|^2$ определяет вероятность нахождения ч-цы в момент времени t в точке с координатами x, y, z. Поскольку вероятность определяется квадратом ψ, В. ф. называют также амплитудой вероятности. Исторически назв. «В. ф.» возникло из-за того, что ур-ние, определяющее эту ф-цию (*Шрёдингера уравнение*), похоже на ур-ние, описывающее волн. процессы. В. ф. описывает не только распределение вероятностей нахождения микрообъекта в пр-ве, но и позволяет получать максимально полную, совместимую с принципами квант. механики информацию о любых физ. величинах, характеризующих эти микрообъекты.

Для В. ф. справедлив *суперпозиции принцип*: если система может находиться в разл. состояниях, описываемых В. ф. ψ_1, ψ_2, . . . и т. д., то возможно и состояние с В. ф., равной сумме (и вообще любой линейной комбинации) этих В. ф. Сложение В. ф. (амплитуд вероятностей), а не вероятностей (квадратов В. ф.) принципиально отличает квант. теорию от любой классич. статистич. теории, в к-рой для независимых событий справедлива теорема сложения вероятностей.

Для системы из мн. одинаковых (тождественных) микрочастиц существенны св-ва симметрии В. ф., определяющие статистику всего ансамбля ч-ц (см. *Квантовая механика*).

При описании объектов, являющихся частью (подсистемой) нек-рой большой системы — термостата, вместо В. ф., к-рая здесь не может быть введена, следует пользоваться *матрицей плотности* (см. также *Смешанное состояние*).

В. И. Григорьев.

ВОЛНОВО́Д, устройство или канал в неоднородной среде, вдоль к-рого могут распространяться направленные волны. Различают экранированные В., образованные зеркально отражающими стенками (металлич. *радиоволноводы* и мн. типы акустич. волноводов), а также системы, в к-рых поперечная локализация волн обусловлена *полным внутренним отражением*. Последние могут иметь как резкие (в масштабе длины волны λ) границы (диэлектрич. радиоволноводы, *световоды*), так и границы с плавными переходами к однородной среде (напр., ионосферный В., *подводные звуковые каналы*). Особенность В.— существование в них дискретного (при не очень сильном поглощении) набора *нормальных волн* (мод), распространяющихся со своими фазовыми и групповыми скоростями. Каждая мода характеризуется предельной частотой, наз. критической. Мода может распространяться и переносить вдоль В. поток энергии только при частотах, превышающих критич. частоту (см. *Радиоволноводы*). В нек-рых практически важных случаях (многопроводные *линии передачи*, полые акустич. В.) возможно существование мод, не имеющих критич. частот.

● См. лит. при ст. *Радиоволноводы, Нормальные волны.*

М. А. Миллер.

ВОЛНОВО́Д АКУСТИ́ЧЕСКИЙ, участок среды, ограниченный в одном или двух направлениях стенками или др. средами, в результате чего устраняется или уменьшается расхождение волн в стороны, так что распространение звука вдоль участка происходит с ослаблением меньшим, чем в неограниченной однородной среде. Искусственные В. а.— обычно трубы, ограниченные звукопроницаемыми стенками (напр., вентиляц. каналы, туннели). Естественные В. а.— обычно слои среды. Напр., для низких частот звука океан представляет собой волновод в виде слоя воды, ограниченного с одной стороны грунтом, а с другой — свободной поверхностью воды. В. а. может быть образован слоистой неоднородностью среды в вертик. направлении (напр., подводный звук. канал в океане): волны, пересекающие слой, в к-ром скорость звука имеет мин. значение, под малыми углами, заворачивают к нему обратно в результате рефракции в смежных слоях с большей скоростью звука, как бы отражаясь от этих слоёв (см. *Гидроакустика*). В отличие от труб, в к-рых звук может распространяться только вдоль одной прямой (оси трубы), звук в слое может также распространяться в виде цилиндрически расходящейся волны.

Любое звук. поле внутри В. а. может быть представлено в виде суперпозиции *нормальных волн*. В простейшем случае двухмерного распространения звука в однородном слое или в трубе прямоуг. сечения норм. волна представляет собой гармоническую волну, бегущую вдоль В. а. и стоячую в поперечном направлении. При данной частоте в В. а. (как и в *радиоволноводе*) может существовать бесконечный дискр. набор норм. волн, различающихся фазовой скоростью и числом узловых линий звук. поля в поперечном направлении: каждой норм. волне приписывают номер, равный числу этих узлов. Для каждой норм. волны i имеется своя частота, наз. критической $\omega_{кр}^{i}$, к-рая растёт с увеличением номера волны. Ниже этой частоты норм. волна не распространяется, а превращается в синфазное колебание с амплитудой, меняющейся вдоль волновода по экспоненциальному закону. Исключение представляют В. а. с абсолютно жёсткими или упругими стенками: в них нулевая норм. волна, критич. частота к-рой $\omega_{кр}=0$, может бежать при любой частоте.

При трёхмерном распространении звука в трубе также может существовать бесконечный дискр. набор норм. волн. Они отличаются от норм. волн при двухмерном распространении тем, что у них стоячая волна в поперечном сечении имеет не одно, а два семейства узловых линий. В трубе прямоуг. сечения узловые линии параллельны одной и другой паре противополож-

ных стенок: в круглой трубе узловые линии — концентрич. окружности и диаметры. Каждая норм. волна при трёхмерном распространении получает двойной номер, указывающий числа узловых линий одного и другого семейства. Эти норм. волны также имеют свои критич. частоты, ниже к-рых, как и в двухмерном случае, распространение прекращается.

В В. а. любую гармонич. волну можно представить в виде суперпозиции норм. волн разных номеров той же частоты. При заданной частоте распространяется только конечное число норм. волн низших номеров. Поэтому структура распределения звук. поля поперёк волновода, соответствующая высоким номерам норм. волн, вдоль волновода не передаётся. Норм. волны характеризуются значит. дисперсией скорости. В В. а. фазовая скорость норм. волн нулевого номера всегда больше, а групповая скорость — меньше, чем скорость звука c в неогранич. среде; с увеличением частоты первая убывает, а вторая растёт, и обе стремятся асимптотически к c. Исключение составляет нулевая норм. волна в В. а. с абсолютно жёсткими стенками; в этом случае — это обычная бездисперсная плоская волна, бегущая без изменений при любой форме профиля, как в неогранич. среде.

В искусств. В. а. со слоисто неоднородной средой и в естеств. В. а. также могут существовать бесконечные дискр. наборы норм. волн с аналогичными св-вами. Напр., при слоистой неоднородности среды, заполняющей волновод, стоячая волна в поперечном направлении уже не будет синусоидальной, но норм. волны попрежнему можно нумеровать по числу узловых линий в поперечном сечении. Дисперс. св-ва естеств. В. а. обычно существенно отличаются от дисперс. св-в однородных волноводов.

Твёрдые В. а. обычно ограничены свободными границами (стержни, пластины). Норм. волны в твёрдых В. а. образованы либо только сдвиговыми волнами горизонт. поляризации, либо совместно распространяющимися продольными и сдвиговыми волнами вертик. поляризации, преобразующимися друг в друга при отражениях на границах. В УЗ технологии твёрдым В. а. наз. также всякое устройство (стержни, концентраторы) для передачи колебат. энергии на нек-рое расстояние от источника или для введения колебат. энергии в к.-л. среду.

● Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960, гл. 6; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

М. А. Исакович.

ВОЛНОВО́Д ОПТИ́ЧЕСКИЙ, то же, что *световод*.

ВОЛНОВО́ДНАЯ АНТЕ́ННА, отрезок *радиоволновода* с излучающим открытым концом. В. а. имеет широкую диаграмму направленности, широкополосна. В. а.— основные элементы *антенных решёток* сантиметрового диапазона.

● См. лит. при ст. *Антенна*.

ВОЛНОВО́Е СОПРОТИВЛЕ́НИЕ в акустике, в газообразной или жидкой среде — отношение *звукового давления* p в бегущей плоской волне к *колебательной скорости* v ч-ц среды. В. с. не зависит от формы волны и выражается ф-лой: $p/v=\rho c$, где ρ — плотность среды, c — скорость звука. В. с. представляет собой уд. импеданс среды для плоских волн (см. *Импеданс акустический*).

В. с.— важнейшая хар-ка среды, определяющая условия отражения и преломления волн на её границе. При норм. падении плоской волны на плоскую границу раздела двух сред коэфф. отражения определяется только отношением В. с. этих сред; если В. с. сред равны, то волна проходит границу без отражения. Понятием В. с. можно пользоваться и для тв. тела (для продольных и поперечных упругих волн в неограниченном тв. теле и для продольных волн в стержне), определяя В. с., как отношение соответствующего механич. напряжения, взятого с обратным знаком, к колебат. скорости ч-ц среды.

К. А. Наугольных.

ВОЛНОВО́Е СОПРОТИВЛЕ́НИЕ в гидроаэромеханике. 1) В. с. в газовой динамике — *аэродинамическое сопротивление*, возникающее, когда скорость газа относительно тела превышает скорость распространения в газе слабых (звуковых) возмущений (т. е. при *сверхзвуковом течении*). В. с.— результат затрат энергии на образование *ударных волн*. Оно в несколько раз превышает сопротивление, связанное с трением и образованием вихрей, и зависит от формы тела, угла атаки и *Маха числа* $M=v/c$. Коэфф. В. с. резко увеличивается при приближении скорости тела v к скорости звука c в среде, иначе говоря, при приближении числа M к единице он проходит через максимум при небольших сверхзвук. скоростях (волн. кризис), а затем постепенно уменьшается (см. *Аэродинамические коэффициенты*).

2) В. с. в тяжёлой жидкости — одна из составляющих сил сопротивления жидкости движению тел. В. с. возникает при движении тела вблизи свободной поверхности жидкости или поверхностей раздела жидкостей с разл. плотностью. Оно обусловлено образованием *волн на поверхности жидкости*, создаваемых движущимся телом, к-рое при этом совершает работу по преодолению реакции жидкости: эта реакция и представляет собой силу В. с. Величина В. с. зависит от формы тела, глубины его погружения под свободную поверхность, скорости движения, а также от глубины и ширины фарватера, где происходит движение. Волнообразование при движении тела зависит от *Фруда числа* $Fr=v^2/gl$ (v—скорость поступат. движения тела, l — его длина, g — ускорение силы тяжести), к-рое явл. критерием подобия при моделировании движений, и В. с. геометрически подобных тел. Если для тела (судна) и его модели числа Fr равны, то получается геом. подобие картин волнообразования, а также и равенство безразмерных коэфф. их В. с. $c_в=R_в/\frac{\rho v^2}{2}S$, где $R_в$ — сила В. с., ρ — плотность жидкости, S — площадь смоченной поверхности тела. Для определения В. с. в обоих случаях пользуются как теоретическими, так и эксперим. методами.

ВОЛНОВО́Е СОПРОТИВЛЕ́НИЕ линий передачи, отношение напряжения к току в любой точке линии, по к-рой распространяются волны. В. с. играет роль сопротивления, к-рое оказывает линия бегущей волне напряжения и тока. При отсутствии потерь, когда линия может передавать в нагрузку практически всю энергию от генератора (см. *Линии передачи*), В. с. $Z_в$ двухпроводной линии равно: $Z_в=\sqrt{L/C}$ Ом, где L и C — индуктивность и ёмкость ед. длины линии. Применяемые на практике линии передачи (двухпроводные, коаксиальные) имеют В. с. $\sim 10-10^2$ Ом. Нагрузку линии подбирают равной В. с. (или близкой к нему), что обеспечивает наибольший коэфф. бегущей волны, с увеличением к-рого растёт кпд линии.

Иногда понятие В. с. переносят на произвольное распределение электрич. и магн. полей в свободном пр-ве, в частности на отношение их амплитуд в распространяющихся эл.-магн. волнах. Однако обычно для этого пользуются термином *импеданс характеристический*.

ВОЛНОВО́Е УРАВНЕ́НИЕ в механике, линейное однородное дифф. ур-ние в частных производных, описывающее распространение волн в среде; имеет вид:

$$\Box W \equiv \Delta W - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \equiv \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = 0. \quad (1)$$

где t — время, x, y, z — пространственные декартовы координаты, $W=W(x, y, z, t)$ — ф-ция, характеризующая возмущение среды в точке с координатами x, y, z в момент времени t, c — параметр с размерностью скорости, $\Box$ — оператор Д'Аламбера (даламбертиан), Δ — оператор Лапласа (лапласиан).

Частными видами В. у. (1) явл. двухмерное и одномерное В. у.; последнее совпадает с ур-нием колебаний идеально упругой струны:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \quad (2)$$

решение к-рого может быть представлено в виде двух волн, перемещающихся в пр-ве со скоростью c:

$$W = f_1(x + ct) + f_2(x - ct). \quad (3)$$

Каждая из этих волн и составляет *моду*, распространяющуюся только в одном направлении ($\pm x$) и удовлетворяющую В. у. 1-го порядка (ур-нию волны):

$$\frac{\partial W}{\partial x} \pm \frac{1}{c}\frac{\partial W}{\partial t} = 0. \quad (4)$$

В. у. (1) допускает разделение переменных по координатам и времени: $W = W_1(x, y, z)\varphi(t)$. При гармонич. зависимости от времени, выраженной с помощью комплексной записи $\varphi = e^{i\omega t}$, где $\omega = kc$, k — волн. число (см. *Комплексная амплитуда*). В. у. превращается в ур-ние Гельмгольца:

$$\Delta W + k^2 W = 0, \quad (5)$$

к-рое в двухмерном случае даёт ур-ние мембраны, а в одномерном — ур-ние осциллятора.

В. у. наз. неоднородным, если в его правой части стоит заданная ф-ция координат и времени, т. е.

$$\Box W = f(x, y, z, t). \quad (6)$$

В отличие от однородного В. у. неоднородное В. у., помимо собств. решений — *нормальных волн*, существующих независимо от источника, имеет и вынужденное решение, описывающее движения (колебания, волны и др.), возбуждённые источниками.

В. у. описывает почти все разновидности малых колебаний в распределённых механич. системах (продольные звук. колебания в газе, жидкости, тв. теле, поперечные колебания в струнах, на поверхности воды и др.). В. у. удовлетворяют компоненты векторов эл.-магн. поля и потенциалов, и поэтому многие явления эл.-магн. поля (от квазистатических до оптики) описываются с его помощью.

Среди нелинейных обобщений В. у. наиболее известны нелинейное ур-ние Клейна — Гордона:

$$\Box W = m^2 W + F(W) \quad (7)$$

(m — масса ч-цы), к-рое при $F \to 0$ вырождается в *Клейна—Гордона — Фока уравнение*, и нелинейное ур-ние Гельмгольца:

$$\Delta W + k^2 W = F(|W|^2)\, W. \quad (8)$$

Нелинейные В. у. позволяют описать такие явления, как вз-ствие монохроматич. волн, возникновение и эволюцию *ударных волн* и *солитонов*, самофокусировку. В *квантовой механике* В. у. иногда наз. *Шрёдингера уравнение*.

● Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977.

М. А. Миллер, Е. И. Якубович.

ВОЛНОВО́Е ЧИСЛО́, модуль *волнового вектора*; связан с круговой частотой ω, фазовой скоростью волны v_ϕ и её пространств. периодом (длиной волны λ) соотношением: $k = 2\pi/\lambda = \omega/v_\phi$. В оптике и спектроскопии В. ч. часто наз. величину, обратную длине волны: $k = 1/\lambda$.

ВОЛНОВО́Й ВЕ́КТОР, вектор k, направление к-рого совпадает с направлением распространения бегущей волны. Модуль В. в. наз. волн. числом. *Групповая скорость* и поток энергии волны направлены вдоль k, вообще говоря, только в изотропных средах. В случае квазиплоских и квазимонохроматич. волн В. в., определяемый как градиент фазы, явл. медленно меняющейся ф-цией координат и времени.

В квант. механике состояние свободной ч-цы характеризуется определ. значением В. в. k, связанного с импульсом p частицы соотношением де Бройля:

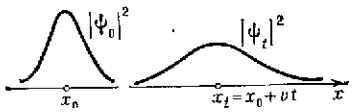
$$p = \hbar k$$

(см. *Корпускулярно-волновой дуализм*).

М. А. Миллер.

ВОЛНОВО́Й ПАКЕ́Т, распространяющееся волн. поле, занимающее в каждый момент времени огранич. область пр-ва. Возникновение В. п. возможно у волн любой природы (звуковых, эл.-магн. и т. п.). Такой волн. «всплеск» в нек-рой области пр-ва может быть разложен на сумму плоских монохроматич. волн (распространяющихся в близких направлениях), частоты к-рых лежат в определ. пределах. Однако чаще термином «В. п.» пользуются в квант. механике.

В квант. механике каждому состоянию ч-цы с определ. значениями импульса и энергии соответствует плоская монохроматич. *волна де Бройля*, занимающая всё пр-во. Координата ч-цы с точно определённым импульсом полностью неопределённа — ч-ца с равной вероятностью может быть обнаружена в любом месте пр-ва, поскольку эта вероятность пропорц. квадрату амплитуды волны де Бройля. Это отвечает *неопределённостей соотношению*, утверждающему, что чем определённее импульс ч-цы, тем менее определённа её координата. Если же ч-ца локализована в нек-рой огранич. области пр-ва, то её импульс



Расплывание волн. пакета с течением времени t. В нач. момент времени ч-ца описывается волн. пакетом Ψ_0, в момент t — волн. пакетом Ψ_t; $|\Psi_0|^2$ и $|\Psi_t|^2$ определяют вероятности нахождения ч-цы в нек-рой точке x; v — скорость центра пакета, совпадающая с механич. скоростью ч-цы. Площади, ограниченные кривыми и осью абсцисс, одинаковы и дают полную вероятность нахождения ч-цы в пр-ве в данный момент времени.

уже не явл. точно определённой величиной — имеется нек-рый разброс возможных его значений. Состояние такой ч-цы представится суммой (точнее, интегралом, т. к. импульс свободной ч-цы изменяется непрерывно) монохроматич. волн с частотами, соответствующими интервалу возможных значений импульса. Наложение (суперпозиция) группы таких волн, имеющих почти одинаковое направление распространения, но слегка отличающихся по частотам, и образует В. п. В квант. механике это означает, что вероятность нахождения ч-цы в области, занимаемой В. п., велика, а вне этой области практически равна нулю. Оказывается, что скорость В. п. свободной ч-цы (точнее, его центра) совпадает с механической скоростью ч-цы.

В. п. описывает движущуюся ч-цу, локализованную в каждый данный момент времени в нек-рой огранич. области координат, то есть В. п. явл. *волновой функцией* такой ч-цы.

С течением времени В. п. свободной ч-цы становится шире, «расплывается» (рис.) вследствие того, что составляющие пакет монохроматич. волны с разными частотами распространяются даже в пустоте с разл. скоростями. «Расплывание» В. п. соответствует увеличению области возможной локализации ч-цы.

Если ч-ца не свободна, а находится вблизи нек-рого центра притяжения (напр., эл-н в кулоновском поле протона в атоме водорода), то такой связ. ч-це будут соответствовать стоячие волны, сохраняющие стабильность. Форма В. п. при этом остаётся неизменной, что отвечает стационарному состоянию системы.

В. И. Григорьев.

ВОЛНОВО́Й ФРОНТ, поверхность, на всех точках к-рой волна имеет в данный момент времени одинаковую фазу. Распространение волны происходит в направлении нормали к В. ф. и может рассматриваться как движение В. ф. через среду. В изотропной среде излучение точечного источника имеет сферич. В. ф.

ВО́ЛНЫ, изменения состояния среды (возмущения), распространяющиеся в этой среде и несущие с собой энергию. Наиболее важные и часто встречающиеся виды В.— *упругие волны*, *волны на поверхности жидкости* и *электромагнитные волны*. Частными случаями упругих В. являются звук. и сейсмич. волны, а электромагнитных — радиоволны, свет, рентг. лучи и др. Осн. св-во всех В., независимо от их природы, состоит в том, что в В. осуществляется перенос энергии без переноса в-ва (последний может иметь место лишь как побочное явление). Волн. процессы встречаются почти во всех областях физ. явлений, поэтому их изучение имеет большое значение.

В. могут различаться по тому, как возмущения ориентированы относительно направления их распространения. Так, напр., звуковая В. распространяется в газе в том же направлении, в каком происходит смещение ч-ц газа (рис. 1, *а*); при распространении В. вдоль струны смещение точек струны происходит в направлении, перпендикулярном струне

(рис. 1, *б*). В. первого типа наз. продольными, а второго — поперечными.

В жидкостях и газах упругие силы возникают только при сжатии и не возникают при сдвиге, поэтому упругие деформации в жидкостях и газах

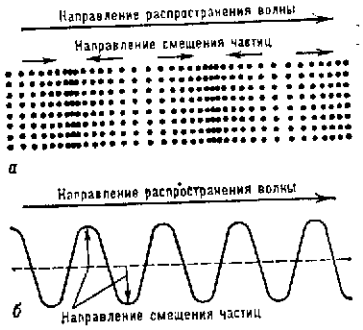


Рис. 1. *а* — продольная волна; *б* — поперечная волна.

могут распространяться только в виде продольных В. («волны сжатия»). В тв. телах, в к-рых упругие силы возникают также при сдвиге, упругие деформации могут распространяться не только в виде продольных В., но и в виде поперечных («волны сдвига»). В тв. телах огранич. размера (напр., в стержнях, пластинках) картина распространения В. более сложна: здесь возникают ещё и др. типы В., являющиеся комбинацией первых двух осн. типов.

В эл.-магн. В. направления электрич. и магн. полей почти всегда (за исключением случаев анизотропных сред и распространения в несвободном пр-ве) перпендикулярны направлению распространения В., поэтому эл.-магн. В. в свободном пр-ве поперечны.

Общие характеристики и свойства волн. В. могут иметь разл. форму. Одиночной В., или и м п у л ь с о м, наз. сравнительно короткое возмущение, не имеющее регулярного хар-ра (рис. 2, *а*). Ограниченный ряд повторяющихся возмущений наз. ц у г о м В. Обычно понятие цуга относят к отрезку синусоиды (рис. 2, *б*). Особое значение в теории В. имеет

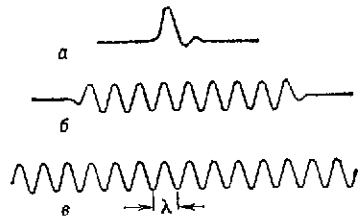


Рис. 2. *а* — одиночная волна; *б* — цуг волн; *в* — бесконечная синусоидальная волна.

представление о гармонич. В., т. е. бесконечной синусоидальной В., в к-рой все изменения состояния среды происходят по закону синуса или косинуса (рис. 2, *в*), поскольку такие В. могли бы распространяться в однородной среде (если амплитуда их невелика) без искажения формы (о В. большой амплитуды см. ниже).

Основными хар-ками гармонич. В. являются д л и н а В. λ — расстояние между двумя максимумами или минимумами возмущения и п е р и о д В. T — время, за к-рое совершается один полный цикл колебания. Длина В. λ связана с периодом T соотношением $\lambda/c=T$, где c — скорость распространения В. Это соотношение справедливо для гармонич. В. любой природы. Вместо периода T нередко пользуются частотой f, равной числу периодов в ед. времени: $f=1/T$, при этом $\lambda f=c$. В теории В. пользуются также понятием в о л н о в о г о в е к т о р а k, по абс. величине $k=2\pi/\lambda=2\pi f/c$, т. е. равен числу длин В. на отрезке 2π и ориентирован в направлении распространения В.

В гармонич. В. изменение колеблющейся величины W во времени описывается в каждой точке ф-лой: $W=A\sin 2\pi t/T$ (где t — время), т. е. эта величина совершает *гармонические колебания*. В положении равновесия величина W принимается равной нулю. A — а м п л и т у д а В., т. е. значение, к-рое эта величина принимает при наибольших отклонениях. В любой другой точке, расположенной на расстоянии r от первой в направлении распространения В., изменение W со временем происходит по такому же закону, но с опозданием на время $t_1=r/c$, что можно записать в виде:

$$W=A\sin\frac{2\pi}{T}(t-t_1)=A\sin\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{r}{c}\right).$$

Выражение $\varphi=\frac{2\pi}{T}(t-t_1)$ наз. ф а з о й В. Разность фаз в двух точках r_1 и r_2 равна:

$$\varphi_2-\varphi_1=\frac{2\pi}{Tc}(r_2-r_1)=\frac{2\pi}{\lambda}(r_2-r_1).$$

В точках, отстоящих друг от друга на целое число λ, разность фаз составляет чётное число π, т. е. колебания в этих точках протекают в одинаковой фазе — синфазно. Наоборот, в точках, отстоящих друг от друга на нечётное число полуволн, т. е. для к-рых $r_2-r_1=(2N-1)\lambda/2$, где $N=1, 2, \ldots$, разность фаз равна нечётному числу π, т. е. $\varphi_2-\varphi_1=(2N-1)\pi$. Колебания в таких точках происходят в противофазе: в то время как отклонение в одной равно A, в другой оно равно $-A$, и наоборот.

Распространение В. всегда связано с переносом энергии, к-рый можно количественно характеризовать вектором плотности потока энергии I. Этот вектор для упругих В. наз. вектором Умова (по имени рус. учёного Н. А. Умова, к-рый ввёл это понятие), для электромагнитных — *Пойнтинга вектором*. Направление вектора I совпадает с направлением переноса энергии, а его абс. величина равна энергии, переносимой В. за ед. времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно к нему. При малых отклонениях от положения равновесия $I=KA^2$, где K — коэфф. пропорциональности, зависящий от природы В. и св-в среды, в к-рой В. распространяется.

Важной хар-кой В. явл. вид поверхностей равных фаз, т. е. таких поверхностей, в любой точке к-рых в данный момент времени фазы одинаковы. Форма поверхности равной фазы зависит от условий возникновения и распространения В. В простейшем случае такими поверхностями явл. плоскости, перпендикулярные направлению распространения В.; такая В. наз. п л о с к о й. В., у к-рых поверхностями равных фаз явл. сферы и цилиндры, наз. соответственно с ф е р и ч е с к и м и и ц и л и н д р и ч е с к и м и. Поверхности равных фаз наз. также фронтами В. В случае одиночной В. фронтом наз. передний край В., непосредственно граничащий с невозмущённой средой.

Волны и лучи. Линия, направление к-рой в каждой точке совпадает с направлением потока энергии в В., наз. лучом. В изотропной среде это направление совпадает с направлением нормали к фронту В. Плоской В. соответствует параллельный пучок прямолинейных лучей, сферической — радиально расходящийся пучок и т. д. При нек-рых условиях сложный расчёт распространения В. можно заменить более простым расчётом формы лучей. Этим пользуются в *геометрической акустике* и *геометрической оптике*. Такой упрощённый подход применим, когда длина В. достаточно мала по сравнению с нек-рыми характерными размерами, напр. размерами препятствий, лежащих на пути

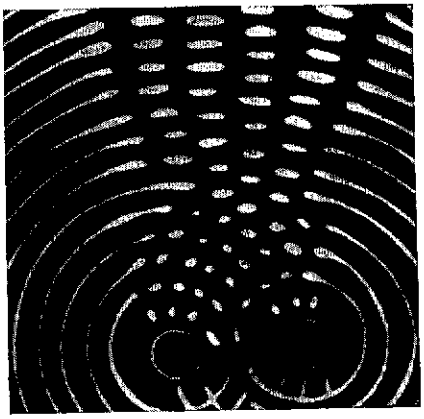


Рис. 3. Интерференция волн на поверхности воды, возбуждаемых в двух разл. точках.

распространения В., поперечными размерами фронта В., расстояниями до точки, в к-рой сходятся В., и т. п.

Интерференция волн. При приходе в данную точку среды двух В. их действие складывается. Особо важное значение имеет наложение т. н.

когерентных В. В случае *когерентности* В. имеет место явление, наз. интерференцией: в точках, куда обе В. приходят в фазе, они усиливают друг друга; в точках же, куда они попадают в противофазе, ослабляют.

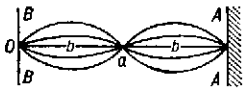


Рис. 4. Стоячая волна, возникшая в результате интерференции падающей и отражённой от препятствия *AA* волны: в точке *a* — узел колебания, в точках *b* — пучности.

В результате получается характерная интерференц. картина (рис. 3). См. также *Интерференция волн*, *Интерференция света*.

Один из важных и часто встречающихся случаев — интерференция прямой и обратной В. (рис. 4), распространяющихся в противоположных направлениях, к-рая приводит к образованию т. н. *стоячих волн*.

Дифракция. При падении В. на непрозрачное для неё тело или на экран позади тела образуется теневое

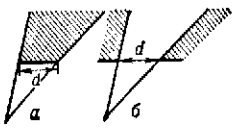


Рис. 5. Схема образования тени при падении волны: *а* — на непрозрачное тело; *б* — на отверстие в непрозрачном экране (*d* — размер тела или отверстия).

пр-во (рис. 5, *а* и 6, слева). Однако границы тени не резки, а размыты, причём размытость увеличивается при удалении от тела. Это явление огибания тела В. наз. дифракцией. На расстояниях от тела, существенно больших, чем d^2/λ, где d — его поперечный размер, тень практически пол-

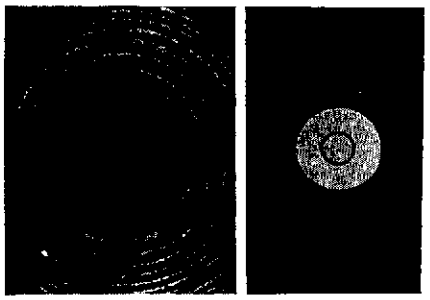


Рис. 6. Дифракц. картина при падении света: слева — на круглый экран; справа — на круглое отверстие.

ностью смазана. Чем больше размеры тела, тем большее пр-во занимает тень. Тела, размеры к-рых малы по сравнению с длиной В., вообще не создают тени, они рассеивают падающую на них В. во всех направлениях. Изменение амплитуды В. при переходе из «освещённой» области в область тени происходит по сложному закону с чередующимися уменьшением и увеличением амплитуды (рис. 6, слева и 7), что обусловлено интерференцией В., огибающих тело.

Дифракция имеет место также при прохождении В. через отверстие (рис. 5, *б* и 6, справа), где она также выражается в проникновении В. в об-

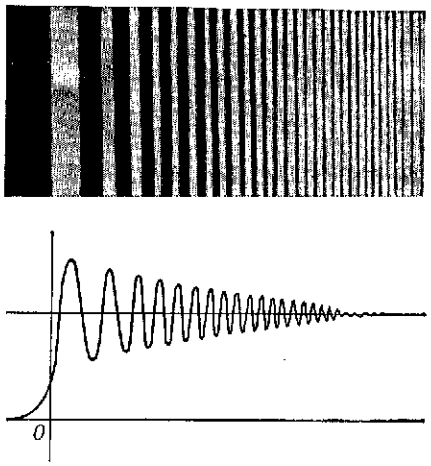


Рис. 7. Вверху — дифракция света от края экрана (виден сложный переход от света к тени); внизу — кривая, характеризующая освещённость пр-ва между светом и тенью (край экрана соответствует началу координат).

ласть тени и в нек-ром изменении харра В. в освещённой области: чем меньше диаметр отверстия по сравнению с длиной В., тем шире область, в к-рую проникает В. См. *Дифракция волн*, *Дифракция света*.

Поляризация волн заключается в нарушении симметрии распределения возмущений (напр., смещений и скоростей в упругих В. или напряжённостей электрич. и магн. полей в эл.-

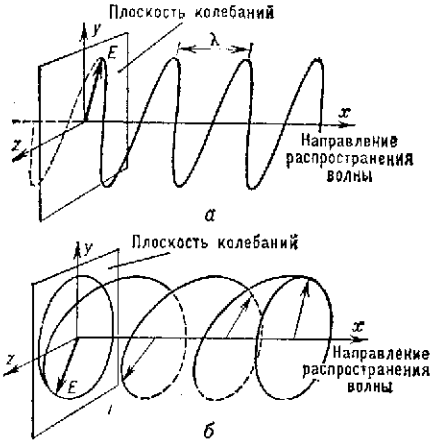


Рис. 8. *а* — линейно поляризованная волна; *б* — волна, поляризованная по кругу (***E*** — вектор, изображающий распространяющееся возмущение).

магн. В.) относительно направления распространения поперечной В. В продольной В., в к-рой возмущения всегда направлены вдоль направления распространения В., явления поляризации возникнуть не могут.

Если колебания возмущения ***E*** происходят всё время в каком-то одном направлении (рис. 8, *а*), то имеет место простейший случай линейно поляризованной или плоско поляризованной В. Возможны и другие, более сложные типы поляризации. Напр., если конец вектора ***E***, изображающего возмущение, описывает эллипс или окружность в плоскости колебаний (рис. 8, *б*), то имеет место эллиптическая или круговая поляризация. Скорость распространения поперечных В. может зависеть от их поляризации. Поляризация может возникнуть: из-за отсутствия симметрии в возбуждающем В. излучателе, при распространении В. в анизотропной среде, при преломлении и отражении В. на границе двух сред. См. также *Поляризация света*.

Отражение и преломление волн. При падении на плоскую границу раздела двух разных сред плоская В. частично отражается, частично проходит в другую среду, оставаясь плоской,

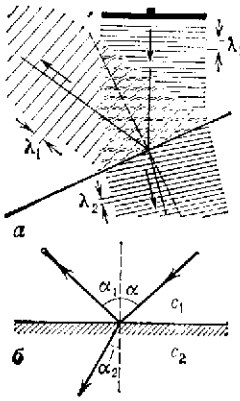


Рис. 9. *а* — схема отражения и преломления плоской волны (λ_1 — длина падающей и отражённой волн, λ_2 — длина преломлённой волны); *б* — схема хода лучей (стрелки), соответствующих падающей, отражённой и преломлённой волнам.

но меняет при этом своё направление распространения (преломляется) (рис. 9, *а*). Углы, образуемые направлениями падающей и преломлённой В. (рис. 9, *б*) с перпендикуляром к границе раздела сред, наз. соотв. углом падения α, углом отражения α_1 и углом преломления α_2. Согласно закону отражения, угол падения равен углу отражения, т. е. $\alpha=\alpha_1$, а согласно закону преломления, синус угла падения относится к синусу угла преломления, как скорость В. в первой среде к её скорости во второй среде, т. е. $\sin\alpha/\sin\alpha_2=c_1/c_2=n$, где n — показатель преломления.

Смесь В. с разл. поляризациями, распространяющихся в одном и том же направлении, разделится, попадая в среду, в к-рой скорость распространения зависит от состояния поляризации: В., поляризованные различно, пойдут по разным направлениям (см. *Двойное лучепреломление*). Во многих случаях скорость распространения зависит также от частоты колебаний

(т. е. имеет место дисперсия); в этих случаях смесь В. с разл. частотами при преломлении разделится. При отражении расходящейся (сферич. или цилиндрической) В. под малыми углами к плоской границе раздела двух сред возникают нек-рые особенности. Так, напр., когда скорость c_2 в ниж. среде больше, чем c_1 в верх. среде, кроме обычной отражённой В., к-рой соответствует луч OAP, возникает т. н. боковая В. Соответствующий ей луч $OSDP$ часть своего пути (отрезок SD) проходит в среде, от к-рой

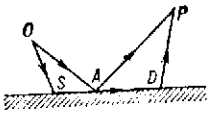


Рис. 10. Схема образования боковой волны.

происходит отражение (рис. 10). Иногда, особенно в сейсмологии, боковая В. наз. головной.

Форма волны. В процессе распространения В. её форма претерпевает изменения. Хар-р изменений существенно зависит от первонач. формы В. Лишь бесконечная синусоидальная (гармоническая) В. (за исключением В. очень большой интенсивности) сохраняет свою форму неизменной при распространении, если при этом она не испытывает заметного поглощения. Но всякую В. (любой формы) можно представить как сумму бесконечных гармоник. В. разных частот (гармоник). Напр., одиночный импульс можно представить как бесконечную сумму наложенных друг на друга гармоник. В. Если среда, в к-рой распространяются В., линейна, т. е. её св-ва не меняются под действием возмущений, создаваемых В., то все эффекты, вызываемые негармоник. В., могут быть определены как сумма эффектов, создаваемых в отдельности каждой из её гармоник. составляющих (т. н. суперпозиции принцип).

В реальных средах нередко скорости распространения гармоник. В. зависят от частоты В. (т. н. дисперсия В.). Поэтому негармоник. В., состоящая из совокупности гармоник, в процессе распространения меняет свою форму, т. к. соотношение между фазами составляющих её гармоник. В. меняется. Искажение формы В. может происходить и при дифракции и рассеянии негармоник. В., т. к. оба эти процесса зависят от длины В., и поэтому для гармоник. В. разной длины дифракция и рассеяние будут различны. При наличии дисперсии форма негармонических В. может изменяться также в результате её преломления. Иногда может искажаться и форма гармонических В. Это происходит в тех случаях, когда амплитуда распространяющейся В. достаточно велика, так что уже нельзя пренебрегать изменениями св-в среды под её воздействием, т. е. когда сказываются нелинейные св-ва среды. В нелинейной среде существенно изменяются и др. законы распространения В., в частности возникает новый тип уединённых волн — *солитоны*, изменяются законы отражения и преломления (см. *Нелинейная оптика*).

Фазовая и групповая скорости. Введённая выше скорость В. наз. фазовой скоростью, это скорость, с к-рой перемещается к.-н. определ. фаза бесконечной синусоидальной (монохроматической) В. (напр., фаза, соответствующая гребню или впадине). Фазовая скорость В. входит, в частности, в ф-лу закона преломления. Однако на практике имеют дело не с монохроматич. В., для к-рых только и имеет смысл понятие фазовой скорости, а с огранич. цугами В. Любая огранич. В. может быть представлена в виде наложения большого (точнее, бесконечно большого) числа монохроматич. В. разл. частот. Если фазовые скорости В. всех частот одинаковы, то с этой же скоростью распространяется и вся совокупность, или группа, В. Если же эти скорости неодинаковы, то имеет место дисперсия, и вопрос о скорости распространения В. усложняется. Если ограниченная В. состоит из В., частоты к-рых мало отличаются друг от друга, то эта В. (т. н. волновой пакет) распространяется с определ. скоростью, наз. групповой скоростью: $u=c-\lambda dc/d\lambda$. С групповой же скоростью происходит перенос энергии В.

Эффект Доплера. При движении источника или наблюдателя происходит изменение частоты В. Наблюдатель, движущийся по направлению к источнику В. (любого вида), воспринимает несколько повышенную частоту по сравнению с неподвижным наблюдателем, между тем как наблюдатель, удаляющийся от источника В., воспринимает пониженную частоту. Аналогичное явление (качественно) имеет место также, когда наблюдатель неподвижен, а источник В. движется. См. также *Доплера эффект*.

Излучение и распространение волн. Для излучения В. необходимо произвести в среде нек-рое возмущение за счёт внеш. источника энергии. Работа, совершаемая этим источником, за вычетом нек-рых потерь превращается в энергию излучаемых В. Так, напр., мембрана телефона или диафрагма громкоговорителя, получая энергию от *электроакустического преобразователя*, излучает звуковые В. Излучение В. производится всегда источниками огранич. размеров, в результате чего возникает «расходящаяся» В.

Несмотря на разную природу В., закономерности, к-рыми определяется их распространение, имеют между собой много общего. Так, упругие В. в однородных жидкостях (газах) или эл.-магн. В. в свободном пр-ве, возникающие в к.-л. малой области («точке») и распространяющиеся без поглощения в окружающем пр-ве, описываются одним и тем же *волновым уравнением*.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., М., 1974 (Берклеевский курс физики, т. 3); Пирс Дж., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979. *Л. М. Бреховских.*

ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ, волны, связанные с любой микрочастицей и отражающие их квант. природу.

В 1924 франц. физик Л. де Бройль (L. de Broglie) высказал гипотезу о том, что установленный ранее для фотонов корпускулярно-волновой дуализм (заключающийся в том, что фотоны обладают и св-вами ч-ц, корпускул, и волн. св-вами) присущ всем ч-цам — эл-нам, протонам, атомам и т. д., причём количеств. соотношения между волн. и корпускулярными св-вами ч-ц те же, что для фотонов. Т. о., если ч-ца имеет энергию $\mathcal{E}$ и импульс, абс. значение к-рого равно p, то с ней связана волна, частота к-рой $\nu=\mathcal{E}/h$ и длина $\lambda=h/p$. Эти волны и получили назв. В. де Б.

Для ч-ц не очень высокой энергии ($v\ll c$) $\lambda=h/mv$, где m и v — масса и скорость ч-цы. Следовательно, длина В. де Б. тем меньше, чем больше масса ч-цы и её скорость. Напр., ч-це с массой в 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует В. де Б. с $\lambda\approx10^{-18}$ Å, что лежит за пределами доступной наблюдению области. Поэтому волн. св-ва несущественны в механике макроскопич. тел. Для эл-нов же с энергиями от 1 эВ до 10 000 эВ длины В. де Б. лежат в пределах от ~10 Å до 0,1 Å, т. е. в интервале длин волн рентг. излучения. Поэтому волн. св-ва эл-нов должны проявиться, напр., при их рассеянии на тех же кристаллах, на к-рых наблюдается *дифракция рентгеновских лучей*.

Первое эксперим. подтверждение гипотезы де Бройля было получено в 1927 в опытах амер. физиков К. Дэвиссона и Л. Джермера. Пучок эл-нов ускорялся в электрич. поле с разностью потенциалов 100—150 В (энергия таких эл-нов 100—150 эВ, что соответствует $\lambda\approx1$ Å) и падал на кристалл никеля, играющий роль пространств. дифракц. решётки. Было установлено, что эл-ны дифрагируют на кристалле, причём именно так, как должно быть для волн, длина к-рых определяется соотношением де Бройля. Волн. св-ва эл-нов, нейтронов и др. ч-ц, а также атомов и молекул теперь не только надёжно доказаны прямыми опытами, но и широко используются в установках с высокой разрешающей способностью, так что можно говорить об инженерном ис-

пользовании В. де Б. (см. *Дифракция микрочастиц*).

Подтверждённая на опыте идея де Бройля о двойств. природе микрочастиц — корпускулярно-волн. дуализме — принципиально изменила представления об облике микромира. Поскольку всем микрообъектам (по традиции за ними сохраняется термин «ч-цы») присущи и корпускулярные и волновые св-ва, то, очевидно, любую из этих «ч-ц» нельзя считать ни ч-цей, ни волной в классич. понимании. Возникла потребность в такой теории, в к-рой волн. и корпускулярные св-ва материи выступали бы не как исключающие, а как взаимно дополняющие друг друга. В основу такой теории — волновой, или квантовой, механики и легла концепция де Бройля. Это отражается даже в назв. *волновая функция* для величины, описывающей в этой теории состояние системы. Квадрат модуля волн. ф-ции определяет вероятность состояния системы, и поэтому о В. де Б. часто говорят как о волнах вероятности (точнее, амплитуд вероятности). Для свободной ч-цы с точно заданным импульсом, движущейся вдоль оси x, волн. ф-ция имеет вид:

$$\psi(x,\ t)\sim e^{(i/\hbar)(px-\mathcal{E}t)},$$

где $\hbar \equiv h/2\pi$ (t — время). В этом случае $|\psi|^2 = \text{const}$, т. е. вероятность обнаружить ч-цу во всех точках одинакова.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика*.

И. И. Григорьев.

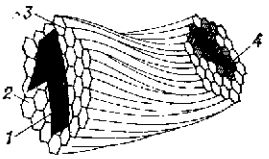
ВО́ЛНЫ НА ПОВЕ́РХНОСТИ ЖИ́ДКОСТИ, *волны*, возникающие и распространяющиеся по свободной поверхности жидкости или по поверхности раздела двух несмешивающихся жидкостей. В. на п. ж. образуются под влиянием внеш. воздействия, в результате к-рого поверхность жидкости выводится из состояния равновесия. При этом возникают силы, восстанавливающие равновесие: силы поверхностного натяжения и силы тяжести. В зависимости от природы восстанавливающих сил В. на п. ж. подразделяются на капиллярные волны, если преобладают силы поверхностного натяжения, и гравитационные, если преобладают силы тяжести. В случае, когда совместно действуют силы тяжести и силы поверхностного натяжения, волны наз. гравитационно-капиллярными. Влияние сил поверхностного натяжения наиб. существенно при малых длинах волн, сил тяжести — при больших.

Скорость c распространения В. на п. ж. зависит от длины волны λ. При возрастании длины волны скорость распространения гравитационно-капиллярных волн сначала убывает до нек-рого мин. значения $c_1 = \sqrt[4]{4g\sigma/\rho}$, а затем вновь возрастает (σ — поверхностное натяжение, g — ускорение свободного падения, ρ — плотность жидкости). Значению c_1 соответствует длина волны $\lambda_1 = 2\pi\sqrt{\sigma/g\rho}$. При $\lambda>\lambda_1$ скорость распространения зависит преим. от сил тяжести, а при $\lambda<\lambda_1$ — от сил поверхностного натяжения. Для поверхности раздела воды и воздуха $\lambda_1 = 1{,}72$ см.

Причины возникновения гравитац. волн: притяжение жидкости Солнцем и Луной, движение тел вблизи или по поверхности воды (корабельные волны), действие на поверхности жидкости системы импульсивных давлений (напр., местное возвышение уровня при подводном взрыве). Наиболее распространены в природе ветровые волны.

ВОЛОКО́ННАЯ О́ПТИКА, раздел оптики, в к-ром рассматривается передача света и изображения по *световодам* и волноводам оптич. диапазона, в частности по многожильным световодам и пучкам гибких волокон. В. о. возникла в 50-х гг. 20 в.

В волоконно-оптич. деталях световые сигналы передаются с одной поверхности (торца световода) на другую (выходную) как совокупность



Поэлементная передача изображения волоконной деталью: *1* — изображение, поданное на входной торец; *2* — светопроводящая жила; *3* — изолирующая прослойка; *4* — мозаичное изображение, переданное на выходной торец.

элементов изображения, каждый из к-рых передаётся по своей световедущей жиле (рис.). В волоконных деталях обычно применяют стеклянное волокно, световедущая жила к-рого (сердцевина) окружена стеклом-оболочкой из др. стекла с меньшим показателем преломления. Вследствие этого на поверхности раздела сердцевины и оболочки лучи, падающие под соответствующими углами, претерпевают полное внутр. отражение и распространяются по световедущей жиле. Несмотря на множество таких отражений, потери в световодах обусловлены гл. обр. поглощением света в массе стекла жилы. При изготовлении световодов из особо чистых материалов удаётся снизить ослабление светового сигнала до неск. десятков и даже единиц дБ/км. Диаметр световедущих жил в деталях разл. назначений лежит в области от нескольких мкм до нескольких мм. Распространение света по световодам, диаметр к-рых велик по сравнению с длиной волны, происходит по законам *геометрической оптики*; по более тонким волокнам (порядка длины волны) распространяются лишь отд. типы волн или их совокупности, что рассматривается в рамках *волновой оптики*.

Для передачи изображения в В. о. применяются жёсткие многожильные световоды и жгуты с регулярной укладкой волокон. Кач-во передачи изображения определяется диаметром световедущих жил, их общим числом и совершенством изготовления. Любые дефекты световодов портят изображение. Обычно разрешающая способность волоконных жгутов составляет 10—50 лин./мм, а в жёстких многожильных световодах и спечённых из них деталей — до 100 лин./мм.

Изображение на входной торец жгута проецируется с помощью объектива. Выходной торец рассматривается через окуляр. Для увеличения или уменьшения действит. изображения применяются *фоконы* — пучки волокон с плавно увеличивающимся или уменьшающимся диаметром. Они концентрируют на выходном узком торце световой поток, падающий на широкий торец. При этом на выходе возрастают освещённость и наклон лучей. Повышение концентрации световой энергии возможно до тех пор, пока числовая *апертура* конуса лучей на выходе не достигнет числовой апертуры световода (её обычная величина 0,4—1). Это ограничивает соотношение входного и выходного радиусов фокона, к-рое практически не превосходит пяти. Широкое распространение получили также пластины, вырезанные поперёк из плотно спечённых волокон. Они служат фронтальными стёклами кинескопов и переносят изображение на их внеш. поверхность, что позволяет контактно его фотографировать. При этом до плёнки доходит осн. часть света, излучаемого люминофором, и освещённость на ней создаётся в десятки раз большая, чем при съёмке фотоаппаратом с объективом.

Световоды и др. волоконно-оптич. детали применяют в технике, медицине и во многих др. отраслях научных исследований. Жёсткие прямые или заранее изогнутые одножильные световоды и жгуты из волокон диам. 15—50 мкм применяют в медицинских приборах для освещения внутр. полостей носоглотки, желудка, бронхов и т. д. В таких приборах свет от электрич. лампы собирается *конденсором* на входном торце световода или жгута и по нему подаётся в освещаемую полость. Использование жгута с регулярной укладкой стеклянных волокон (гибкий эндоскоп) позволяет видеть изображение стенок внутр. полостей, диагностировать заболевания и с помощью гибких инструментов выполнять простейшие хирургич. операции без вскрытия полостя. Световоды с заданным переплетением применяют в скоростной киносъёмке, для регистрации треков яд. ч-ц, как преобразователи сканирования в фототелеграфировании и телевизионной измерит. технике, как преобразователи кода

и как шифровальные устройства. Созданы активные (лазерные) волокна, работающие как квант. усилители и квант. генераторы света, предназначенные для быстродействующих вычислит. машин и выполнения ф-ций логич. элементов, ячеек памяти и др. Особо прозрачные тонкие волоконные световоды с затуханием в неск. дБ/км применяются как кабели телефонной и телевизионной связи как в пределах объекта (здание, корабль и т. п.), так и на расстоянии от него в десятки км. Волоконная связь отличается помехозащищённостью, малым весом линий передачи, позволяет сэкономить дорогостоящую медь и обеспечивает развязку электрич. цепей.

Волоконные детали изготовляются из особо чистых материалов. Из расплавов подходящих марок стёкол вытягиваются световод и волокно. Предложен новый оптич. материал — кристалловолокно, выращиваемое из расплава. Световодами в кристалловолокне явл. нитевидные кристаллы, а прослойками — добавки, вводимые в расплав.

● Капани Н.С., Волоконная оптика, пер. с англ., М., 1969; Вейнберг В. Б., Саттаров Д. К., Оптика световодов, 2 изд., Л., 1977; Кучикян Л. М., Физическая оптика волоконных световодов, М., 1979; Саттаров Д. К., Волоконная оптика, Л., 1973; Тидекен Р., Волоконная оптика и ее применение, пер. с англ., М., 1975. См. также лит. при ст. *Световоды*.

В. Б. Вейнберг.

ВОЛЬТ (В, V), единица СИ электрич. напряжения, электродвижущей силы (эдс), разности электрич. потенциалов. Названа в честь итал. учёного А. Вольты (A. Volta). 1 В — электрич. напряжение, вызывающее в электрич. цепи пост. ток силой 1 А при затрачиваемой мощности 1 Вт. В то же время 1 В равен потенциалу точки электрич. поля, находясь в к-рой заряд в 1 Кл обладает потенц. энергией 1 Дж. 1 В$=10^8/c$ ед. СГСЭ$=$ $=1/300$ ед. СГСЭ$=10^8$ ед. СГСМ, здесь c — числовое значение скорости света в вакууме, выраженное в см/с ($\approx 3\cdot 10^{10}$).

ВОЛЬТ НА МЕТР (В/м, V/m), единица СИ напряжённости электрич. поля. 1 В/м — напряжённость однородного электрич. поля, при к-рой между точками, находящимися на расстоянии 1 м вдоль линии напряжённости поля, создаётся разность потенциалов 1 В. 1 В/м$=1/3\cdot 10^{-4}$ ед. СГСЭ$=10^6$ ед. СГСМ.

ВОЛЬТ-АМПЕ́Р (В·А, V·A), единица полной мощности электрич. тока, т. е. мощности, определяемой произведением действующего значения силы тока в электрич. цепи на напряжение на её зажимах. Различают также активную мощность (ед. СИ — *ватт*) и реактивную мощность (ед.— *вар*).

ВОЛЬТ-АМПЕ́РНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА, зависимость тока от приложенного к элементу электрич. цепи напряжения или зависимость падения напряжения на элементе электрич. цепи от протекающего через него тока. Если сопротивление элемента не зависит от тока, то В.-а. х.—прямая линия, проходящая через начало координат. В.-а. х. нелинейных элементов электрич. цепи (электровакуумные, газоразрядные и твёрдотельные приборы) имеют нелинейные участки и разнообразную форму (N-образные В.-а. х., S-образные и т. п.).

ВОЛЬТМЕ́ТР (от *вольт* и греч. metréō — измеряю), прибор для измерения напряжения в электрич. цепях. В. включается параллельно участку цепи, на к-ром измеряется напряжение. Для уменьшения влияния включённого В. на режим цепи он должен обладать большим входным сопротивлением.

Осн. частью простейших В. явл. электроизмерит. механизм (магнитоэлектрич., эл.-магн., электродинамич., ферродинамич., электростатический — см. соответствующие статьи). В. для измерения малых напряжений представляет собой сочетание *измерительного усилителя* с электроизмерит. механизмом, воспринимающим выходной сигнал усилителя. Для измерения больших напряжений в В. встраивают добавочные сопротивления или делители напряжения либо используют В. совместно с указанными устройствами или измерит. трансформатором напряжения. Широкое распространение получили цифровые В. (см. *Цифровой электроизмерительный прибор*). Для измерений в цепях перем. тока на высоких и сверхвысоких частотах широко применяют В., в к-рых перед электроизмерит. механизмом включён преобразователь перем. тока в постоянный (см. *Выпрямительный электроизмерительный прибор*, *Термоэлектрический измерительный прибор*). В. с электроизмерит. механизмами без внеш. добавочных устройств характеризуются след. данными: верх. предел измерений — от 0,3 мВ до 300 кВ, осн. погрешность в % от верх. предела измерений — 0,1—2,5%, частотный диапазон — от десятых долей Гц до 20 МГц. Цифровые В. (в осн. пост. тока): верх. предел измерений— от 100 мкВ до 2 кВ, основная погрешность— 0,02—0,5%. Электронные В. с усилителями и преобразователями позволяют измерять напряжения до 10^{-9} В в диапазоне частот до сотен МГц, В. с трансформаторами напряжения и высоковольтными делителями — до 1 МВ.

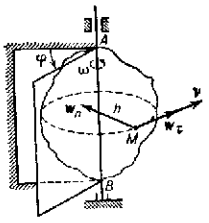
Техн. требования к В. стандартизованы в ГОСТах 22261—76, 8711—78 и 9781—78.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. И. Кузнецов.

ВОССТАНОВЛЕ́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ в теории удара, величина, зависящая от физ. св-в соударяющихся тел и определяющая, какая доля начальной относит. скорости этих тел восстанавливается к концу удара. В. к. характеризует потери механич. энергии соударяющихся тел вследствие появления в них остаточных деформаций и их нагревания. См. также *Удар*.

ВРАЩА́ТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ твёрдого тела, 1) В. д. вокруг оси— движение тв. тела, при к-ром к.-л. две его точки A и B остаются всё время неподвижными (рис.). Прямая AB, проходящая через эти точки, наз. осью вращения; все точки тела при В. д. описывают окружности в плоскостях, перпендикулярных к оси вращения и с центрами, лежащими на этой оси. Тело, совершающее В. д., имеет одну степень свободы, и его положение определяется углом φ между проведёнными через ось вращения неподвижной полуплоскостью и полуплоскостью, жёстко связанной с телом и вращающейся вместе с ним. Осн. кинематич. хар-ки В. д. тела — его угл. скорость ω и угл. ускорение ε. Для любой точки тела, отстоящей от оси на расстоянии h, её линейная скорость $v=h\omega$, касательное ускорение $w_\tau=h\varepsilon$, нормальное ускорение $w_n=h\omega^2$ и полное ускорение $w=$ $=h\sqrt{\varepsilon^2+\omega^4}$.



Осн. динамич. хар-ками В. д. тела явл. его кинетич. момент относительно оси вращения $K_z=I_z\omega$ (см. *Момент количества движения*) и кинетич. энергия $T=1/2\,I_z\omega^2$, где I_z — момент инерции тела относительно оси вращения z. Закон вращения определяется из основного ур-ния: $I_z\varepsilon=M_z$, где M_z — вращающий момент.

2) В. д. вокруг точки (или сферич. движение) — движение тв. тела, при к-ром какая-то одна его точка O остаётся неподвижной, а все другие точки движутся по поверхностям сфер, имеющих центр в точке O. При таком В. д. тела любое его элем. перемещение представляет собой элем. поворот вокруг нек-рой оси, проходящей через точку O и наз. мгновенной осью вращения. Со временем эта ось, в отличие от неподвижной, непрерывно изменяет своё направление. В результате В. д. тела слагается из серии элем. поворотов вокруг непрерывно меняющих своё направление мгновенных осей. Пример такого В. д. тела — движение *гироскопа*.

С. М. Тарг.

ВРАЩА́ТЕЛЬНЫЕ СПЕ́КТРЫ (ротационные спектры), молекулярные спектры, обусловленные вращением молекулы как целого. Состоят из отдельных спектр. линий; наблюдаются в поглощении в далёкой ИК области и микроволн. диапазоне, а также в спектрах *комбинационного*

рассеяния света. Подробнее см. в ст. *Молекулярные спектры*.

ВРАЩА́ЮЩИЙ МОМЕ́НТ, мера внеш. воздействия, изменяющего угл. скорость вращающегося тела. В. м. равен алгебр. сумме моментов всех действующих на вращающееся тело сил относительно оси вращения (см. *Момент силы*, *Вращательное движение*). В. м. связан с угл. ускорением тела ε равенством: $M_{вр}=I\varepsilon$, где I — *момент инерции* тела относительно оси вращения.

ВРАЩЕ́НИЕ ПЛО́СКОСТИ ПОЛЯРИЗА́ЦИИ света, поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света при его прохождении через в-во (см. *Поляризация света*). Наиболее простое модельное объяснение явления В. п. п. состоит в следующем. Линейно поляризованный пучок света можно представить как результат сложения (сумму) двух пучков, распространяющихся в одном направлении и поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения. Если два таких пучка распространяются в в-ве с разл. скоростями (т. е. если *преломления показатели* в-ва для них неодинаковы), то это приводит к повороту плоскости поляризации суммарного пучка. В. п. п. может быть обусловлено либо особенностями внутр. структуры в-ва (см. *Оптическая активность*), либо вз-ствием в-ва с внеш. магн. полем (см. *Фарадея эффект*). Как правило, В. п. п. происходит в оптически изотропных средах *с пространственной дисперсией* (кубич. кристаллы, жидкости, р-ры и газы). Измеряя В. п. п. и его зависимость от длины волны света (т. н. вращательную дисперсию), исследуют особенности строения в-ва и определяют концентрации *оптически активных веществ* в р-рах. В. п. п. используют в ряде оптич. приборов (оптич. модуляторы, затворы, вентили, квант. гироскопы и др.).

ВРЕ́МЕНИ ИЗМЕРЕ́НИЕ. Отсчёт времени связан с периодич. процессами. Система исчисления времени, применяемая в повседневной жизни, основана на солн. сутках, а соответствующая ед. времени — секунда солнечного времени определяется как 1/86400 ср. солн. суток (в году содержится 365,2422 ср. солн. суток). Длительность истинных солн. суток меняется в течение года вследствие неравномерности орбит. движения Земли и наклона земной оси к плоскости орбиты; эти изменения достигают 50 с.

По междунар. соглашению, земная поверхность разделена на 24 часовых пояса, в каждом из к-рых ведётся единый отсчёт времени, отличающийся на 1 ч от времени в соседнем поясе. Отсчёт долгот, а следовательно, и осн. отсчёт времени, ведётся от меридиана, проходящего через Гринвичскую обсерваторию (Великобритания). Единое время, отсчитываемое внутри данного часового пояса, наз. гражданским временем, а время нулевого часового пояса (гринвичское время) наз. всемирным временем. Москва и Ленинград находятся во 2-м часовом поясе, самые восточные части нашей страны лежат в 12-м часовом поясе. Для рационального использования светлого времени суток во многих странах (в СССР с 1981) часы на лето переводятся вперёд («летнее время»). Кроме того, в СССР с 1930 часы по всей территории страны сдвинуты на 1 ч вперёд относительно времени данного часового пояса (декретное время). Декретное московское время опережает гринвичское время на 3 ч.

Значительные видимые размеры Солнца и большой поток света и теплоты, излучаемый им, делают отсчёт времени по нему неудобным и неточным. Поэтому астр. измерение времени вплоть до сер. 20 в. велось на основе наблюдений видимого движения звёзд, обусловленного суточным вращением Земли. Длительность звёздных суток (промежутка времени между двумя последоват. прохождениями звезды через плоскость меридиана) не содержит вариаций, связанных с неравномерностью орбит. движения Земли и с наклоном земной оси к плоскости орбиты. Тем не менее оказалось неудобным введение звёздных суток для практич. счёта времени. Звёздные сутки приблизительно на 4 мин меньше солн. суток. (Это различие обусловлено тем, что за время каждого оборота Земли вокруг оси Солнце перемещается по небосводу прибл. на $^1/_{365}$ оборота в направлении вращения Земли.) Отношение между ср. солнечными и звёздными сутками определено с чрезвычайно высокой точностью.

Измерение меньших промежутков времени осуществляется с помощью астр. часов. Их ход определяется маятником (вес 10—12 кг), колеблющимся на спец. подвесе (длиной ок. 1 м) в вакууме. Для достижения высокой точности (относит. погрешность 10^{-8}) маятник максимально защищён от вибраций, внеш. воздействий, изменений темп-ры, а его колебания поддерживаются эл.-магн. устройством.

Бо́льшую точность отсчёта времени обеспечивают *кварцевые часы*, ход к-рых определяется колебаниями пластин из высококачественного крист. *кварца*. Суточная относит. погрешность таких часов не превышает 10^{-11}, а ошибка, накапливающаяся в течение года, не превышает 10^{-9} с. Кварцевые часы позволили установить неравномерность суточного вращения Земли. Сравнение длительности звёздных суток с показаниями многих независимых кварцевых часов показало, что длительность звёздных суток может изменяться на величину 10^{-8} от их ср. величины. Океанские приливы и деформации земной коры, вызываемые притяжением Солнца и Луны, постепенно замедляют суточное вращение Земли, так что сутки удлиняются в ср. на 0,001 с за столетие. Наблюдаются и др. периодич. изменения скорости вращения Земли, вызванные притяжением Солнца и Луны, наклоном земной оси к плоскости её орбиты, сплюснутостью Земли у полюсов. На эти регулярные вариации налагаются хаотич. изменения, вызванные мощными возмущениями атмосферы, связанными с солн. активностью, тектонич. процессами и др. В результате длительность истинных звёздных суток непостоянна. Более регулярным процессом явл. обращение Земли вокруг Солнца, период к-рого весьма постоянен, а его возмущения под влиянием др. планет малы. В 1960 Генеральная конференция по мерам и весам определила секунду как 1/31556925,9747 часть длительности тропич. года (эфемеридная секунда).

Макроскопич. тела принципиально не могут служить абс. хранителем времени. Причина — неустранимые и неконтролируемые изменения систем, состоящих из огромного числа атомов. Изменение упругости подвеса маятника или упругости кварцевой пластины (рекристаллизация), возникновение микротрещин, разрушение поверхностных слоёв и др. неизбежно ведут к изменению периода колебания маятника или пластины. Освободиться от таких медленных, но неизбежных изменений, можно лишь обратившись к ат. системам, состоящим из сравнительно небольшого числа ч-ц. Изменения числа ч-ц или их состояния ведут к резкому квант. изменению св-в системы и могут быть сразу замечены. Атом или молекула избирательно поглощает или излучает эл.-магн. волны определённых частот (см. *Спектроскопия*). Эти частоты отличаются непревзойдённым постоянством, т. к. зависят от строения атома или молекулы.

Развитие *радиоспектроскопии* и *квантовой электроники* привело к созданию двух типов ат. эталонов частоты и времени — цезиевого эталона и водородного генератора, позволяющих измерять и воспроизводить секунду с относит. погрешностью 10^{-13} (см. *Квантовые стандарты частоты*, *Квантовые часы*). Взаимные сравнения цезиевых и водородных стандартов частоты разл. конструкций показали расхождение в $3\cdot10^{-13}$. Генеральная конференция по мерам и весам приняла в 1967 новую ед. времени — атомную секунду, определив её как 9192631770,0 периодов эл.-магн. колебаний, соответствующих определ. квант. переходу атома ^{137}Cs. Нуль после запятой означает, что эта величина, полученная из сравнений с эфе-

меридной секундой, принята за определение и не подлежит дальнейшему уточнению (если последующие астр. наблюдения этого потребуют, то должна быть уточнена величина эфемеридной секунды). Частота, фиксируемая водородным генератором, определена из сравнений с цезиевым эталоном с погрешностью $30 \cdot 10^{-12}$ и равна 1420405751,7860±0,0046 Гц.

Создание *оптических стандартов частоты* позволит объединить в одном физ. процессе эталоны времени и длины. Период эл.-магн. колебаний, соответствующий избранной спектр. линии, станет основой эталона времени, а длина волны этой спектр. линии — основой эталона длины. Однако создание любого нового эталона времени должно послужить лишь уточнению измерит. процедуры, но не должно изменять значения секунды, определённой при помощи цезиевого эталона.

Совр. состояние науки требует измерения отрезков времени от 10^{-12} с до 10^{10} лет. Этот огромный диапазон не может быть реализован в единой методике и аппаратуре. Пока не существует методов для точного измерения сверхкоротких импульсов, генерируемых нек-рыми *лазерами*. Процессы, длительность к-рых превосходит доли нс, могут изучаться при помощи скоростных *электронолучевых осциллографов*. Несколько более медленные процессы фиксируются при помощи хронографов. Измерение длительности геол. и астрофиз. процессов основано на изучении явлений, связанных с распадом и синтезом ат. ядер. Возраст горных пород определяется по измерению относительного содержания в них продуктов радиоакт. распада. Возраст археол. объектов определяется по относит. содержанию радиоакт. изотопа углерода ^{13}C или по намагниченности обожжённых глиняных черепков, соответствующей величине магн. поля Земли в месте и в момент обжига. Возраст звёзд определяется по относит. содержанию гелия и водорода в их атмосфере, а возраст Метагалактики характеризуется величиной *красного смещения* в спектрах наиб. удалённых астр. объектов. Новейшие данные о возрасте Метагалактики получены из наблюдения *реликтового излучения*.

● Бакулин П. И., Блинов Н. С., Служба точного времени, 2 изд., М., 1977; Константинов А. И., Флеер А. Г., Время, М., 1971; Время и частота. Сб. статей, под ред. Дж. Джесперсена, М., 1973; Ильин В. Г., Сажин В. В., Новый Государственный эталон времени и частоты, СССР, «Природа», 1977, № 8. См. также лит. при ст. *Квантовые стандарты частоты*.

М. Е. Жаботинский.

ВРЕМЕННО́Е СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, см. *Прочности предел*.

ВРЕ́МЯ, см. *Пространство и время*.

ВРЕ́МЯ ЖИ́ЗНИ, 1) средняя продолжительность τ существования возбуждённых состояний *молекул*, *атомов*, *ядер атомных*, заканчивающаяся спонтанным (самопроизвольным) их переходом в менее возбуждённое или в осн. состояние; τ — важная хар-ка состояний или уровней энергии ч-ц (В. ж. на уровне с).

2) Ср. продолжительность жизни нестабильных (радиоактивных) ат. ядер и элем. ч-ц, связанная с их периодом полураспада $T_{1/2}$ и с постоянной распада λ соотношением:

$$\tau = T_{1/2}/\ln 2 = 1/\lambda$$

(τ изменяется в широких пределах, напр. для ^{238}U $\tau = 4{,}49 \cdot 10^9$ лет, для свободного нейтрона 12,8 мин, для ^{212}Po $3 \cdot 10^{-7}$ с, для π^0-мезона 10^{-16} с).

3) Ср. продолжительность жизни *квазичастиц* в тв. теле и в жидком гелии, в частности неравновесных эл-нов проводимости и дырок в *полупроводниках*, определяемая процессами *рекомбинации* электронов и *дырок*. Она зависит от природы кристалла, от темп-ры, хар-ра и концентрации примесей и колеблется в пределах 10^{-2}—10^{-8} с.

ВРЕ́МЯ-ПРОЛЁТНЫЙ МАСС-СПЕКТРО́МЕТР, динамич. *масс-спектрометр*, в к-ром для разделения ионов по величине отношения массы к заряду используется различие во времени пролёта ионами определ. расстояния. Отличаются быстродействием — скорость измерений до 10^5 масс-спектров в 1 с; широко используются при изучении быстропротекающих процессов.

ВСЕМИ́РНОГО ТЯГОТЕ́НИЯ ЗАКО́Н (Ньютона закон тяготения), см. в ст. *Тяготение*.

ВСТРЕ́ЧНЫХ ПУЧКО́В СИСТЕ́МЫ, установки, в к-рых осуществляется столкновение встречных пучков заряж. ч-ц (элем. ч-ц и ионов), ускоренных электрич. полем до высоких энергий (см. *Ускорители*). В таких установках исследуются вз-ствия ч-ц и рождение новых ч-ц при максимально доступных в лаб. условиях эфф. энергиях столкновения. Наибольшее распространение получили устройства со встречными электрон-электронными (e^-e^-), электрон-позитронными (e^-e^+) и протон-протонными (pp) пучками.

В обычных ускорителях вз-ствие ч-ц изучается при столкновениях пучка ускоренных до высокой энергии ч-ц с ч-цами неподвижной мишени. При этом вследствие закона сохранения полного импульса соударяющихся ч-ц б. ч. энергии налетающей ч-цы расходуется на сообщение кинетич. энергии ч-цам — продуктам реакции, и лишь небольшая её часть «включается» в энергию вз-ствия ч-ц в системе их центра инерции, к-рая может идти, напр., на рождение новых ч-ц. При столкновении двух ч-ц одинаковой массы m_0, одна из к-рых покоится в лаб. системе отсчёта, а другая движется с релятивистской (близкой к скорости света c) скоростью, энергия в системе центра инерции $\mathcal{E}_{ци} = \sqrt{2\mathcal{E}_0\mathcal{E}}$, где $\mathcal{E}_0 = m_0c^2$ — энергия покоя ч-цы, а $\mathcal{E}$ — энергия налетающей ч-цы в лаб. системе отсчёта. Чем больше $\mathcal{E}$, тем меньшая её доля определяет энергию вз-ствия ч-ц. Если же сталкиваются ч-цы с равными по величине и противоположно направленными импульсами, т. е. их суммарный импульс равен 0, то лаб. система отсчёта совпадает с системой центра инерции ч-ц и эфф. энергия столкновения равна сумме энергий сталкивающихся ч-ц; для ч-ц с одинаковыми массами (и энергией $\mathcal{E}_1$) $\mathcal{E}_{ци} = 2\mathcal{E}_1$.

Особенно велико преимущество изучения процессов вз-ствия на встречных пучках для лёгких ч-ц — эл-нов и позитронов, для к-рых $\mathcal{E}_0 = 0{,}5$ МэВ. Напр., для соударяющихся во встречных пучках эл-нов с энергией 1 ГэВ $\mathcal{E}_{ци} = 2$ ГэВ; такая же эфф. энергия столкновения при одном неподвижном эл-не потребовала бы энергии налетающего эл-на $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{ци}^2/2\mathcal{E}_0 \approx 4000$ ГэВ. Для встречных пучков протонов ($\mathcal{E}_0 \approx$ ≈ 1 ГэВ), напр. с энергией $\mathcal{E} = 70$ ГэВ (энергия протонов Серпуховского ускорителя 76 ГэВ), $\mathcal{E}_{ци} = 140$ ГэВ, тогда как при столкновении с покоящимся протоном эфф. энергия столкновения 140 ГэВ была бы достигнута лишь при энергии налетающего протона в лаб. системе $\mathcal{E} = 10\,000$ ГэВ. Т. о., в области сверхвысоких энергий с В. п. с. не могут конкурировать обычные ускорители с неподвижной мишенью.

Недостаток В. п. с. — малая интенсивность пучков (число ч-ц в пучках) по сравнению с плотностью ч-ц в неподвижной мишени. Для увеличения интенсивности до процесса соударения производится накапливание заряж. ч-ц в спец. накопит. кольцах, так чтобы токи циркулирующих ч-ц были не менее десятков А. Однако и при таких токах интенсивность пучков вторичных ч-ц высоких энергий (π^-- и К-мезонов, *нейтрино* и др.), образующихся при соударениях, на неск. порядков меньше, чем интенсивность пучков тех же ч-ц от обычных ускорителей. Кроме того, в В. п. с., по сравнению с традиц. ускорителями, получается проигрыш в энергии вторичных ч-ц, т. к. энергия вторичной ч-цы не может превышать энергию сталкивающихся первичных ч-ц. Поэтому В. п. с. не могут заменить традиц. ускорители, а лишь дополняют их.

В накопит. кольца — кольцевые вакуумные камеры, помещённые в магн. поле, ускоренные заряж. ч-цы поступают из обычного ускорителя. Магн. поле создаётся, как правило, секторными магнитами, разделёнными прямолинейными промежутками (без магн. поля) для областей пересечения пучков (и для размещения ускорит. устройства). В. п. с. содержит один или два накопит. кольца в зависимости от того, различны (напр., e^-e^+, $p\bar{p}$, где $\bar{p}$ — *антипротон*) или одинаковы

(напр., e^-e^-, pp) знаки электрич. зарядов сталкивающихся ч-ц. Предварит. ускорение пучков (до инжекции в накопит. кольца) производится в синхротронах или синхрофазотронах, а также в линейных ускорителях. Возможно и дополнит. ускорение ч-ц в накопит. кольцах после инжекции. Однако независимо от того, производится ли дополнит. ускорение, каждый накопит. комплекс со встречными пучками обязательно включает ускоряющую систему для компенсации потерь энергии заряж. ч-ц на *синхротронное излучение* (для пучков e^-e^- и e^-e^+) и ионизацию остаточного газа в камере. Второе назначение системы ускорения — фиксация азимутальных размеров пучка (число сгустков ч-ц равно кратности частоты ускоряющей системы по отношению к частоте обращения ч-ц). Типичные схемы электрон-позитронного и протон-протонного накопит. комплекса приведены на рис. 1 и 2.

Осн. хар-ка системы со встречными пучками — величина, к-рая определяет число событий (N) исследуемого типа в ед. времени; она наз. с в е т и м о с т ь ю установки (L). Если изучается вз-ствие с сечением σ, то $N=L\sigma$. В наиболее простом случае, когда угол встречи пучков равен нулю, $L=R(N_1N_2/S)\omega/2\pi$, где N_1, N_2 — полные числа ч-ц в каждом пучке, заполняющем кольца, S — площадь поперечного сечения, общая для обоих пучков, ω — круговая частота обращения ч-ц по замкнутой орбите, R — коэфф. использования установки, равный отношению длины промежутков встречи пучков к периметру орбиты. В более общем случае R зависит от области перекрытия пучков, т. е. от углов пересечения и относит. размеров пучков. Для эфф. изучения процессов вз-ствия с сечением $\sigma=10^{-26}$—10^{-32} см^2 величина светимости должна составлять 10^{28}—10^{32} см$^{-2}$ с$^{-1}$. Это достигается накоплением циркулирующего тока пучков заряж. ч-ц и уменьшением поперечного сечения пучков при помощи спец. магн. фокусировки в прямолинейных промежутках, а также использованием методов электронного (стохастического) охлаждения с целью уменьшения поперечной компоненты импульса сталкивающихся пучков. Метод электронного охлаждения был предложен в 1966 Г. И. Будкером для тяжёлых ч-ц (протонов и антипротонов), у к-рых из-за практич. отсутствия синхротронного излучения не происходит автоматич. затухания поперечных колебаний ч-ц в пучке. Метод основан на эффекте передачи тепловой энергии пучка тяжёлых ч-ц сопутствующему (пущенному параллельно) электронному пучку с более низкой темп-рой. Эксперим. подтверждение этого эффекта было впервые получено в Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР (1974).

Для того чтобы обеспечить непрерывный физ. эксперимент с мало меняющейся светимостью установки, необходимо большое время жизни накопленных пучков ч-ц. Время жизни пучка (время, в течение к-рого интенсивность пучка уменьшается в e раз) зависит от ряда эффектов. Гл. из них — однократное и многократное рассеяние ускоренных ч-ц на атомах остаточного газа в камере накопителя, а для эл-нов и позитронов — синхротронное излучение и квант. флуктуации; существенную роль может также играть эффект взаимного рассеяния эл-нов (позитронов) пучка. Эксперим. критерий времени жизни пучка — относит. величина потери интенсивности пучков в % за 1 ч; для лучших действующих установок она составляет десятые доли % в час (для протонной установки в ЦЕРНе — 0,1% в 1 ч при токе 22 А). Такая большая величина времени жизни пучков достигается при помощи сверхвысокого вакуума в камерах накопителей пучков (10^{-11} мм рт. ст. в камере и 10^{-12} мм рт. ст. в зонах встречи пучков). Необходимый элемент ускорителя со встречными e^-e^+-пучками — электрон-позитронный конвертор (металлич. мишень M толщиной ок. 1 радиац. длины; на рис. 1 — на прямом пучке), в к-рой эл-ны рождают тормозные γ-кванты, а те в свою очередь — пары электрон — позитрон. Отношение числа позитронов, захваченных в накопитель, к числу эл-нов, выведенных из синхротрона (коэфф. конверсии), при энергии электронного пучка в сотни МэВ может достигать величины 10^{-4} для позитронного пучка с энергией, примерно вдвое меньшей энергии эл-нов.

Для схемы протон-протонных столкновений (рис. 2), реализуемой на базе двух магн. структур с сильной фокусировкой, характерно наличие многих точек встречи пучков, что позволяет одновременно проводить неск. физ. экспериментов.

Типичные параметры наиб. крупных В. п. с. приведены в таблице.

И с т о р и ч е с к а я с п р а в к а. Разработка и сооружение эксперим. установок для исследований на встречных пучках ч-ц были начаты в 1956 в СССР и за рубежом по предложению

КРУПНЕЙШИЕ УСТАНОВКИ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ И ИХ ПАРАМЕТРЫ

Установка	Тип встречных пучков	Энергия ч-ц, ГэВ	Радиус орбиты, м	Светимость, см$^{-2}$, с$^{-1}$	Год запуска
ВЭПП-2 (СССР, Новосибирск)	e^+e^-	2×0,7	1,9	$\sim10^{29}$	1966
ВЭПП-4 (СССР, Новосибирск)	e^+e^-	2×8,5	45,5	$\sim10^{30}$	1979
ACO (Франция, Орсе)	e^+e^-	2×0,54	3,5	10^{29}	1966
ADONE (Италия, Фраскати)	e^+e^-	2×1,5	16,4	$6\cdot10^{29}$	1969
SPEAR (США, Станфорд)	e^+e^-	2×4,5	37,2	$6\cdot10^{30}$	1972
ISR (ЦЕРН, Швейцария)	pp	2×31,4	150	$6,7\cdot10^{30}$	1971
PETRA (ФРГ, Гамбург)	e^+e^-	2×19,0	192	10^{32}	1978
CESR (США, Корнелл)	e^+e^-	2×8,0	120	$2\cdot10^{30}$	1979
ISABELLA (США, Брукхейвен)	pp; $p\bar{p}$	2×400	428	10^{31}—10^{33}	Сооружается
SPS (ЦЕРН, Швейцария)	$p\bar{p}$	2×270	1100	10^{30}	Сооружается
FNAL (США, Батейвия)	$p\bar{p}$	2×250	1000	10^{30}	Сооружается
УНК (СССР, Серпухов)	pp; $p\bar{p}$	2×3·10^3	2000	10^{32}—10^{29}	Проектируется

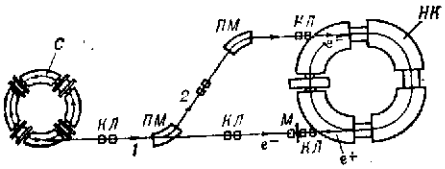


Рис. 1. Схема установки со встречными электрон-позитронными пучками. Пучок ускоренных в синхротроне C электронов (e^-) выводится по каналу *1* и попадает на мишень M, в к-рой рождаются позитроны (e^+). В течение нек-рого времени позитроны накапливаются в накопит. кольце $НК$, после чего включаются поворотные магниты $ПМ$, с помощью к-рых электронный пучок из C направляется по каналу *2* в $НК$ навстречу позитронам, и происходит столкновение пучков e^+e^- ($КЛ$ — фокусирующие магн. квадрупольные линзы).

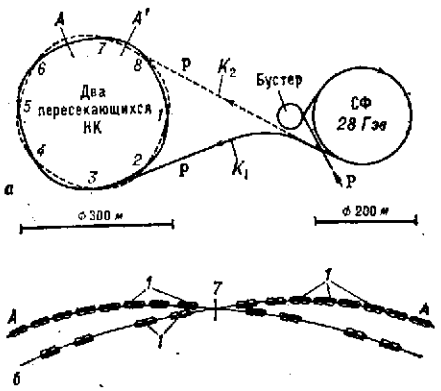


Рис. 2. *а* — схема расположения синхрофазотрона (СФ) и двух пересекающихся накопит. колец НК, в к-рых происходят протон-протонные столкновения (ЦЕРН): *1—8* — места пересечения колец; стрелки указывают направление движения протонов; K_1, K_2 — каналы для ввода протонов в НК (в бустере производится предварит. ускорение протонов; в НК протоны дополнительно ускоряются до 31,4 ГэВ); *б* — деталь пересечения пучков протонов между сечениями AA' (*1* — элементы структуры магнита, фокусирующего пучки протонов).

амер. физика Д. У. Керста. В течение 1956—66 преимущество в реализации встречных пучков было отдано лёгким стабильным ч-цам — эл-нам и позитронам (предложение о реализации ускорителей со встречными электрон-позитронными пучками принадлежит Г. И. Будкеру), для к-рых ультрарелятив. скорости достигаются при энергиях в сотни МэВ. В связи с запуском в 1959—1960 высокоэнергичных ускорителей протонов в ЦЕРНе на 28 ГэВ и в США на 33 ГэВ открылись возможности для создания накопит. колец на встречных pp-пучках. В 1971 в ЦЕРНе были запущены два накопит. кольца для встречных pp-пучков с энергией 31,4 Гэв. Успешная эксплуатация этой установки при циркулирующих токах протонов 22—25 А стимулировала дальнейшее развитие проектных работ по pp-, $p\bar{p}$- и e^+e^--накопительным установкам высоких энергий.

● Будкер Г. И., Ускорители и встречные пучки, в кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. 1, Ер., 1970, с. 33; Встречные пучки. Шестое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1978), Дубна, 1978, с. 13; X Международная конференция по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, 1977), т. 1, Серпухов, 1977, с. 17—29, 30—40.

В. П. Дмитриевский.

ВТОРИ́ЧНАЯ ЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание эл-нов (вторичных) тв. и жидкими телами (эмиттерами) при их бомбардировке эл-нами (первичными). При толщине эмиттера, меньшей пробега первичных эл-нов, вторичные эл-ны эмиттируются как со стороны бомбардируемой поверхности (В. э. э. «на отражение»), так и с её обратной стороны (В. э. э. «на прострел»). Вторичные эл-ны имеют непрерывный энергетич. спектр от 0 до энергии $\mathcal{E}_п$ первичных эл-нов (рис. 1). Они состоят из упруго ($\mathcal{E}=\mathcal{E}_п$) и неупруго (условно $\mathcal{E}\geqslant 50$ эВ) отражённых первичных и истинно вторичных эл-нов ($\mathcal{E}\leqslant 50$ эВ) — эл-нов в-ва, получивших от первичных эл-нов энергию, достаточную для выхода в вакуум. Их наиболее вероятная энергия — 2—4 эВ для металлов и порядка 1 эВ для диэлектриков. Тонкая структура энергетич. спектра эл-нов обусловлена характеристич. потерями эл-нов на возбуждение атомов в-ва (см. *Характеристические спектры*) и *Оже эффектом* и. позволяет судить о хим. составе и электронном состоянии атомов поверхностного слоя тв. тела.

Количественно В. э. э. характеризуется коэффициентом В. э. э. σ, равным:

$$\sigma=\frac{i_2}{i_1}=\delta+\eta+r,$$

где i_1 — ток, создаваемый первичными эл-нами, i_2 — всеми вторичными, δ — коэфф. истинной В. э. э., η и r — коэфф. неупругого и упругого отражения эл-нов. Если $\mathcal{E}_п<100$ эВ, то $\sigma=\delta+r$,

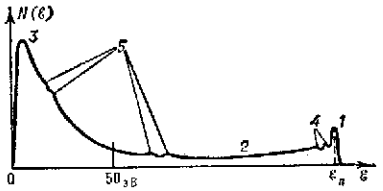
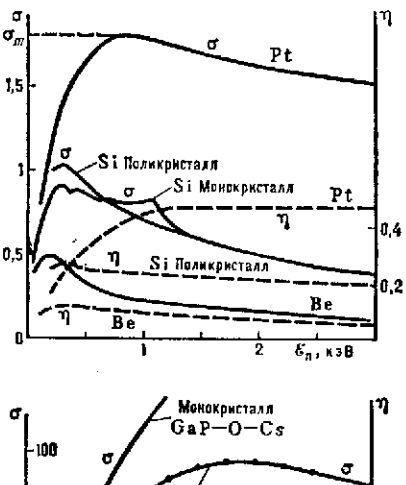


Рис. 1. Распределение вторичных эл-нов по энергиям: *1* — упруго отражённые эл-ны; *2* — неупруго отражённые эл-ны; *3* — истинно вторичные эл-ны; *4* — пики характеристич. потерь; *5* — Оже-электроны; $\mathcal{E}_п$ — энергия первичных эл-нов.

а при $\mathcal{E}_п>100-200$ эВ $\sigma=\delta+\eta$. Коэфф. σ, δ, η, r зависят не только от энергии, но и от угла падения первичных эл-нов, природы и структуры в-ва, состояния поверхности, темп-ры. Для монокристаллов эти зависимости обладают тонкой структурой, обусловленной дифракцией электронов (см. *Дифракция микрочастиц*), когерентно рассеянных разл. плоскостями кристалла.

Истинно вторичные эл-ны эмиттируются из приповерхностного слоя толщиной λ. В металлах, где в результате вз-ствия с эл-нами проводимости



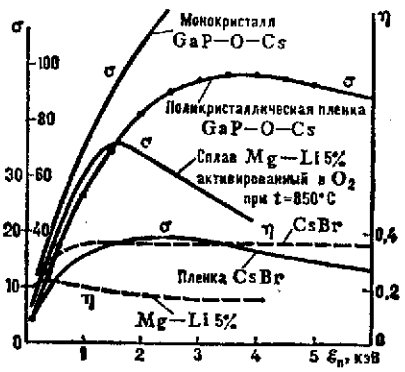


Рис. 2. Зависимость коэфф. σ и η от энергии первичных эл-нов: вверху — для металлов; внизу — для диэлектриков и ПП.

первичные эл-ны быстро теряют энергию, λ и σ малы ($\lambda\sim 30$ Å, $\sigma\sim 0{,}4-1{,}8$, рис. 2). В *диэлектриках* с широкой запрещённой зоной и малым *сродством к электрону* χ эл-ны, возбуждённые в зону проводимости, могут терять энергию в осн. лишь на возбуждение *колебаний кристаллической решётки*. Эти потери невелики, поэтому диэлектрики обладают большими значениями λ(300—1200 Å) и σ(20—40) при $\mathcal{E}_п$ порядка неск. сотен В. Из диэлектрич. слоёв изготавливают эфф. эмиттеры вторичных эл-нов. В ПП эмиттерах вторичных эл-нов с отрицат. электронным сродством ($\chi<0$) даже те эл-ны, к-рые движутся к поверхности с очень малыми энергиями ($\sim kT$), также могут выйти в вакуум. Поэтому такие эмиттеры обладают ещё бо́льшими значениями λ и σ (рис. 2). Создание в диэлектрике, особенно в пористых слоях, сильного электрич. поля (10^5—10^6 В/см) приводит к росту σ до 50—100 (В. э. э., усиленная полем).

● Бронштейн И. М., Фрайман Б. С., Вторичная электронная эмиссия, М., 1969; Шульман А. Р., Фридрихов С. А., Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела, М., 1977; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966.

И. М. Бронштейн.

ВТОРИ́ЧНОЕ КВАНТОВА́НИЕ, метод описания квант. систем, состоящих из большого числа тождеств. ч-ц, в к-ром роль независимых переменных волн. ф-ции играют *числа заполнения* — числа ч-ц в индивидуальных состояниях отд. ч-цы. Развит в 1927 англ. физиком П. Дираком для бозонов и в 1928 распространён амер. физиком Ю. П. Вигнером и нем. физиком П. Иорданом на фермионы. В. к. осуществляется введением *операторов*, увеличивающих и уменьшающих число ч-ц в данном состоянии на единицу (они наз. операторами рождения и уничтожения ч-цы). Матем. св-ва этих операторов задаются *перестановочными соотношениями*, вид к-рых определяется спином ч-ц, т. е. типом квант. статистики, к-рой подчиняются ч-цы. При таком описании волн. ф-ция сама становится оператором.

Метод В. к. необходим в релятив. теории (в квант. теории поля), описывающей системы с изменяющимся числом ч-ц. Ф-ции поля (напр., электромагнитного) рассматриваются как операторы, действие к-рых отражает рождение и поглощение квантов поля; вид перестановочных соотношений для операторов зависит от спина этих квантов. Подробнее см. *Квантовая теория поля*.

А. В. Ефремов.

ВТОРО́Е НАЧА́ЛО ТЕРМОДИНА́МИКИ, один из осн. законов *термодинамики*; устанавливает необратимость макроскопич. процессов, протекающих с конечной скоростью: процессы, связанные с теплообменом при конечной разности темп-р, с трением, с диффузией, с выделением джоулевой теплоты и др., текущими с конечной скоростью, необратимы, т. е. могут самопроизвольно протекать только в одном направлении.

Исторически В. н. т. возникло из анализа работы тепловых машин (франц. учёный С. Карно, 1824). Существует неск. эквивалентных формулировок В. н. т. Само название «В. н. т.» и исторически первая его формули-

ровка (1850) принадлежат нем. учёному Р. Клаузиусу: невозможен процесс, при к-ром теплота переходила бы самопроизвольно от холодных тел к телам нагретым. При этом самопроизвольный переход не следует понимать в узком смысле: невозможен не только непосредств. переход, его невозможно осуществить и при помощи машин или приборов без того, чтобы в природе не произошли ещё к.-л. изменения (механич., тепловые и т. д.). Иными словами, невозможно провести процесс, единственным следствием к-рого был бы переход теплоты от холодного тела к нагретому. Если бы (в нарушение положения Клаузиуса) такой процесс оказался реально осуществимым, то можно было бы, разделив один тепловой резервуар на две части и переводя теплоту из одной части в другую, получить два резервуара с разл. темп-рами. Это позволило бы многократно осуществить с этими резервуарами *Карно цикл* и получить механич. работу при помощи периодически действующей (т. е. в конце каждого цикла возвращающейся к исходному состоянию) машины за счёт *внутренней энергии* одного теплового резервуара. Поскольку это невозможно, в природе невозможны процессы, единств. следствием к-рых было бы совершение механич. работы, произведённой в результате охлаждения теплового резервуара (формулировка англ. физика У. Томсона, 1851). Обратно, если бы можно было получить механич. работу за счёт внутр. энергии одного теплового резервуара (в противоречии с В. н. т., по Томсону), то можно было бы нарушить и положение Клаузиуса. Механич. работу, полученную за счёт теплоты от более холодного резервуара, можно было бы использовать для нагревания более тёплого резервуара (напр., трением) и тем самым осуществить переход теплоты от холодного тела к нагретому без изменения состояния к.-л. иных тел.

В реальных тепловых двигателях процесс превращения теплоты в работу обязательно сопряжён с передачей определ. кол-ва теплоты внеш. среде. В результате тепловой резервуар двигателя охлаждается, а более холодная внеш. среда нагревается, что находится в согласии с В. н. т. Нарушение В. н. т. означало бы возможность создания т. н. *вечного двигателя* 2-го рода, совершающего работу за счёт внутр. энергии теплового резервуара и не изменяющего термодинамич. состояния окружающих тел. Следовательно, В. н. т. можно формулировать и как невозможность создания вечного двигателя 2-го рода (нем. физик В. Оствальд, 1888). *Г. А. Зисман.*

В совр. термодинамике В. н. т. формулируется как закон возрастания *энтропии* S. Согласно этому закону, в замкнутой макроскопич. системе энтропия при любом реальном процессе либо возрастает, либо остаётся неизменной, т. е. изменение энтропии $\delta S \geqslant 0$ (равенство имеет место для обратимых процессов). В состоянии равновесия энтропия замкнутой системы достигает максимума и никакие макроскопич. процессы в такой системе, согласно В. н. т., невозможны. Приведённые в начале статьи формулировки В. н. т. представляют собой частные выражения общего закона возрастания энтропии.

Для незамкнутой системы направление возможных процессов, а также условия равновесия могут быть выведены из закона возрастания энтропии, применённого к составной замкнутой системе, получаемой путём присоединения всех тел, участвующих в процессе. Это приводит в общем случае *необратимых процессов* к неравенствам:

$$\delta Q \leqslant T\delta S,$$
$$\delta U - T\delta S - \delta A \leqslant 0, \qquad (1)$$

где δQ — переданное системе кол-во теплоты, δA — совершённая над ней работа, δU — изменение её внутр. энергии; знак равенства относится к обратимым процессам.

Важные следствия даёт применение В. н. т. к системам, находящимся в фиксированных внеш. условиях. Напр., для систем с фиксированной темп-рой и объёмом неравенство (1) приобретает вид: $F \leqslant 0$, где $F = U - TS$ — свободная энергия системы (*Гельмгольца энергия*). Т. о., в этих условиях направление реальных процессов определяется убыванием F, а состояние равновесия — минимумом этой величины (см. *Потенциалы термодинамические*).

В. н. т., несмотря на свою общность, не имеет абс. хар-ра, и отклонения от него (*флуктуации*) явл. вполне закономерными. Примерами флуктуац. процессов могут служить: *броуновское движение* ч-ц, равновесное тепловое излучение нагретых тел (в т. ч. радиошумы), возникновение зародышей новой фазы при фазовых превращениях, самопроизвольные флуктуации темп-ры и давления в равновесной системе и т. д.

Статистическая физика, построенная на анализе микроскопич. механизма явлений, происходящих в макроскопич. телах, и выяснившая физ. сущность энтропии, позволила понять природу В. н. т., определить пределы его применимости и устранить кажущееся противоречие между механич. обратимостью любого, сколь угодно сложного, микроскопич. процесса и термодинамич. необратимостью процессов в макротелах. Как показывает статистич. термодинамика (австр. физик Л. Больцман, амер. физик Дж. У. Гиббс), энтропия системы связана со *статистическим весом* P макроскопич. состояния: $S = k \ln P$. Статистич. вес P пропорц. числу разл. микроскопич. реализаций данного состояния макроскопич. системы (напр., разл. распределений значений координат и импульсов молекул газа, отвечающих определ. значениям энергии, давления и др. термодинамич. параметров газа). Для замкнутой системы *вероятность термодинамическая* W данного макросостояния пропорц. его статистич. весу и определяется энтропией системы:

$$W \sim \exp(S/k), \text{ или } S \sim k \ln W. \qquad (2)$$

Т. о., закон возрастания энтропии имеет статистически-вероятностный хар-р и выражает пост. тенденцию системы к переходу в более вероятное состояние. Максимально вероятным явл. состояние равновесия; за достаточно большой промежуток времени любая замкнутая система достигает этого состояния.

Энтропия — величина аддитивная, она пропорц. числу ч-ц в системе. Поэтому для систем с большим числом ч-ц даже самое ничтожное относит. изменение энтропии, приходящейся на одну ч-цу, существенно меняет её абс. величину; изменение же энтропии, стоящей в показателе экспоненты в ур-нии (2), приводит к изменению вероятности W данного макросостояния в огромное число раз. Именно этот факт явл. причиной того, что для системы с большим числом ч-ц следствия В. н. т. практически имеют не вероятностный, а достоверный хар-р. Крайне маловероятные процессы, сопровождающиеся сколько-нибудь заметными уменьшениями энтропии, требуют столь огромных времён ожидания, что их реализация практически невозможна. В то же время малые части системы, содержащие небольшое число ч-ц, испытывают непрерывные флуктуации, сопровождающиеся лишь небольшим абс. изменением энтропии. Ср. значения частоты и величины этих флуктуаций явл. таким же достоверным следствием статистич. термодинамики, как и само В. н. т.

Буквальное применение В. н. т. к Вселенной как целому привело Клаузиуса к неправомерному выводу о неизбежности *«тепловой смерти» Вселенной*. *И. М. Лифшиц.*

● Планк М., Введение в теоретическую физику, ч. 5, М.— Л., 1935; Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Смолуховский М., Границы справедливости второго начала термодинамики, пер. с нем., «УФН», 1967, т. 93, в. 4, с. 724.

ВТОРОЙ ЗВУК, слабозатухающие *температурные волны*, распространяющиеся в сверхтекучем жидком гелии (He II) наряду с обычными звук. волнами (см. *Сверхтекучесть*). Экспериментально В. з. был обнаружен В. П. Пешковым (1944). При распространении обычного звука в в-ве происходят колебания давления и плотности. Согласно двухкомпонентной модели сверхтекучего гелия Л. Д. Ландау, норм. и сверхтекучая компоненты при обычных звук. колебаниях ведут себя как единое целое, однако при В. з.

они движутся различно — в местах сгущения норм. компоненты происходит разрежение сверхтекучей, и наоборот (колебаний плотности в в-ве не наблюдается). Относительные колебания сверхтекучей и норм. компонент проявляются в колебаниях темп-ры, т. к. лишь норм. компонента (газ возбуждений) участвует в переносе теплоты. Следовательно, скорость В. з. можно рассматривать как скорость звука в газе возбуждений (см. *Квантовая жидкость*). Вблизи абс. нуля темп-ры скорость c_2 В. з. и скорость c обычного звука связаны соотношением $c_2 \approx c/\sqrt{3}$. В точке *фазового перехода* He II в He I (в λ-точке) c_2 обращается в нуль. Излучение В. з. производится нагревателем с колеблющейся темп-рой, а обнаружение В. з.—чувствит. термометром.

ВЫНОСЛИВОСТИ ПРЕДЕ́Л, наибольшая величина периодически меняющегося напряжения в материале при циклич. воздействии нагрузки, к-рое не приводит к разрушению материала при сколь угодно большом числе циклов. См. *Усталость материалов*.

ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (вынужденное испускание, индуцированное излучение), испускание эл.-магн. излучения квант. системами под действием внешнего (вынуждающего) излучения; при В. и. частота, фаза, поляризация и направление распространения испущенной эл.-магн. волны полностью совпадают с соответствующими хар-ками внеш. волны. В. и. принципиально отличается от *спонтанного излучения*, происходящего без внеш. воздействий. Существование В. и. было постулировано А. Эйнштейном в 1916 при теор. анализе процессов *теплового излучения* с позиций квант. теории и затем подтверждено экспериментально.

В. и.— процесс, обратный поглощению: вероятности процессов В. и. и поглощения, определяемые *Эйнштейна коэффициентами*, равны, а испускаемый фотон ничем не отличается от вынуждающего, поэтому В. и. иногда наз. отрицат. поглощением. В обычных условиях поглощение преобладает над В. и. Однако если в в-ве имеется *инверсия населённостей* к.-л. двух *уровней энергии*, то при воздействии на него излучения с частотой, совпадающей с частотой квант. перехода между этими уровнями, В. и. преобладает над поглощением и его интенсивность может значительно превышать интенсивность спонтанного излучения, что используется в *квантовой электронике*.

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕ́ЯНИЕ СВЕ́ТА, рассеяние света в в-ве, обусловленное изменением движения входящих в его состав микрочастиц (эл-нов, атомов, молекул) под влиянием падающей световой волны очень большой интенсивности и самого́ рассеянного излучения. Различают: вынужденное комбинационное рассеяние, происходящее при наличии либо внутримол. колебаний атомов, либо вращений молекул, либо движений эл-нов внутри атомов; вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна, в к-ром участвуют упругие колебания среды (т. е. звук. или гиперзвук. волны); вынужденное рассеяние света на поляритонах (связанных колебаниях молекул и эл.-магн. поля) и т. д. Наблюдается В. р. с. в тв. телах, жидкостях, газах, плазме.

Если интенсивность падающего света мала, в в-ве происходит спонтанное рассеяние света, обусловленное изменением движения микрочастиц в-ва под влиянием только поля падающей волны (см. *Комбинационное рассеяние света*, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Интенсивность рассеянного излучения в 1 см^3 в этом случае составляет лишь 10^{-8}—10^{-6} от интенсивности падающего света. При очень большой интенсивности падающего света проявляются нелинейные св-ва среды (см. *Нелинейная оптика*). На её микрочастицы действуют силы не только с частотой ω падающего излучения и с частотой ω' рассеянного излучения, но также сила, действующая на разностной частоте $\Delta\omega$, равной частоте собств. колебаний микрочастиц, что приводит к резонансному возбуждению этих колебаний. Напр., рассмотрим вынужденное комбинационное рассеяние с участием внутримол. колебаний атомов. Под влиянием суммарного электрич. поля падающего и рассеянного излучений молекула поляризуется, у неё появляется электрич. дипольный момент, пропорциональный суммарной напряжённости электрич. поля падающей и рассеянной волны. Потенц. энергия ат. ядер при этом изменяется на величину, пропорциональную произведению дипольного момента на квадрат напряжённости суммарного электрич. поля. Вследствие этого внеш. сила, действующая на ядра, содержит компоненту с разностной частотой $\Delta\omega$, что вызывает резонансное возбуждение колебаний атомов. Это приводит к увеличению интенсивности рассеянного излучения, что вновь усиливает колебания микрочастиц, и т. д. Таким образом, сам рассеянный свет стимулирует (вынуждает) дальнейший процесс рассеяния. Именно поэтому такое рассеяние наз. вынужденным (стимулированным). Интенсивность В. р. с. может быть порядка интенсивности падающего света. (О В. р. с. Мандельштама — Бриллюэна см. в ст. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*.)

Если при В. р. с. рассеянное излучение выходит из рассеивающего объёма без отражений от его границ, то рассеянный свет, как и в случае спонтанного рассеяния, явл. некогерентным (см. *Когерентность*).

Если рассеивающее тело помещено внутрь *оптического резонатора*, то в результате многократных отражений от зеркал формируется когерентное излучение на частоте рассеяния ω'. Это достигается лишь при значениях интенсивности падающего света, превышающих нек-рое пороговое значение. Направленность рассеянного излучения в этом случае определяется конфигурацией резонатора. Т. к. при В. р. с. интенсивности падающего и рассеянного излучений велики (10^6—10^9 Вт/см^2), то в в-ве одновременно с В. р. с. могут возникать и др. нелинейные эффекты. Примером явл. параметрические процессы (см. *Параметрический генератор света*), происходящие при В. р. с. в свободном пр-ве и приводящие к появлению излучения с целым набором новых частот $\omega_n = \omega + n\Delta\omega$, где $n = 1, \pm 2, +3, \ldots$ Компоненты с $n \geqslant 1$ наз. антистоксовыми, а с $n \leqslant -2$ — высшими стоксовыми компонентами.

В. р. с. используется для преобразования интенсивного излучения *лазера* в излучение с большой яркостью и др. хар-ками, для возбуждения в в-ве интенсивного *гиперзвука* и др. видов движения микрочастиц, для изучения микроструктуры в-ва.

● Луговой В. Н., Введение в теорию вынужденного комбинационного рассеяния, М., 1968; Старунов В. С., Фабелинский И. Л., Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света, «УФН», 1969, т. 98, в. 3; Зельдович Б. Я., Собельман И. И., Вынужденное рассеяние света, обусловленное поглощением, там же, 1970, т. 101, в. 1, с. 3.

В. Н. Луговой.

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ, колебания, возникающие в к.-л. системе под действием периодич. внеш. силы (напр., колебания мембраны телефона под действием перем. магн. поля, колебания механич. конструкции под действием перем. нагрузки). Хар-р В. к. определяется как внеш. силой, так и св-вами самой системы. В начале действия периодич. внеш. силы хар-р

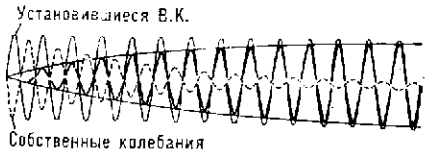


График установления вынужденных колебаний.

В. к. изменяется со временем, и лишь по прошествии нек-рого времени в системе устанавливаются В. к. с периодом, равным периоду внеш. силы (установившиеся В. к.). В частности, в линейных колебат. системах при включении внеш. силы, частота к-рой близка к частоте собств. колебаний системы, в ней одновременно возникают собственные (свободные) колебания и В. к., причём амплитуды этих колебаний в нач. момент равны, а фазы противоположны (рис.). После постепенного затухания собств. колебаний в системе остаются только установившиеся В. к. Таким образом, уста-

новление В. к. в колебат. системе происходит тем быстрее, чем больше затухание собств. колебаний в этой системе.

Амплитуда В. к. определяется амплитудой действующей силы и затуханием в системе. Если затухание мало, то амплитуда В. к. существенно зависит от соотношения между частотой действующей силы и частотой собств. колебаний системы. При приближении частоты внеш. силы к собств. частоте системы амплитуда В. к. резко возрастает — наступает *резонанс*. В нелинейных системах разделение на собственные и В. к. возможно не всегда.

● Хайкин С. Э., Физические основы механики, М., 1962; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979.

ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ ПРИБОР, служит для измерений напряжения, силы тока, отношения токов, частоты, фазы, мощности в электрич. цепях перем. тока. Наиболее распространены на основе В. э. п. *амперметры* и *вольтметры*. Схема включения В. э. п. определяется видом измеряемой величины.

В. э. п. состоит из выпрямителя тока и *магнитоэлектрического измерительного механизма*, к-рым измеряется ср. значение выпрямленного тока либо отношение ср. значений выпрямленных токов. Выпрямляющими элементами обычно служат германиевые или

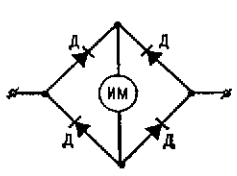


Схема выпрямительного электроизмерит. прибора: *Д* — диоды; *ИМ* — измерит. механизм.

кремниевые диоды, включённые по одно- или двухполупериодной схеме. На рисунке изображена упрощённая схема В. э. п. для измерения силы перем. тока. Нач. участок шкалы В. э. п. (10—15%) неравномерен. Показания В. э. п. пропорц. среднему по модулю значению напряжения или силы тока, хотя шкалу В. э. п. обычно градуируют в действующих значениях напряжения или силы перем. тока синусоидальной формы. Поэтому В. э. п. предназначены для измерения токов и напряжений синусоидальной формы. Как правило, В. э. п.— универсальные многопредельные измерит. устройства высокой чувствительности, позволяющие выполнять измерения как в цепях постоянного, так и перем. тока в широком диапазоне частот. Верх. предел измерений обычно составляет: по току от 0,3 мА до 6 А, по напряжению от 0,3 В до 600 В, по частоте до 20 кГц. Осн. погрешность в % от верх. предела измерений 1,0—2,5%. Применение в В. э. п. полупроводниковых усилителей с частотной компенсацией позволяет довести диапазон измерений по перем. току до 30 мкА, по напряжению до 75 мВ, частотный диапазон до 40 кГц.

Техн. требования к В. э. п. стандартизованы в ГОСТе 22261—76.

● Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке и Е. М. Душина, 5 изд., Л., 1980; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977. *В. П. Кузнецов.*

ВЫРОЖДЕНИЕ в квантовой механике, заключается в том, что нек-рая физ. величина L, характеризующая данную систему (атом, молекулу и т. п.), имеет одинаковое значение для разл. состояний системы. Число таких разл. состояний, к-рым отвечает одно и то же значение L, наз. к р а т н о с т ь ю в ы р о ж д е н и я данной величины.

В квант. механике важнейшим случаем явл. В. *уровней энергии* системы, когда система имеет определ. значение энергии, но при этом может находиться в нескольких разл. состояниях. Напр., для свободной ч-цы существует бесконечнократное В. энергии: энергия частицы определяется лишь численным значением импульса, направление же импульса может быть любым (т. е. может быть выбрано бесконечным числом способов). В данном примере явственно проявляется связь между В. и физ. *симметрией* системы; здесь эта симметрия есть равноправие всех направлений в пр-ве.

При движении ч-цы во внеш. поле В. существенно связано со структурой этого поля, с тем, какими св-вами симметрии оно обладает. Если поле сферически симметрично, т. е. если в нём сохраняется равноправие направлений, то направления орбит. момента кол-ва движения, магн. момента и спина ч-цы (напр., эл-на в атоме) не могут влиять на значение энергии ч-цы (атома). Следовательно, и здесь существует В. уровней энергии. Однако если поместить такую систему в магн. поле $\boldsymbol{H}$, то направление магн. момента $\boldsymbol{\mu}$ начинает сказываться на значении её энергии; совпадавшие прежде значения энергии разл. состояний (с разными направлениями $\boldsymbol{\mu}$) оказываются теперь различными: вследствие вз-ствия магн. момента ч-цы с магн. полем ч-ца получает дополнит. энергию $\mu_H H$, значение к-рой зависит от взаимной ориентации магн. момента и поля (μ_H — проекция $\boldsymbol{\mu}$ на направление поля $\boldsymbol{H}$, к-рая в квант. механике может принимать лишь дискр. ряд значений). Происходит «расщепление» уровней энергии, т. е. снятие В., полное или частичное (когда кратность В. лишь уменьшается), в зависимости от конкретных условий. Такое расщепление уровней энергии (атомов, молекул, кристаллов) в магн. поле наз. *Зеемана эффектом*. Расщепление уровней бывает и во внеш. электрич. поле (*Штарка эффект*).

Т. о., снятие В. обусловлено «включением» подходящих вз-ствий. Т. к. наличие В. говорит о существовании в системе нек-рых симметрий, то снятие В. происходит при таком изменении физ. условий, в к-рых находится система, когда порядок этих симметрий понижается. В приведённом выше примере система первоначально обладала сферич. симметрией (в ней не было выделенных направлений); включение внешнего пост. магн. поля выделило направление — направление поля, симметрия системы понизилась и стала аксиальной, т. е. симметрией относительно оси, направленной вдоль поля.

При «выключении» вз-ствия, напротив, повышается симметрия системы и появляется В. Это важно для классификации элементарных частиц. Напр., если пренебречь эл.-магн. и слабым вз-ствиями («выключить» их), то св-ва нейтрона и протона оказываются одинаковыми и их можно рассматривать как два разл. (зарядовых, т. е. отличающихся лишь электрич. зарядом) состояния одной ч-цы — нуклона. Состояние нуклона в этом случае двукратно вырождено.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика, Атом.* *В. П. Григорьев, В. Д. Кукин.*

ВЫРОЖДЕНИЯ ТЕМПЕРАТУ́РА, температура, ниже к-рой начинают проявляться квант. св-ва газа, обусловленные тождественностью его ч-ц (см. *Вырожденный газ*). Для *бозе-газа* В. т. определяется как темп-ра, ниже к-рой происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация* — переход нек-рой доли ч-ц в состояние с нулевым импульсом. Для идеального бозе-газа В. т. (в кельвинах)

$$T_0 = \frac{3{,}3}{g^{2/3}} \frac{\hbar^2}{mk} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3},$$

где N — полное число ч-ц газа, V — объём, m — масса ч-цы, $g = 2J+1$, J — *спин* ч-цы. Для ^{4}He $T_0 \sim 3$K.

Для *ферми-газа* В. т. не связана с фазовым переходом, она равна макс. энергии ч-ц при абс. нуле темп-ры (*ферми энергии*), выраженной в кельвинах, т. е. делённой на k. Для идеального ферми-газа В. т. (в кельвинах)

$$T_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{6\pi^2}{g}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{mk} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}.$$

При В. т. почти все низшие энергетич. уровни ферми-газа оказываются заполненными. Для эл-нов проводимости в металлах $T_0 \sim 10^4$ К.

ВЫРОЖДЕННЫЙ ГАЗ, газ, св-ва к-рого отличаются от св-в классического идеального газа вследствие взаимного квантовомеханич. влияния ч-ц газа, обусловленного неразличимостью одинаковых ч-ц в квантовой механике (см. *Тождественности принцип*). В результате такого влияния заполнение ч-цами возможных уровней энергии зависит от наличия на данном уровне др. ч-ц. Поэтому зависимость теплоёмкости и давления В. г. от темп-ры T иная, чем у идеального классич. газа; по-другому выражаются энтропия, термодинамич. потенциалы и др. параметры.

Вырождение газа, наступающее при понижении его темп-ры до нек-рого значения, наз. *вырождения температу-*

рой. Полное вырождение соответствует абс. нулю темп-ры. Влияние тождественности ч-ц сказывается тем существеннее, чем меньше ср. расстояние r между ч-цами по сравнению с длиной *волны де Бройля* ч-ц $\lambda=h/mv$, где m — масса ч-цы, v — её скорость. При $r\approx\lambda$ наступает вырождение (классич. механика применима к тепловому движению ч-ц газа лишь при условии $r\gg\lambda$). Поскольку ср. скорость ч-ц газа связана с темп-рой (чем больше скорость, тем выше темп-ра), темп-ра вырождения T_0 тем выше, чем меньше масса ч-ц газа и чем больше его плотность (меньше r). Поэтому темп-ра вырождения особенно велика ($T_0\sim\sim10^4$ К) для электронного газа в металлах: масса эл-нов мала ($\sim10^{-27}$ г), а их плотность в металлах очень велика ($\sim10^{22}$—10^{23} см$^{-3}$). Электронный газ в металлах вырожден при всех темп-рах, при к-рых металл остаётся в тв. состоянии. Для обычных ат. и мол. газов T_0 близка к абс. нулю, так что такие газы в температурной области своего существования (до темп-ры сжижения) практически всегда обладают св-вами классич. газа.

Поскольку хар-р квант. влияния тождеств. ч-ц друг на друга различен для ч-ц с целым (*бозоны*) и полуцелым (*фермионы*) спином, то поведение газа из фермионов (*ферми-газа*) и из бозонов (*бозе-газа*) также различно при вырождении. У ферми-газа (напр., электронного газа в металлах) при полном вырождении (при $T=0$ К) заполнены все нижние энергетич. уровни вплоть до нек-рого максимального, наз. у р о в н е м Ф е р м и, а все последующие остаются пустыми. При повышении темп-ры лишь малая доля эл-нов, находящихся на уровнях, близких к уровню Ферми, переходит на пустые уровни с большей энергией, освобождая уровни ниже фермиевского.

При вырождении бозе-газа ч-ц с отличной от нуля массой (атомов, молекул) нек-рая доля ч-ц $N_{\mathcal{E}=0}$ системы переходит в состояние с нулевым импульсом, а следовательно, и с нулевой энергией:

$$N_{\mathcal{E}=0}=N\,[1-(T/T_0)^{3/2}],$$

где N — полное число ч-ц. Это явление наз. *Бозе — Эйнштейна конденсацией*. Энтропия бозе-газа $S=\\=1{,}28\,N\,(T/T_0)^{3/2}$ и теплоёмкость $C_V=1{,}92\,N\,(T/T_0)^{3/2}$ стремятся к нулю при $T\to0$, а его давление $p=\\=21\,m^{3/2}T^{5/2}\hbar^{-3}$ не зависит от объёма, т. е. бозе-газ сходен с насыщенным паром. Это объясняется тем, что ч-цы конденсата находятся в основном энергетич. состоянии (с энергией $\mathcal{E}=0$), не обладают импульсом и не вносят вклада в давление. Газ из бозонов нулевой массы (напр., газ *фотонов*) всегда вырожден, и классич. статистика к нему неприменима. Однако Бозе — Эйнштейна конденсации в нём не происходит, т. к. не существует фотонов с нулевым импульсом (фотоны всегда движутся со скоростью света). При $T=0$ фотонный газ перестаёт существовать.

● Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Р у м е р Ю. Б., Р ы в к и н М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977. *Г. Я. Мякишев.*

ВЫРОЖДЕННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК, *полупроводник* с большой концентрацией подвижных носителей заряда (эл-нов проводимости и дырок). Носители заряда в В. п. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*, уровень Ферми лежит в зоне проводимости или в валентной зоне. В обычном (невырожденном) ПП, где концентрации носителей невелики и они подчиняются *Больцмана статистике*, уровень Ферми расположен в запрещённой зоне. В условиях сильной инжекции носителей возможно одновременное вырождение и эл-нов и дырок. Уровень Ферми при этом расщепляется на два квазиуровня, один из к-рых может лежать в зоне проводимости, другой в валентной зоне. *Э. М. Эпштейн.*

ВЫСОКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, 1) темпры T, превышающие комнатную темп-ру ($\sim$300 К). Нагрев металлич. проводников электрич. током позволяет достигнуть неск. тыс. *кельвинов* (К), нагрев в пламени — примерно 5000 К, электрич. разряды в газах — от десятков тыс. до миллионов К, нагрев лазерным лучом — до неск. млн. К, темп-ра в зоне термояд. реакций может составлять $\sim10^7$—10^8 К. В момент образования *нейтронных звёзд* темп-ра в их недрах может достигать $\sim10^{11}$ К, а на нач. стадиях развития Вселенной в-во могло иметь ещё большую темп-ру.

2) Темп-ры, превосходящие нек-рую характеристич. темп-ру, при достижении к-рой происходит качеств. изменение свойств в-в. Так, *Дебая температура* θ_D определяет для каждого в-ва температурную границу, выше к-рой не сказываются квант. эффекты (в этом случае В. т. $T\gg\theta_D$). *Температура плавления* разграничивает области твёрдого и жидкого состояний в-в. *Критическая температура* определяет верх. границу сосуществования пара и жидкости. В кач-ве характеристич. темп-р можно также указать темп-ры, при к-рых начинается *диссоциация* молекул ($T\sim10^3$ К), *ионизация* атомов ($T\sim10^4$ К) и т. д. *Э. И. Асиновский.*

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ, линейный ускоритель заряж. ч-ц, в к-ром используется электрич. поле, неизменное или слабо меняющееся по величине в течение всего времени ускорения заряж. ч-цы. Осн. преимущество В. у. перед др. типами *ускорителей* — возможность получения высокой стабильности энергии ч-ц, ускоряемых в постоянном и однородном электрич. поле (легко достигается относит. стабильность энергии $\sim10^{-4}$, а у отдельных В. у. $\sim10^{-5}$—10^{-6}).

Осн. элементы В. у.— высоковольтный генератор, источник заряж. ч-ц и ускоряющая система (рис. 1). Энергия ч-ц, получаемых с помощью В. у., равна: $\mathcal{E}=eZU$, где e — заряд эл-на, Z — число элем. зарядов в заряде ускоряемой ч-цы, U — напряжение высоковольтного генератора. Используя перезарядку ч-ц, можно при том же макс. напряжении высоковольтного

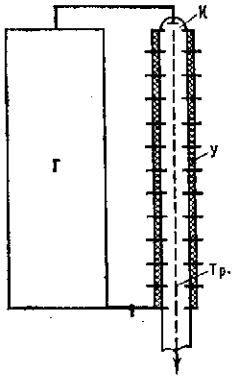


Рис. 1. Схема высоковольтного ускорителя: Г — высоковольтный генератор; И — источник заряж. ч-ц; У — ускоряющая система; Тр. — траектория ч-цы.

генератора получить ч-цы с энергией, в неск. раз превышающей энергию в обычных В. у. (см. *Перезарядный ускоритель*).

Для получения постоянного ускоряющего напряжения обычно используются *электростатические генераторы* и *каскадные генераторы*. Источником высокого напряжения В. у. может служить также высоковольтный трансформатор, питаемый синусоидальным напряжением. Ускоряющая система трансформаторных В. у. имеет устройство, обеспечивающее прохождение тока лишь в те моменты, когда напряжение на вторичной обмотке трансформатора имеет нужную полярность и близко к максимуму. Импульсные В. у. питаются от импульсных трансформаторов разл. типов, а также от ёмкостных генераторов импульсного напряжения. В них большое число конденсаторов заряжается параллельно от общего источника, а затем при помощи разрядников осуществляется их переключение на последовательное, на нагрузке возникает импульс напряжения с амплитудой до неск. МВ. Такие В. у. применяются в осн. в *сильноточных ускорителях*.

Линейные размеры В. у. определяются требуемым напряжением (размером высоковольтного генератора) и *электрической прочностью* изоляции генератора и ускоряющей системы. Ввиду малой электрич. прочности воздуха при атм. давлении В. у. на большую энергию размещаются в камерах, заполненных изолирующим газом (фреон, SF_6 и др.) при повышенном давлении. Импульсные В. у. размещают в камерах с *жидким диэлектриком* (трансформаторным маслом или дистиллированной водой). Для повышения рабочего градиента напря-

жения в высоковольтной изоляции большие изоляц. промежутки В. у. разделяют на ряд малых отрезков при помощи металлич. электродов с заданным распределением потенциала (секционированные конструкции).

Источником электронов в В. у. обычно служит *термоэлектронный катод* в сочетании с системой электродов, формирующей электронный пучок. В большинстве *ионных источников* заряж. ч-цы образуются внутри

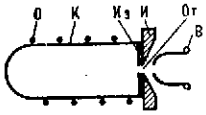


Рис. 2. Схема ВЧ источника ионов: К — разрядная камера; О — обмотка колебат. контура ВЧ генератора; Из — изоляционная вставка; И — основание ионного источника; От — отверстие для выхода ионов; В — вытягивающий электрод.

камеры, наполненной газом или парами в-ва при давлении 0,075—0,75 мм рт. ст., содержащими атомы данного элемента. Первичная ионизация происходит под действием электрич. разрядов в газе: высокочастотного (ВЧ источники, рис. 2), дугового разряда в неоднородном электрич. и магн. полях (дуоплазматрон) и т. д. Ионы, образующиеся в области разряда, извлекаются оттуда электрич. полем с помощью вытягивающего электрода и попадают в ускоряющую систему. Положит. ионы получают из центр. части области разряда, где их концентрация выше, а отрицательные — с периферии этой области.

Ускоряющая система В. у. (ускорит. трубка) одновременно явл. частью его вакуумной системы, давление в к-рой не должно превышать 7,5 мм рт. ст. У большинства В. у. это цилиндр, состоящий из диэлектрич. колец, разделённых металлич. электродами с отверстием в центре, служащим для прохождения пучка заряж. ч-ц

Рис. 3. Ускорительная трубка: *1* — кольцевые изоляторы; *2* — металлич. электроды; *3* — соединит. фланцы.

и откачки газа, поступающего из ионного источника и десорбируемого внутр. поверхностью системы (рис. 3). Кольца и электроды соединены друг с другом (клеем, пайкой или термодиффузионной сваркой). Электрич. прочность трубки обычно ограничивает энергию ускоренных ч-ц. Вдоль ускорит. трубки развиваются разрядные процессы, резко снижающие её электрич. прочность; их подавляют спец. мерами.

Ток пучка крупнейших В. у. ионов обычно ~1—10 мкА при размерах пучка на мишени прибл. неск. мм и его расходимости ~10^{-3} рад. Совр. В. у. позволяют получать протоны с энергией до 10 МэВ без перезарядки и с энергией до 40 МэВ при использовании перезарядки, а также многозарядные ионы значительно бо́льших энергий. Сначала В. у. применялись в осн. в ат. и яд. физике. Начиная с 50-х гг. область применения В. у. существенно расширилась: легирование тонких слоёв ПП, *активационный анализ*, генерация рентгеновского *тормозного излучения*, дефектоскопия, радиац. технология и др. Импульсные В. у. протонов с энергией 0,7—1 МэВ и током пучка до 1 А используются для инжекции ч-ц в крупнейшие циклич. и линейные резонансные ускорители. Импульсные В. у. эл-нов с энергией 2—3 МэВ и током 10^5—10^6 А применяются в исследованиях, направленных на создание импульсных термояд. реакторов (см. *Управляемый термоядерный синтез*).

● Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; Электростатические ускорители заряженных частиц, под ред. А. К. Вальтера, М., 1963. *М. П. Свиньин.*

ВЫСОКОЧАСТО́ТНЫЙ РАЗРЯ́Д, *электрический разряд в газе* под действием ВЧ электрич. поля. В. р. может возникать при расположении электродов как внутри разрядной трубки, так и вне её (*безэлектродный разряд*), а также при фокусировке эл.-магн. излучения в свободном газе, в частности в атмосфере (*световой пробой*). Осн. физ. процессы и особенности В. р.: под действием ВЧ электрич. поля эл-ны приобретают большие энергии и оказываются способными эффективно ионизировать при соударениях атомы или молекулы газа (см. *Ионизация*); потери эл-нов из газоразрядной плазмы В. р. происходят за счёт объёмной *рекомбинации*, «прилипания» к молекулам и диффузии; распределение эл-нов по энергиям может иметь сложный хар-р, существенно отличающийся от *Максвелла распределения*; процессы на граничных поверхностях при В. р. менее существенны, чем при разряде в пост. электрич. поле. При больших давлениях газа (близких к атмосферному) В. р. между двумя электродами наз. высокочастотной короной, а при достаточной мощности источника он переходит в высокочастотную дугу. Удаляя один электрод, можно получить *факельный разряд*. При низких давлениях режим В. р. близок режиму *положительного столба* тлеющего разряда.

В. р. используется для создания *плазмы* в ионных источниках, в кач-ве источника света в спектроскопии, в мощных мол. лазерах для создания однородной *активной среды* (см. *Газовый лазер*), в плазмохимии для изучения хим. реакций в газах, в экспериментах по проблеме *управляемого термоядерного синтеза* для первичного пробоя газа.

● Мак-Доналд А., Сверхвысокочастотный пробой в газах, пер. с англ., М., 1969; Голант В. Е., Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, М., 1968; Гекер И. Р., Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой, М., 1978.

А. В. Гуревич,

ВЫСОТА́ ЗВУ́КА, качество звука, определяемое человеком субъективно на слух и зависящее в осн. от частоты звука. С ростом частоты В. з. увеличивается (т. е. звук становится «выше»), с уменьшением частоты — понижается. В небольших пределах В. з. изменяется также в зависимости от *громкости звука* и от его тембра.

ВЯЗКОСТЬ (внутреннее трение), свойство текучих тел (жидкостей и газов) оказывать сопротивление перемещению одной их части относительно другой. В. тв. тел обладает рядом специфич. особенностей и рассматривается обычно отдельно (см. *Внутреннее трение*). Осн. закон вязкого течения был установлен И. Ньютоном (1687):

$$F = \eta \frac{v_2 - v_1}{z_2 - z_1} S, \qquad (1)$$

где F — тангенциальная (касательная) сила, вызывающая сдвиг слоёв жидкости (газа) друг относительно друга, S — площадь слоя, по к-рому происходит сдвиг, $(v_2 - v_1)/(z_2 - z_1)$ — градиент скорости течения (быстрота изме-

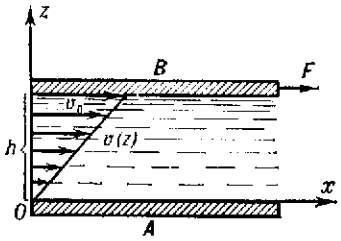


Рис. 1. Схема однородного сдвига (вязкого течения) слоя жидкости высотой h, заключённого между двумя тв. пластинками, из к-рых нижняя (*A*) неподвижна, а верхняя (*B*) под действием тангенциальной силы F движется с пост. скоростью v_0; $v(z)$ — зависимость скорости слоя от расстояния z до неподвижной пластинки.

нения её от слоя к слою), иначе — скорость сдвига (рис. 1). Коэфф. пропорциональности η называется коэфф. динамической вязкости или просто В. Он характеризует сопротивление жидкости (газа) смещению её слоёв. Величина $\varphi = 1/\eta$ наз. текучестью.

Согласно ф-ле (1), В. численно равна тангенциальной силе, приходящейся на ед. площади, необходимой для поддержания разности скоростей, равной единице, между двумя параллельными слоями жидкости (газа), расстояние между к-рыми равно единице. В системе СИ ед. динамич. В.— Па·с (в СГС — пуаз). Наряду с динамической часто рассматривают т. н. кинематическую В. $\nu = \eta/\rho$ (где ρ — плотность в-ва), к-рая измеряется в $м^2/с$ (в СИ; в СГС — в стоксах). В. жидкостей и газов определяют *вискозиметрами*.

В условиях установившегося ламинарного течения при пост. темп-ре T В. газов и норм. жидкостей (т. н. ньютоновских жидкостей) пост. ве-

личина, не зависящая от градиента скорости. Ниже приведены значения В. нек-рых жидкостей и газов при 20°С (в 10^{-3} Па·с).

Газы	
водород	0,0088
азот	0,0175
кислород	0,0202
Жидкости	
вода	1,002
этиловый спирт	1,200
ртуть	1,554
глицерин	~1500

Расплавленные металлы имеют В. того же порядка, что и обычные жидкости (рис. 2). Особыми вязкостными св-вами обладает жидкий гелий. При темп-ре 2,172 К он переходит в сверхтекучее состояние, в к-ром В. равна нулю (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*). Мо-

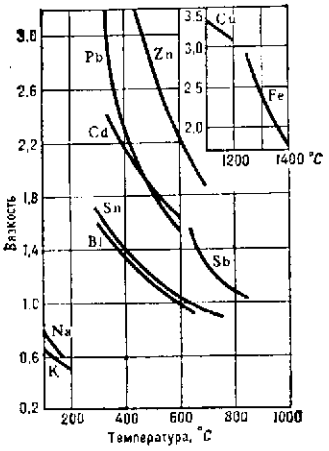


Рис. 2. Вязкость нек-рых расплавленных металлов (в сП) в зависимости от темп-ры.

лекулярно-кинетич. теория объясняет В. движением и вз-ствием молекул.

В газах расстояния между молекулами существенно больше радиуса действия мол. сил, поэтому В. газов — следствие хаотич. (теплового) движения молекул, в результате к-рого происходит пост. обмен молекулами между движущимися друг относительно друга слоями газа. Это приводит к переносу от слоя к слою определ. кол-ва движения, в результате чего медленные слои ускоряются, а более быстрые замедляются. Работа внеш. силы F, уравновешивающей вязкое сопротивление и поддерживающей установившееся течение, полностью переходит в теплоту.

В. газа не зависит от его плотности (давления p), т. к. при сжатии газа общее кол-во молекул, переходящих из слоя в слой, увеличивается, но зато каждая молекула менее глубоко проникает в соседний слой и переносит меньшее кол-во движения (закон Максвелла). В. идеальных газов определяется соотношением:

$$\eta = \frac{1}{3} mn\bar{u}\bar{l}, \qquad (2)$$

где m — масса молекулы, n — число молекул в ед. объёма, $\bar{u}$ — ср. скорость молекул и $\bar{l}$ — *длина свободного пробега* молекулы. Т. к. $\bar{u}$ возрастает с повышением T (несколько возрастает также и $\bar{l}$), В. газов увеличивается при нагревании (пропорционально $\sqrt{T}$). Для очень разреженных газов понятие В. теряет смысл.

В жидкостях, где расстояние между молекулами много меньше, чем в газах, В. обусловлена в первую очередь *межмолекулярным взаимодействием*, ограничивающим подвижность молекул. В жидкости молекула может проникнуть в соседний слой лишь при образовании в нём полости, достаточной для перескакивания туда молекулы. На образование полости (на «рыхление» жидкости) расходуется т. н. энергия активации вязкого течения. Энергия активации уменьшается с ростом T и понижением p. В этом состоит одна из причин резкого снижения В. жидкостей с повышением T и роста её при высоких p. При повышении p до неск. тыс. атм. η увеличивается в десятки и сотни раз. Строгой теории В. жидкостей ещё нет, на практике широко применяют ряд эмпирич. и полуэмпирич. ф-л, достаточно хорошо отражающих зависимость В. отд. классов жидкостей и р-ров от T, p и хим. состава.

В. жидкости зависит от хим. структуры молекул. В. сходных хим. соединений (насыщ. углеводороды, спирты, органич. к-ты и т. д.) возрастает с возрастанием мол. массы. Высокая В. смазочных масел объясняется наличием циклич. молекул. Смесь не реагирующих друг с другом жидкостей с различными В. имеет ср. значение В. Если же при смешивании образуется новое хим. соединение, то В. смеси может быть в десятки раз больше, чем В. исходных жидкостей (на измерении В. жидких в-в основан один из методов физ.-хим. анализа).

Возникновение в дисперсных системах или р-рах полимеров пространств. структур, образуемых сцеплением ч-ц или макромолекул, вызывает резкое повышение В. При течении «структурированной» жидкости работа внеш. силы затрачивается не только на преодоление истинной (ньютоновской) В., но и на разрушение структуры.

Для нормальных вязких жидкостей кол-во жидкости Q, протекающей в ед. времени через капилляр, прямо пропорционально p (см. *Пуазёйля закон*).

● Гатчек Э., Вязкость жидкостей, пер. с англ., 2 изд., М.— Л., 1935; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, М.— Л., 1945; Фукс Г. И., Вязкость и пластичность нефтепродуктов, М., 1956; Голубев И. Ф., Вязкость газов и газовых смесей, М., 1959.

ВЯЗКОУПРУГОСТЬ в механике, свойство в-в в тв. состоянии (полимеров, пластмасс, тв. топлив и др.) быть как упругими, так и вязкими. При В. напряжения и деформации зависят от истории протекания процесса деформирования и характеризуются рассеянием энергии на замкнутом цикле деформации (нагружения) и постепенным исчезновением деформации при полном снятии нагрузок; при этом чётко выражены *ползучесть материалов* и *релаксация напряжений*. Напр., величина удлинения цилиндрич. образца при заданном значении растягивающей силы зависит от скорости, с к-рой достигнуто это значение силы. При полной нагрузке в образце обнаруживается мгновенная «остаточная» деформация, к-рая с течением времени самопроизвольно стремится к нулю. Цикл растяжение — разгрузка требует необратимой затраты работы. Однако при очень медленном процессе рассеяние энергии очень мало. Хар-ки В. существенно зависят от темп-ры.

В. С. Ленский.

Г

ГАЗ (франц. gaz, от греч. cháos — хаос), агрегатное состояние в-ва, в к-ром его ч-цы не связаны или весьма слабо связаны силами вз-ствия и движутся свободно, заполняя весь предоставленный им объём. В-ва в газообразном состоянии образуют атмосферу Земли, в значит. кол-вах содержатся в твёрдых земных породах, растворены в воде океанов, морей и рек. Солнце, звёзды, облака межзвёздного в-ва состоят из Г.— нейтральных или ионизованных (*плазмы*). Встречающиеся в природных условиях Г. представляют собой, как правило, смеси химически индивидуальных Г.

Г. целиком заполняют сосуд, в к-ром находятся, и принимают его форму. В отличие от тв. тел и жидкостей, объём Г. существенно зависит от давления и темп-ры. Коэфф. объёмного расширения Г. в обычных условиях (при 0—100°С) на два порядка выше, чем у жидкостей, и составляет при 0°С 0,003663 $К^{-1}$. В таблице приведены данные о физических свойствах нек-рых Г.

Любое в-во можно перевести в газообразное состояние надлежащим подбором давления p и темп-ры T. Поэтому возможную область существова-

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ГАЗОВ

	Азот N_2	Аргон Ar	Водород H_2	Воздух	Кислород O_2	Углекислый газ CO_2
Масса (г) 1 моля	28,02	39,94	2,016	28,96	32,00	44,00
Плотность (кг/м³) при 0°С и 0,1 МПа	1,2748	1,8185	0,0916	1,3178	1,4567	2,014
Теплоёмкость c_V (кДж/кмоль·К) при постоянном объёме и 0°С	20,85	12,48	20,35	20,81	20,89	30,62 (55°С)
Скорость звука (м/с) при 0°С	333,6	319	1286	331,5	314,8	260,3
Вязкость η при 0°С (η·10⁶ Па·с)	16,6	21,2	8,4	17,1	19,2	13,8
Теплопроводность λ при 0°С (λ·10³ Дж/м·с·К)	2,43	1,62	16,84	2,41	2,44	1,45
Диэлектрич. проницаемость ε при 0°С и 0,1 МПа	1,000588	1,000536	1,000272	1,000590	1,000531	1,000988
Удельная магнитная восприимчивость χ при 20°С (χ·10⁶ на 1 г)	−0,43	−0,49	−1,99		+107,8	−0,48

ния газообразного состояния графически удобно изобразить в переменных p — T (в p—T-диаграмме, рис. 1). При T ниже критической $T_к$ (см. *Критическое состояние*) эта область ограничена кривыми сублимации (возгонки) I и парообразования II. Это означает, что при любом p ниже критического $p_к$ существует темп-ра T, определяемая кривой сублимации или парообразования, выше к-рой в-во становится газообразным. При темп-рах ниже темп-ры тройной точки Тр газ может находиться в равновесии с тв. фазой в-ва (на кривой I), а между

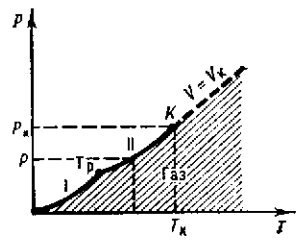


Рис. 1. p — T-диаграмма состояния в-ва. Со стороны низких T и p область газообразного состояния ограничена кривыми сублимации (I) и парообразования (II). Тр — тройная точка; K — критич. точка; пунктирная линия — критич. изохора в-ва (объём $V = \text{const} = V_к$).

тройной и критич. точкой K — с жидкой фазой. Газ в этих состояниях обычно наз. *паром* в-ва.

При T ниже $T_к$ можно сконденсировать Г.— перевести его в др. агрегатное состояние (твёрдое или жидкое), напр. повышая давление.

При $T > T_к$ граница газообразной области условна, поскольку при этих T фазовые превращения не происходят. Иногда за условную границу между Г. и жидкостью при сверхкритич. T и p принимают критич. изохору в-ва (рис. 1), в непосредств. близости от к-рой св-ва в-ва изменяются, хотя и не скачком, но особенно быстро.

В связи с тем что область газового состояния очень обширна, св-ва Г. при изменении T и p могут меняться в широких пределах. Так, в норм. условиях (при 0°С и атм. давлении) плотность Г. примерно в 1000 раз меньше плотности того же в-ва в твёрдом или жидком состоянии. При компактной T и глубоком вакууме (напр., при $p \sim 10^{-11}$ мм рт. ст.) плотность Г. $\sim 10^{-20}$ г/см³. С другой стороны, при высоких p в-во, к-рое при сверхкритич. T можно считать Г., обладает огромной плотностью (напр., в центре нек-рых звёзд $\sim 10^9$ г/см³). В зависимости от условий в широких пределах изменяются и др. св-ва Г.— теплопроводность, вязкость и т. д.

Молекулярно-кинетическая теория газов рассматривает Г. как совокупность слабо взаимодействующих ч-ц, находящихся в непрерывном хаотическом (тепловом) движении. На основе этих представлений молекулярно-кинетич. теории удаётся объяснить мн. физ. св-ва Г., особенно полно — св-ва разреж. Г.

У достаточно разреж. Г. ср. расстояния между молекулами оказываются значительно больше радиуса действия сил межмол. вз-ствия. Так, при норм. условиях в 1 см³ Г. находится $\sim 10^{19}$ молекул и ср. расстояние между ними составляет ~ 10 нм, тогда как межмол. вз-ствие несущественно уже на расстояниях св. 0,5—1 нм. Следовательно, в таких условиях молекулы взаимодействуют лишь при сближении на расстояние действия межмол. сил. Это сближение принято трактовать как столкновение молекул. Радиус действия межмол. сил в рассмотренном примере в 10 раз меньше ср. расстояния между молекулами, так что общий объём, в к-ром эти силы могут сказываться (как бы «собств. объём» всех молекул), составляет 10^{-3} от полного объёма Г. Это позволяет считать собств. объём молекул Г. в норм. условиях пренебрежимо малым и рассматривать молекулы как материальные точки. Г., молекулы к-рого рассматриваются как не взаимодействующие друг с другом материальные точки, наз. и д е а л ь н ы м. При тепловом равновесии идеального Г. все направления движения его молекул равновероятны, а их скорости v подчиняются распределению Максвелла (рис. 2). Подавляющее большинство молекул имеет значения v, близкие к наиболее вероятной $v_н$ при данной T (соответствует максимуму на рис. 2), но существует нек-рая часть молекул с малыми и очень большими скоростями. При помощи распределения Максвелла может быть определена т. н. ср. квадратичная скорость молекул $\sqrt{\overline{v^2}}$, связанная с T соотношением:

$$\overline{v^2} = 3kT/m, \qquad (1)$$

где m — масса молекулы. Ур-ние (1) устанавливает связь между ср. кинетич. энергией одной молекулы и темп-рой газа:

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = {}^3/_2 kT. \qquad (2)$$

Эта зависимость позволяет рассматривать T как меру ср. кинетич. энергии молекул.

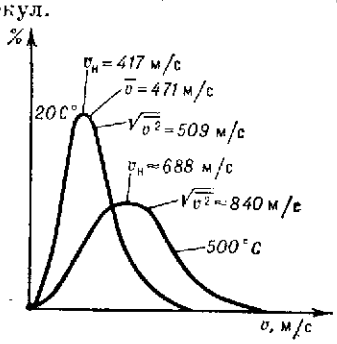


Рис. 2. Распределение Максвелла для молекул азота при $T = 20$ и 500 °С. По оси ординат — доля молекул (в %), обладающих скоростями между v м/с и $(v+10)$ м/с; $v_н$ — наиб. вероятная скорость, к-рой обладает наибольшее число молекул при данной T; $\overline{v}$ — ср. скорость молекул; $\sqrt{\overline{v^2}}$ — ср. квадратичная скорость.

Поскольку молекулы идеального Г. обладают лишь кинетич. энергией, внутр. энергия такого Г. не зависит от занимаемого им объёма (закон Джоуля). Молекулярно-кинетич. теория рассматривает давление Г. на стенки сосуда, в к-ром он находится, как воздействие ударов молекул, усреднённое по поверхности и времени; количественно p определяется импульсом, передаваемым молекулами в ед. времени ед. площади стенки:

$$p = {}^1/_3 nm\overline{v^2}, \qquad (3)$$

где n — число молекул в единице объёма. Ур-ния (2) и (3) позволяют записать *уравнение состояния* идеального Г. в виде:

$$p = nkT. \quad (4)$$

Ур-ние (4), записанное для 1 моля Г., наз. *Клапейрона уравнением*:

$$pV_\mu = RT. \quad (5)$$

Здесь $R=kN$ — универсальная *газовая постоянная* (N — число молекул в 1 моле), V_μ — объём, приходящийся на 1 моль. Ур-ние Клапейрона можно получить и эмпирически, обобщая газовые законы Бойля — Мариотта и Гей-Люссака (см. *Бойля — Мариотта закон*, *Гей-Люссака законы*). Из ур-ния (5) следует также, что при одинаковых T и p идеальные Г., взятые в кол-ве 1 моля, имеют равные объёмы и в ед. объёма любого такого Г. содержится равное число молекул (см. *Авогадро закон*). В условиях теплового равновесия T и p Г. по всему его объёму одинаковы, молекулы движутся хаотично, упорядоченных потоков нет. Возникновение в Г. перепадов (градиентов) T и p приводит к нарушению равновесия и переносу в направлении градиента энергии, массы или др. физ. величин.

Кинетич. св-ва Г. — теплопроводность, диффузию, вязкость — молекулярно-кинетич. теория рассматривает с единой точки зрения: диффузию как перенос молекулами массы, теплопроводность как перенос ими энергии, вязкость как перенос кол-ва движения. Модель идеального Г. для анализа явлений переноса непригодна, ибо в этих процессах существ. роль играют столкновения молекул и их лин. размеры (влияющие на частоту столкновений). Поэтому в простейшем случае явления переноса в Г. рассматриваются для разреж. Г., молекулы к-рого в первом приближении считаются упругими шариками с определ. диаметром σ, причём эти шарики взаимодействуют друг с другом только в момент соударения. В этом приближении σ связан простым соотношением со ср. *длиной свободного пробега* молекулы $\bar{l}$:

$$\bar{l} = \frac{1}{\pi\sigma^2 n}. \quad (6)$$

Размер $\bar{l}$ существенно влияет на процессы переноса в разреж. Г. В частности, если характерный размер объёма, занимаемого Г., больше $\bar{l}$, то теплопроводность и вязкость Г. не зависят от p. Наоборот, когда $\bar{l}$ больше характерного размера, теплопроводность и вязкость Г. с уменьшением p (а значит, и числа столкновений) начинают падать.

В более строгой молекулярно-кинетич. теории при анализе явлений переноса в разреж. Г. учитывается вз-ствие молекул при любых расстояниях между ними. Характер вз-ствия определяется т. н. потенциалом вз-ствия (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Строгое рассмотрение динамики па́рных вз-ствий (столкновений) приводит к тому, что в ф-лах для расчёта коэфф. переноса появляются т. н. интегралы столкновений, являющиеся ф-циями только приведённой темп-ры $T^* = kT/\varepsilon$, к-рая характеризует отношение кинетич. энергии молекул ($\sim kT$) к их потенц. энергии (ε — глубина потенц. ямы при данном потенциале вз-ствия). Интегралы столкновений учитывают то обстоятельство, что сталкивающиеся молекулы в зависимости от их кинетич. энергии, а значит, и темп-ры Г. могут сближаться на разл. расстояния, т. е. как бы изменять свой эфф. размер.

Свойства реальных газов. При повышении плотности изменяются св-ва Г.— они перестают быть идеальными. Ур-ние состояния (5) оказывается неприменимым, т. к. ср. расстояния между молекулами Г. становятся сравнимыми с радиусом межмол. вз-ствия. Для описания термодинамич. св-в реальных Г. используются разл. ур-ния состояния, б. или м. строго теоретически обоснованные. Простейшим примером ур-ния, к-рое качественно правильно описывает осн. отличия реального Г. от идеального, служит *Ван-дер-Ваальса уравнение*, учитывающее, с одной стороны, существование сил притяжения между молекулами (их действие приводит к уменьшению давления Г.), с другой стороны — сил отталкивания, препятствующих безграничному сжатию Г.

К наиболее теоретически обоснованным (во всяком случае, для состояний, удалённых от критич. точки) относится вириальное ур-ние состояния:

$$pV = RT\left(1 + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \ldots\right). \quad (7)$$

Значения вириальных коэфф. B, C и т. д. определяются соударениями молекул: парными (B), тройными (C) и более высокого порядка для последующих коэфф. Существенно, что вириальные коэфф. явл. ф-циями только T. В Г. малой плотности наиб. вероятны парные столкновения молекул, т. е. для такого Г. в разложении (7) можно пренебречь всеми членами после члена с коэфф. B. В соответствии с температурным изменением B, при т. н. темпре Бойля T_B (см. *Бойля точка*) B обращается в нуль и умеренно плотный Г. ведёт себя, как идеальный, т. е. подчиняется ур-нию (5). Существование межмол. вз-ствия в той или иной степени сказывается на всех св-вах реальных Г. Внутр. энергия реального Г. оказывается зависящей от V (от расстояний между молекулами), т. к. потенц. энергия молекул определяется их взаимным расположением.

С межмол. вз-ствием связано также изменение темп-ры реального Г. при протекании его с малой пост. скоростью через пористую перегородку (этот процесс наз. дросселированием). Мерой изменения темп-ры Г. при дросселировании служит коэфф. Джоуля — Томсона, к-рый в зависимости от условий может быть положительным (охлаждение Г.), отрицательным (нагрев Г.) либо равным нулю при т. н. темп-ре инверсии (см. *Джоуля — Томсона эффект*).

Внутр. строение молекул Г. слабо влияет на их термич. св-ва — давление, темп-ру, плотность и связь между этими величинами. Для этих св-в в первом приближении существенна только мол. масса. Напротив, калорич. св-ва Г. (теплоёмкость, энтропия и др.), а также его электрич. и магн. св-ва существенно зависят от внутр. строения молекул. Напр., для расчёта (в первом приближении) теплоёмкости Г. при пост. объёме c_V необходимо знать число внутр. степеней свободы $i_{\text{вн}}$ молекулы. В соответствии с *равнораспределения законом* на каждую внутр. степень свободы молекулы приходится энергия, равная $^1/_2 kT$. Отсюда теплоёмкость 1 моля Г. равна:

$$c_V = N\frac{3+i_{\text{вн}}}{2}k = (3 + i_{\text{вн}})R/2 \quad (8)$$

(здесь число 3 — число степеней свободы молекулы как целого).

Для точного расчёта калорич. св-в Г. необходимо знать уровни энергии молекулы, сведения о к-рых в большинстве случаев получают методами *спектроскопии*. Для большого числа в-в в состоянии идеального Г. калорич. параметры вычислены с высокой точностью, и их значения представлены в виде таблиц до $T \sim 10$—22 тыс. К.

Электрич. св-ва Г. связаны в первую очередь с возможностью ионизации молекул или атомов, т. е. с появлением в Г. электрически заряж. ч-ц (ионов и эл-нов). При отсутствии заряж. ч-ц Г. являются хорошими диэлектриками. С ростом концентрации зарядов электропроводность Г. увеличивается.

При T большей неск. тыс. К всякий Г. частично ионизуется и превращается в *плазму*. Если концентрация зарядов в плазме невелика, то св-ва её мало отличаются от св-в обычного Г.

По магн. св-вам Г. делятся на диамагнитные (к ним относятся, напр., инертные газы, а также H_2N_2, CO_2, H_2O) и парамагнитные (напр., O_2). Диамагнитны те Г., молекулы к-рых не имеют пост. магн. момента и приобретают его лишь под влиянием внеш. поля (см. *Диамагнетизм*). Те же Г., у к-рых молекулы обладают пост. магн. моментом, во внешнем магнитном поле ведут себя как парамагнетики (см. *Парамагнетизм*).

Учёт межмол. вз-ствия и внутр. строения молекул необходим при решении мн. проблем физики Г., напр. при исследовании влияния верхних разреж. слоёв атмосферы на движение ракет и спутников (см. *Газовая динамика*).

В совр. физике Г. называют не только одно из агрегатных состояний в-ва. К Г. с особыми св-вами относят, напр., совокупность свободных эл-нов в металле (электронный Г.), фононов в кри-

сталлах или жидком гелии (фононный Г.). Св-ва Г. элем. ч-ц и квазичастиц рассматривает *квантовая статистика*.

● Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 3 изд., М., 1979; Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник, 3 изд., т. 1—3, М., 1978—81. *Э. Э. Шпильрайн.*

ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА, раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучается движение сжимаемых сплошных сред (газа, плазмы) и их вз-ствие с тв. телами. Как часть физики, Г. д. связана с *термодинамикой* и *акустикой*.

Св-во сжимаемости состоит в способности в-ва изменять свой первонач. объём под действием перепада давления или при изменении темп-ры. Сжимаемость становится существенной при больших скоростях движения среды, соизмеримых со скоростью распространения звука в этой среде и превосходящих её, т. к. при таких скоростях в среде могут возникать большие перепады давления (см. *Бернулли уравнение*) и большие градиенты темп-ры. В совр. Г. д. изучают также течения газа при высоких темп-рах, сопровождающиеся хим. (диссоциация, горение и др. хим. реакции) и физ. (ионизация, излучение) процессами. Изучение движения электропроводных газов в присутствии магн. и электрич. полей составляет предмет магн. газодинамики. Движение газов при таких условиях, когда газ нельзя считать сплошной средой, а необходимо рассматривать вз-ствие составляющих его молекул между собой и с тв. телами, относится к области динамики разреженного газа, основанной на молекулярно-кинетич. теории газов. Динамика больших возд. масс при малых скоростях движения составляет основу динамич. метеорологии. Г. д. исторически возникла как дальнейшее развитие и обобщение *аэродинамики*, поэтому часто говорят о единой науке — аэрогазодинамике.

Исходные ур-ния Г. д. явл. следствием применения осн. законов механики и термодинамики к движущемуся объёму сжимаемого газа. Неустановившиеся движения вязкого сжимаемого газа, когда параметры газового потока в каждой его точке изменяются с течением времени, описываются полными *Навье — Стокса уравнениями*. Одной из осн. физ. особенностей движения сжимаемых сред явл. возможность образования и распространения в них *ударных волн*, к-рые движутся со скоростью, превышающей скорость распространения звук. волн и представляют собой узкую область чрезвычайно больших градиентов давления, плотности, темп-ры и скорости газа.

Интенсивное развитие Г. д. связано с быстрым развитием соответствующих областей техники: реактивной авиации, ракетного оружия, созданием ат. и водородных бомб, взрыв к-рых влечёт за собой распространение сильных взрывных и ударных волн. Задачи Г. д. при проектировании разнообразных аппаратов, двигателей и газовых машин состоят в определении сил давления и трения, темп-ры и теплового потока в любой точке поверхности тела или канала, омываемых газом, в любой момент времени. При исследовании распространения газовых *струй*, взрывных и ударных волн, горения и детонации методами Г. д. определяются давление, темп-ра и др. параметры газа во всей области распространения. Изучение поставленных техникой сложных задач превратило совр. Г. д. в науку о движении произвольных смесей газов, к-рые могут содержать также твёрдые и жидкие ч-цы (напр., выхлопные газы ракетных двигателей на жидком или твёрдом топливе), причём параметры, характеризующие состояние этих газов — давление, темп-ра, плотность, электропроводность и др., могут изменяться в самых широких пределах.

Законами Г. д. широко пользуются во внеш. и внутр. баллистике, при изучении взрыва, горения, детонации, конденсации в движущемся потоке.

Для совр. Г. д. характерно неразрывное сочетание расчётно-теор. методов, использование ЭВМ и постановка сложных аэродинамич. и физ. экспериментов. Теор. представления, частично опирающиеся на найденные экспериментальным путём закономерности, позволяют описать с помощью соответствующих ур-ний движение газовых смесей сложного состава, в т. ч. многофазных смесей при наличии физ.-хим. и фазовых превращений. Методами прикладной математики разрабатываются эфф. способы решения этих ур-ний на ЭВМ. Наконец, из эксперим. данных определяются необходимые значения физ. и хим. характеристик, свойственных изучаемой среде и рассматриваемым процессам (коэфф. вязкости, теплопроводности, скорости хим. реакций, времена релаксации и др.).

Многие задачи, поставленные совр. техникой перед Г. д., пока не могут быть решены расчётно-теор. методами, в этих случаях широко пользуются газодинамич. экспериментами, поставленными на основе *подобия теории* и законов гидродинамич. и аэродинамич. *моделирования*. Газодинамич. эксперименты проводятся в сверхзвук. и гиперзвук. *аэродинамических трубах*, на баллистич. установках, в ударных и импульсных трубах и на др. газодинамич. установках спец. назначения (см. также *Аэродинамические измерения*). Прикладная Г. д., в к-рой обычно применяются упрощённые теор. представления об осреднённых по поперечному сечению параметрах газового потока и осн. закономерности движения, найденные эксперим. путём, используется при расчёте компрессоров и турбин, *сопел* и *диффузоров*, ракетных двигателей, аэродинамич. труб, эжекторов, газопроводов и мн. др. техн. устройств.

● Основы газовой динамики, под ред. Г. Эммонса, пер. с англ., М., 1963; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Черный Г. Г., Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966. *С. Л. Вишневецкий.*

ГАЗОВАЯ ПОСТОЯННАЯ (R), универсальная физ. постоянная, входящая в ур-ние состояния 1 моля *идеального газа*: $pv=RT$ (см. *Клапейрона уравнение*), где p — давление, v — объём моля, T — абс. темп-ра. Г. п. по своему физ. смыслу — работа расширения 1 моля идеального газа под пост. давлением при нагревании на 1 К. С другой стороны, Г. п.— разность молярных *теплоёмкостей* при пост. давлении и при пост. объёме $c_p-c_V=R$ (для всех сильно разреженных газов). Численное значение Г. п. в единицах СИ (на 1980) 8,31441(26) Дж/(моль·К). В других ед. $R = 8{,}314\cdot10^7$ эрг/(моль·К) = =1,9872 кал/(моль·К)=82,057 см^3·атм/(моль·К).

ГАЗОВЫЕ РАЗРЯДЫ, то же, что *электрические разряды в газах*.

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР, оптический квант. генератор с газообразной *активной средой*. Газ, в к-ром за счёт энергии внеш. источника (накачки) создаётся состояние с *инверсией населённостей* двух уровней энергии (верхний и нижний лазерные уровни), помещается в *оптический резонатор* или прокачивается через него. В резонаторе возбуждённые на верхний лазерный уровень ч-цы газа в результате вынужденных переходов на ниж. уровень излучают. Часть эл.-магн. излучения выводится из резонатора наружу (см. *Лазер*). В тех случаях, когда время жизни верхнего лазерного уровня мало́, а коэфф. усиления велик, генерируется не вынужденное излучение, а усиленное спонтанное излучение (суперлюминесцентные Г. л. или Г. л. на сверхсветимости, характерные для УФ диапазона).

Семейство Г. л. многочисленно. Они охватывают диапазон длин волн λ от УФ области спектра до субмиллиметровых волн. Большинство Г. л. работают в непрерывном, а также и в импульсном режимах и позволяют получать большие выходные мощности при высокой направленности излучения и стабильности его частоты.

Особенности Г. л. Газы по сравнению с конденсиров. средами обладают большей однородностью. Поэтому световой луч в газе в меньшей степени искажается и рассеивается. В результате направленность излучения Г. л. достигает предела, обусловленного *дифракцией света* (дифракционный предел расходимости). Расходимость светового луча Г. л.

в видимом диапазоне $\sim 10^{-5}$—10^{-4} рад. В ИК диапазоне $\sim 10^{-4}$—10^{-3} рад.

Благодаря малой плотности газа ширина спектр. линии обусловлена гл. обр. доплеровским уширением (см. *Доплера эффект*), величина к-рого мала. Это, а также применение ряда методов, использующих св-ва доплеровски уширенной линии, позволяет достичь высокой стабильности частоты (см. *Оптические стандарты частоты*, *Квантовые стандарты частоты*).

Вместе с тем малая плотность газа препятствует получению такой высокой плотности возбуждённых ч-ц, к-рая характерна для тв. тел и жидкостей. Поэтому уд. энергосъём у Г. л. ниже, чем у *твёрдотельных лазеров* и *жидкостных лазеров*. Однако переход к более высоким давлениям и создание быстропроточных Г. л. резко увеличили их мощность (см. ниже).

Специфика газов проявляется в разнообразии типов ч-ц, уровни к-рых используются для возбуждения генерации (нейтр. атомы, ионы, неустойчивые молекулы). Поэтому процессы, используемые для создания инверсии населённостей, в Г. л. весьма многообразны. К их числу относятся электрич. разряд, хим. возбуждение, фотодиссоциация, газодинамич. процессы, возбуждение электронным пучком и т. д. Оптич. накачка с помощью газоразрядных ламп, применяемая в жидкостных и твёрдотельных лазерах, мало эффективна для большинства Г. л., т. к. газы обладают узкими линиями поглощения.

В подавляющем большинстве Г. л. инверсия населённостей создаётся в электрич. разряде (газоразрядные лазеры). Эл-ны, образующиеся в разряде при столкновениях с ч-цами газа (электронный удар), возбуждают их, т. е. переводят на более высокие уровни энергии. Возбуждение электронным ударом обычно сочетается в Г. л. с др. механизмом возбуждения — резонансной передачей энергии ч-цам одного сорта (рабочим ч-цам) от добавляемых ч-ц др. сорта (вспомогательных) при неупругих соударениях.

Лазеры на нейтральных атомах. Исторически первым Г. л., появившимся в 1961 (амер. физик А. Джаван), был гелий-неоновый лазер. В гелий-неоновом лазере рабочим в-вом явл. нейтр. атомы неона Ne. В электрич. разряде часть атомов Ne переходит с осн. уровня $\mathcal{E}_1$ на возбуждённый верх. уровень энергии $\mathcal{E}_3$ (рис. 1). Но в чистом Ne время жизни на уровне мало, атомы быстро «соскакивают» с него на уровни $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$, что препятствует созданию достаточно высокой инверсии населённостей (превышающей порог генерации) для пары уровней $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_3$. Примесь He существенно меняет ситуацию. Первый возбуждённый уровень атома He совпадает с верх. уровнем $\mathcal{E}_3$ неона. Поэтому при столкновении возбуждённых электронным ударом атомов He, с невозбуждёнными атомами Ne (с энергией $\mathcal{E}_1$) происходит передача возбуждения, в результате к-рой атомы Ne будут возбуждены на уровень $\mathcal{E}_3$, а атомы He возвращаются в осн. состояние. При достаточно большом

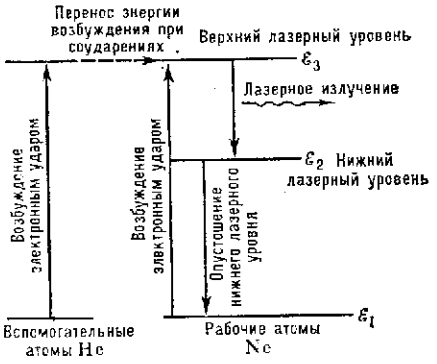


Рис. 1. Схема уровней энергии рабочих атомов Ne и вспомогат. атомов He, используемых в гелий-неоновом лазере.

числе атомов He в газовой смеси можно добиться преимущественного заселения уровня $\mathcal{E}_3$ неона. Этому же способствует опустошение уровня $\mathcal{E}_2$ неона, происходящее при соударениях атомов со стенками газоразрядной трубки (рис. 2). Для эфф. опустошения уровня $\mathcal{E}_2$ диаметр трубки должен быть достаточно мал. Однако малый диаметр трубки ограничивает число атомов Ne и, следовательно, мощность генерации. Оптимальным с точки зрения макс. мощности генерации явл. диаметр трубки ок. 7 мм при давлении

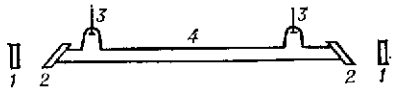


Рис. 2. Схема гелий-неонового лазера: *1* — зеркала оптич. резонатора; *2* — окна газоразрядной трубки; *3* — электроды; *4* — газоразрядная трубка.

1 мм рт. ст. и определ. соотношении Ne и He (1 : 10).

Уровни неона $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_3$ обладают сложной структурой, т. е. состоят из множества подуровней. В результате гелий-неоновый лазер может работать на 30 длинах волн в области видимого света и ИК излучения. Зеркала оптич. резонатора имеют многослойные диэлектрич. покрытия. Это позволяет создать необходимый коэфф. отражения для заданной длины волны и возбудить тем самым в Г. л. генерацию на требуемой частоте.

Мощность генерации гелий-неонового лазера достигает всего десятых долей Вт при кпд $\leqslant 0{,}1\%$. Тем не менее высокие монохроматичность и направленность излучения, а также простота устройства обусловили широкое применение гелий-неоновых Г. л. Красный гелий-неоновый лазер ($\lambda = 0{,}6328$ мкм) используется при юстировочных и нивелировочных работах. Гелий-неоновые лазеры применяются при наладочных работах в *голографии*, в *квантовых гироскопах* и оптических стандартах частоты.

Со времени появления гелий-неонового лазера генерация получена более чем на 450 разл. переходах между уровнями нейтр. атомов 34 хим. элементов. Возбуждение непрерывной генерации происходит в положит. столбе *тлеющего разряда* при плотности тока $j \sim 100$—200 А/см^2. Для импульсной генерации используется импульсный разряд с послесвечением. Плотность тока в импульсном разряде может достигать 300 А/см^2, а в случае импульса с крутым фронтом — сотен и тысяч А/см^2, что создаёт высокую пиковую мощность генерации.

Ионные лазеры обладают большей выходной мощностью, чем Г. л. на нейтр. атомах. Генерация на ионизиров. газах впервые получена амер. физиком У. Б. Бриджесом в 1964. Инверсия населённостей создаётся между уровнями энергии атомарных ионов в электрич. разряде. Относительно большая концентрация ионов обеспечивается высокой плотностью тока, к-рый в ионных лазерах достигает десятков тысяч А/см^2. Поэтому электрич. разряд осуществляется в тонких капиллярах (диам. до 5 мм), обладающих высокой теплопроводностью (напр., из бериллиевой керамики). Кпд ионных лазеров невысок ($\leqslant 0{,}1\%$).

Генерация наблюдается на 440 переходах ионов 29 элементов. Наиболее мощная генерация (неск. сотен Вт) получена в сине-зелёной области спектра ($\lambda = 4880$ мкм, $\lambda = 0{,}5145$ мкм) на ионах Ar^{2+}, в жёлто-красной

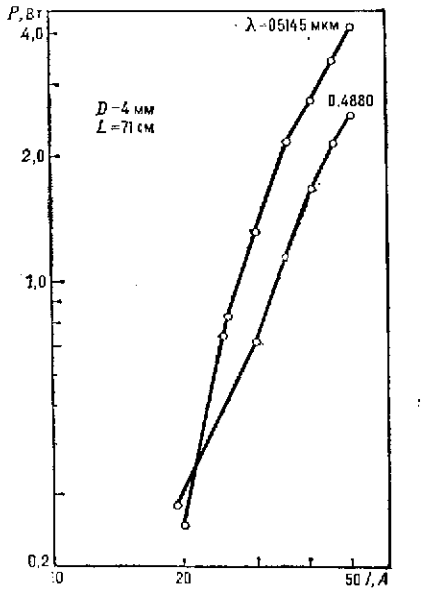


Рис. 3. Зависимость выходной мощности P лазера на Ar^{2+} от разрядного тока I для наиб. интенсивной линии генерации; L — расстояние между зеркалами; D — диаметр зеркала.

(0,5682 мкм, 0,6471 мкм) на ионах Kr^{2+}, на УФ линиях Ne^{2+}, Ar^{3+} и Kr^{3+}. Выходная мощность ионных Г. л. резко зависит от тока разряда I (рис. 3).

Ионные Г. л. применяются в физ. исследованиях, в оптич. связи и локации ИСЗ, в технологии, фотобиологии и фотохимии (см. *Лазерная химия*) и в *лазерном разделении изотопов*.

Лазеры на парах металлов. В особую обширную группу выделяются Г. л. на парах металлов (атомы и ионы), перспективные для получения высоких кпд. Для получения высокого кпд необходимо, чтобы опустошение ниж. лазерного уровня происходило не за счёт спонтанных переходов, а в результате столкновений с атомами и молекулами (с т о л к н о в и т е л ь н ы е Г. л.). Атомы нек-рых металлов обладают благоприятной для этого структурой уровней. Для них квант. выход может достигать 0,7. Генерация осуществлена для 27 металлов; наилучшие результаты получены для Г. л. на парах Cu (уровни Cu^+): $\lambda=510{,}5$ нм, $\lambda=578{,}2$ нм, ср. мощность 43,5 Вт, пиковая мощность 200 Вт, кпд ~1%. Чрезвычайно высокий коэфф. усиления позволяет использовать их в кач-ве квант. усилителей света (без резонатора). На этом основан лазерный проекц. микроскоп.

Распространены также Г. л. на парах Cd (уровни Cd^{2+}). Инверсия населённостей образуется в результате передачи энергии от возбуждённых атомов He. Гелий-кадмиевый Г. л. в непрерывном режиме позволяет получить мощность генерации 10—50 мВт на линии $\lambda=441{,}6$ нм (синяя область) и неск. мВт на линии $\lambda=3250$ нм (УФ область) при кпд 0,1%.

Молекулярные лазеры явл. наиболее мощными Г. л. и обладают высоким кпд. Первый возбуждённый уровень атома или иона обычно имеет энергию, равную $^1/_2$ энергии ионизации (порядка неск. эВ), остальные уровни расположены выше, сгущаясь к ионизац. пределу (см. *Атом*). Поэтому большинство процессов возбуждения неселективно: возбуждается одновременно много уровней. В результате квант. выход и кпд невелики.

Молекулы, в отличие от атомов, кроме электронных уровней имеют колебат. и вращат. уровни энергии (см. *Молекула*, *Молекулярные спектры*). Расстояния между ниж. колебат. уровнями часто малы (10^{-1}—10^{-2} эВ), поэтому можно возбудить только колебания молекул, не «затрагивая» эл-ны. У многоат. молекул существует неск. типов колебаний. Излучат. переходы между уровнями одинакового типа дают квант. выход, близкий к единице. Высокая эффективность возбуждения колебат. уровней, большой квант. выход и селективность резонансной передачи энергии позволяют достичь в мол. Г. л. кпд ~20—25%.

Генерация наблюдается на колебательно-вращат. переходах 23 молекул. Наиболее интересны мол. лазеры на CO_2 ($\lambda=9{,}4$ мкм, $\lambda=10{,}6$ мкм). В газоразрядных CO_2-лазерах эл-ны в тлеющем разряде возбуждают колебат. уровни молекул CO_2 и N_2. Инверсия населённостей достигается электронным ударом и резонансной передачей возбуждения. Молекулы N_2 при столкновении с молекулами CO_2 передают им энергию, заселяя верхний лазер-

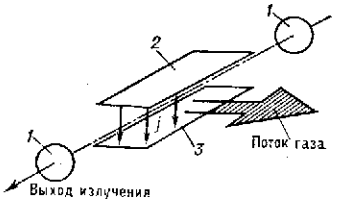


Рис. 4. Схема CO_2-лазера с поперечным разрядом и прокачкой газов: *1* — зеркала резонатора; *2* — катод; *3* — анод.

ный уровень. Высокая инверсия населённостей достигается при введении в газовую смесь кроме N_2 др. газов, опустошающих ниж. лазерный уровень (He, H_2O). Давление газа p и диам. разрядной трубки D ограничены условием устойчивости горения разряда и необходимостью теплоотвода. Поэтому достижимая мощность излучения ~1 кВт.

В более мощных CO_2-лазерах используется схема с поперечным разрядом и непрерывной прокачкой газа (рис. 4). При этом давление p газа и плотность тока j ограничены только устойчивостью газового разряда. Переход к несамостоят. разряду (ионизация газа обеспечивается электронным пучком, УФ излучением и др.) позволяет возбуждать большие объёмы газа при высоких давлениях (до 20—50 атм). Быстропроточные CO_2-лазеры с поперечным несамостоят. разрядом генерируют излучение мощностью в десятки кВт при кпд ~15—20%.

Возможность импульсно возбуждать большие объёмы газа при высоких давлениях привела к созданию импульсных CO_2-лазеров с энергией излучения до 10 тыс. Дж в импульсе. Быстропроточные Г. л. используются в технологии, а импульсные CO_2-лазеры — для разделения изотопов.

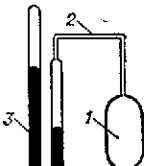
Помимо электрич. разряда в мол. Г. л. для возбуждения генерации используются др. методы. В газе, нагретом до высокой темп-ры, при быстром охлаждении, напр. во время истечения газа из сверхзвук. сопла, колебат. уровни могут оказаться возбуждёнными. Большие выходные мощности (~100 кВт) в непрерывном режиме обусловлены тем, что сверхзвук. поток газа проносит через резонатор огромное число возбуждённых молекул (см. *Газодинамический лазер*). В процессе многих хим. реакций выделяется значит. энергия, в результате чего образуются возбуждённые атомы, радикалы и молекулы. При этом в ряде случаев возникает инверсия населённостей (см. *Химические лазеры*).

Генерацию в УФ (0,2—0,4 мкм) области спектра получают на переходах между электронными состояниями устойчивых молекул, а также на переходах с возбуждённого устойчивого верхнего в нижнее неустойчивое электронное состояние неустойчивых молекул типа димеров инертных газов или димеров: атом инертного газа — атом галогена (атомы могут объединяться в такие молекулы только в возбуждённом состоянии, см. *Эксимерные лазеры*). Возбуждение активной среды осуществляется в импульсном электрич. разряде или с помощью пучка быстрых эл-нов. Эти Г. л. используются в физ., хим. и биол. исследованиях.

● Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978; К а р л о в Н. В., К о н е в Ю. Б., Мощные молекулярные лазеры, М., 1976; Г о р д и е ц Б. Ф., О с и п о в А. И., Ш е л е п и н Л. А., Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры, М., 1980.

Н. В. Карлов, А. С. Ковалёв.

ГА́ЗОВЫЙ ТЕРМО́МЕТР, прибор для измерения темп-ры T, действие к-рого основано на зависимости давления p или объёма V *идеального газа* от темпры: $pV=RT$ (R — газовая постоянная). На измерениях темп-ры Г. т. построены совр. *температурные шкалы*. Г. т. применяется как первичный термометрич. прибор для определения реперных точек *Международной практической температурной шкалы*. Обычно применяют Г. т. пост. объёма (рис.), в к-ром изменение темп-ры газа пропорц. изменению давления. Г. т. измеряют темп-ры в интервале от ~2 до 1300 К. Предельно достижимая точность в зависимости от измеряемой темп-ры составляет $3\cdot10^{-3}$—$2\cdot10^{-2}$ К. Г. т. такой высокой точности — сложное устройство, т. к. необходимо учитывать: неидеальность газа; изменения объёма баллона при изменении темп-



Простейшая схема устройства газового термометра: *1* — баллон, заполненный газом (He, N_2); *2* — соединит. трубка; *3* — устройство для измерения давления (манометр).

ры; наличие в газе примесей, особенно конденсирующихся; сорбцию и десорбцию газа стенками баллона; диффузию газа сквозь стенки; распределение темп-ры вдоль соединит. трубки.

● П о п о в М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; Измерения в промышленности, пер. с нем., М., 1980.

Д. Н. Астров.

ГАЗОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ ЛАЗЕР, *газовый лазер*, в к-ром инверсия населённостей создаётся в системе колебат. уровней энергии молекул газа путём адиабатич. охлаждения нагретых газовых масс, движущихся со сверхзвук. скоростью. Г. л. состоит из нагревателя, сверхзвук. сопла (или набора со-

пел, образующих сопловую решётку), *оптического резонатора* и диффузора. В нагревателе происходит тепловое возбуждение специально подобранной смеси газов (в результате сгорания топлива или подогрева с помощью электрич. разрядов и ударных волн). При течении газа в сверхзвуковом сопле смесь быстро охлаждается; при этом ниж. уровни энергии опустошаются быстрее, чем верхние, в результате чего образуется инверсия населённостей определ. уровней энергии молекул. В резонаторе генерируется когерентное излучение. Диффузор предназначен для торможения потока и повышения давления газа.

Самые мощные Г. л. работают в ИК области спектра ($\lambda=10{,}6$ мкм) на переходах между колебат. уровнями молекул CO_2 (в смеси с азотом и парами воды или гелием). В этих Г. л. наиб. просто получить генерацию в продуктах сгорания углеводородных топлив. Получена генерация в ИК Г. л. на молекулах CO, N_2O и CS_2. Кпд Г. л. невелик (~1%), что связано с небольшой эффективностью теплового возбуждения и переходом осн. доли энергии в кинетич. энергию молекул. Преимущество Г. л.— возможность непрерывной генерации значит. мощности (до сотни кВт). Перспективно создание мощных Г. л. на переходах между электронными уровнями атомов и молекул, излучающих в видимой области спектра (фоторекомбинац. и плазмодинамич. лазеры).

● Андерсон Дж., Газодинамические лазеры, пер. с англ., М., 1979; Лосев С. А., Газодинамические лазеры, М., 1977; Конюхов В. К., Газодинамический CO_2-лазер непрерывного действия, «Тр. Физ. ин-та АН СССР», 1979, т. 113, с. 50. *С. А. Лосев.*

ГАЗОПРОНИЦА́ЕМОСТЬ, свойство тв. тела, обусловливающее прохождение газа через тело при наличии перепада давления. В зависимости от структуры тв. тела и величины перепада давления различают три осн. типа Г.: диффузионный поток, мол. эффузию и ламинарный поток.

Диффузионный поток определяет Г. тв. тел при отсутствии пор (напр., Г. полимерных плёнок и покрытий). В этом случае Г. складывается из растворения газа в пограничном слое тела, диффузии его через тело и выделения газа с противоположной стороны. Молекулярной эффузией наз. Г. через систему пор, диаметр к-рых мал по сравнению со ср. *длиной свободного пробега* λ молекул газа. Ламинарное течение газа через тв. тело имеет место при наличии в теле пор, диаметр к-рых значительно превышает λ. При дальнейшем увеличении диаметра пор и переходе к крупнопористым телам (напр., тканям) Г. описывается законами истечения из отверстий.

Г. в-в определяется коэфф. проницаемости P (в $м^4/с\cdot Н$ или $см^2/с\cdot ат$; 1 $см^2/с\cdot ат = 1{,}02\cdot10^{-9}$ $м^4/с\cdot Н$), т. е. объёмом газа, прошедшего за 1 с через единичную площадку, перпендикулярную направлению потока газа при перепаде давления, равном единице. Коэфф. P зависит от природы газа, поэтому в-ва обычно сравнивают по их коэфф. водородопроницаемости. Неорганич. тв. материалы обладают малой Г. ($P\sim10^{-18}$—10^{-12} $см^2/с\cdot ат$), стёкла и полимерные плёнки — более высокой Г. ($P\sim10^{-15}$—10^{-5} $см^2/с\cdot ат$), жидкости — ещё большей Г. ($P\sim10^{-7}$ —10^{-3} $см^2/с\cdot ат$). Полимеры имеют широкий диапазон Г. Наибольшая Г. присуща аморфным полимерам (каучукам) с очень гибкими мол. цепями, которые легко смещаются, пропуская молекулы дифундирующего газа.

ГАЗОСТРУ́ЙНЫЕ ИЗЛУЧА́ТЕЛИ, механич. генераторы звук. и ультразвук. колебаний, не имеющие движущихся частей, источником энергии к-рых служит кинетич. энергия газовой струи. Г. и. подразделяются на излучатели низкого давления, наз. *свистками*, и высокого давления — разного рода мембранные излучатели, *Гартмана генератор* и его разновидности. Свистки работают при дозвук. режимах истечения струи, а генератор Гартмана и его модификации — при сверхзвуковых.

Г. и. наряду с *сиренами* явл. почти единственными мощными источниками акустич. колебаний для газовых сред. Г. и. низкого давления отличаются сравнительно высоким кпд (до 30%), но акустич. мощность их невелика и обычно не превышает неск. Вт, в связи с чем они используются гл. обр. в контрольно-измерит. и сигнальных устройствах. Г. и. высокого давления позволяют получать в диапазоне высоких звуковых и низких ультразвук. частот акустич. мощность до сотен Вт и применяются для распыления жидкостей, в горелках и в различных ультразвук. технол. установках для интенсификации процессов тепломассообмена.

● Источники мощного ультразвука, М., 1967 (Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, кн. 1); Ультразвук, М., 1979 (Маленькая энциклопедия). *Ю. Я. Борисов.*

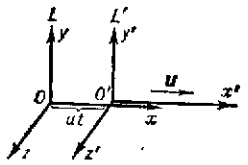
ГАЛ (гал, Gal), единица ускорения в *СГС системе единиц*; названа в честь итал. учёного Г. Галилея (G. Galilei). 1 гал = 1 $см/с^2$, применяют также дольную единицу миллигал (1 мгал = $=10^{-5}$ $м/с^2$).

ГАЛИЛЕ́Я ОКУЛЯ́Р, см. *Окуляр.*

ГАЛИЛЕ́Я ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ, см. в ст. *Галилея принцип относительности.*

ГАЛИЛЕ́Я ПРИНЦИП ОТНОСИ́ТЕЛЬНОСТИ, принцип физ. равноправия всех *инерциальных систем отсчёта* (и. с. о.) в классич. механике, проявляющегося в том, что законы механики во всех таких системах одинаковы. Отсюда следует, что никакими механич. опытами, проводящимися в какой-либо и. с. о., нельзя определить, покоится данная система или движется равномерно и прямолинейно. Это положение было впервые установлено итал. учёным Г. Галилеем в 1636.

Движение матер. точки относительно: её положение, скорость, вид траектории зависят от того, по отношению к какой и. с. о. (телу отсчёта) это движение рассматривается. В то же время законы классич. механики одинаковы



Инерц. система отсчёта L' движется относительно другой инерц. системы отсчёта L в направлении оси x с пост. скоростью u. Координатные оси выбраны так, что в нач. момент времени ($t=0$) соответствующие оси координат совпадают в обеих системах.

во всех и. с. о. Относительность механич. движения и одинаковость законов механики в разных и. с. о. и составляют содержание Г. п. о. Математически Г. п. о. выражает инвариантность ур-ний механики относительно преобразований координат движущихся точек (и времени) при переходе от одной и. с. о. к другой — преобразования Галилея. Для двух и. с. о.— L и L', движущейся по отношению к L с пост. скоростью u так, как показано на рисунке, преобразования Галилея для координат матер. точки и времени t будут иметь вид:

$$x'=x-ut,\quad y'=y,\quad z'=z;\quad t'=t \qquad (1)$$

(штрихованные величины относятся к системе L', нештрихованные — к L). Т. о., время в классич. механике, как и расстояние между любыми фиксиров. точками, считается одинаковым во всех системах отсчёта. Из (1) можно получить соотношения между скоростями движения точки и её ускорениями в обеих и. с. о.:

$$\boldsymbol{v}'=\boldsymbol{v}-\boldsymbol{u},\qquad \boldsymbol{a}'=\boldsymbol{a}. \qquad (2)$$

В классич. механике движение матер. точки (массы m) определяется вторым законом Ньютона:

$$\boldsymbol{F}=m\boldsymbol{a}, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{F}$ — равнодействующая всех приложенных к ней сил. При этом силы (и массы) явл. инвариантными (не изменяются при переходе от одной системы отсчёта к другой). Поэтому при преобразованиях Галилея ур-ние (3) не меняется. Это и есть матем. выражение Г. п. о.

Г. п. о. справедлив лишь в случае движения тел со скоростями, много меньшими скорости света. При $v\sim c$ преобразования (1) должны быть заменены преобразованиями Лоренца (см. *Относительности теория*).

В. П. Григорьев.

ГАЛЬВАНОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ, совокупность явлений, связанных с действием магн. поля на электрические (гальванические) св-ва тв. проводников, по к-рым течёт ток. Наибо-

лее существенны поперечные Г. я., когда магн. поле $\boldsymbol{H}$ перпендикулярно току $\boldsymbol{j}$ (j — плотность тока). К ним относятся *Холла эффект* — возникновение разности потенциалов (эдс Холла) в направлении, перпендикулярном полю $\boldsymbol{H}$ и току $\boldsymbol{j}$, и поперечный *магниторезистивный эффект* — изменение электрич. сопротивления ρ проводника в поле $\boldsymbol{H}$. К продольным Г. я. относится небольшое изменение сопротивления $\Delta\rho_{\parallel}$ в поле $\boldsymbol{H}\|\boldsymbol{j}$. В тонких плёнках и проволоках $(\Delta\rho/\rho_0)_{\perp}$ и $(\Delta\rho/\rho_0)_{\parallel}$ зависят от размеров и формы образца (*размерные эффекты*). С ростом H эта зависимость исчезает. Г. я. в ферромагнетиках обладают рядом особенностей, обусловленных существованием самопроизвольной намагниченности в отсутствии магн. поля.

Осн. причина Г. я.— искривление траекторий носителей заряда — эл-нов проводимости и дырок — в магн. поле (см. *Лоренца сила*). Траектории носителей могут существенно отличаться от траектории свободного эл-на в магн. поле — круговой спирали, навитой на магнитную силовую линию. Разнообразие траекторий носителей заряда у разл. проводников — причина многообразия Г. я. Мерой влияния магн. поля на движение носителей явл. отношение длины l свободного пробега носителей к радиусу кривизны r_H траектории в поле $\boldsymbol{H}$ ($r_H=cp/eH$, p — ср. импульс). По отношению к Г. я. магн. поле считают слабым, если $H\ll H_0=cp/el$, и сильным, если $H\gg H_0$. При компатной темп-ре для *металлов* и хорошо проводящих *полупроводников* $H_0\approx10^5$—10^6 Э, для плохо проводящих полупроводников $H_0\approx10^8$—10^9 Э. С понижением темп-ры l увеличивается и потому уменьшается H_0. Это позволяет, используя обычные магн. поля 10^4 Э, осуществлять условие $H\gg H_0$.

При низких темп-рах наблюдаются квант. осцилляции сопротивления и постоянной Холла при изменении магн. поля (см. *Шубникова — де Хааза эффект*).

● Займан Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Вайс с Г., Физика гальваномагнитных полупроводниковых приборов и их применение, пер. с нем., М., 1974; Ангрист С т., Гальваномагнитные и термомагнитные явления, в кн.: Физика твердого тела. Электронные свойства твердых тел, пер. с англ., М., 1972 (Нац чем думают физики, в. 8); Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

ГАЛЬВАНО́МЕТР, электроизмерительный прибор высокой чувствительности для измерения малых токов, напряжений и кол-ва электричества (см. *Баллистический гальванометр*). Широко применяется в кач-ве нулевого индикатора для определения отсутствия тока в электрич. цепи или нулевой разности потенциалов между к.-л. двумя точками цепи. Наибольшее распространение получил Г. пост. тока с *магнитоэлектрическим измерительным механизмом*. Для повышения его чувствительности используют оптические отсчётные устройства, располагая выносную шкалу на значит. расстоянии от подвижной части механизма, либо применяют спец. оптич. систему с многократным отражением луча света. Чувствительность Г. и хар-р движения его подвижной части зависят от сопротивления внеш. электрич. цепи, на к-рую замкнут Г.

На практике Г. характеризуются величиной, обратной чувствительности, т. н. постоянной Г. (b). В документации указывают значение b при внеш. сопротивлении, равном критическому, при к-ром движение подвижной части переходит от колебательного к апериодич. Значения b у совр. Г. пост. тока достигают: по току 10^{-12} А·м/мм, по напряжению $3\cdot10^{-8}$ В·м/мм. В цепях переменного тока низкой частоты (от 30 до 100 Гц) используют вибрац. Г. (см. *Вибрационный электроизмерительный механизм*) с постоянными по току — до 10^{-8} А/мм, а по напряжению — до $2\cdot10^{-5}$ В/мм.

Техн. требования к Г. стандартизованы в ГОСТе 22261—76 и ГОСТе 7324—80.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Минц М. Б., Магнитоэлектрические гальванометры, М.— Л., 1963.

В. П. Кузнецов.

ГА́ЛЬТОНА СВИСТО́К, *газоструйный излучатель* звук. и ультразвук. волн, работающий при малых скоростях истечения газа. Предложен англ. учёным Ф. Гальтоном (F. Galton; 1883). Г. с. представляет собой сопло *1* с узкой кольцевой щелью *2* (рис.), перед к-рой расположен полый цилиндрич. резонатор *3* с острыми клиновидными краями, *4* — подвижное дно резонатора. Газ, выходящий из щели под небольшим избыточным давлением (обычно не больше 0,1 атм), попадает на острый край резонатора, возбуждая в нём периодич. вихри. Частота f клинового тона определяется скоростью истечения газа v и расстоянием l между соплом и остриём клина: $f=0{,}466\ iv/l$, где $i=1, 2, 3\ldots$ Одна из гармоник. составляющих (обычно первая) усиливается резонатором и излучается в окружающее пр-во в виде акустич. волн. Частота звука, излучаемого Г. с., зависит от глубины h резонатора и положения его по отношению к соплу (параметр l). Г. с. имеет сравнительно высокий кпд (15—20%), но малую мощность. Для увеличения излучаемой *мощности звука* применяются устройства, состоящие из неск. Г. с., синхронизация к-рых осуществляется с помощью полуволновых трубок, соединяющих полости резонаторов.

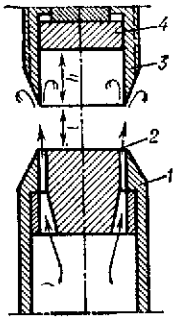


Схема свистка Гальтона.

Ю. Я. Борисов.

ГАМИЛЬТО́НА УРАВНЕ́НИЯ, то же, что *канонические уравнения механики*.

ГАМИЛЬТО́НА ФУ́НКЦИЯ [по имени ирл. математика У. Р. Гамильтона (W. R. Hamilton)], характеристич. функция механической системы, выраженная через канонические переменные: обобщённые координаты q_i и обобщённые импульсы p_i. Для системы со связями, явно не зависящими от времени t, движущейся в стационарном потенциальном *силовом поле*, Г. ф. $H(q_i, p_i)=T+\Pi$, где Π — потенц. энергия, а T — кинетич. энергия системы, в выражении к-рой все обобщённые скорости $\dot{q}_i$ заменены на p_i с помощью равенства $p_i=\partial T/\partial\dot{q}_i$. Т. о., в этом случае Г. ф. равна полной механич. энергии системы, выраженной через q_i и p_i. В общем случае Г. ф. $H(p_i, q_i, t)$ может быть определена через др. характеристич. ф-цию — *Лагранжа функцию* $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ равенством:

$$H(q_i, p_i, t)=[\Sigma_i p_i\dot{q}_i-L(q_i, \dot{q}_i, t)]_{\dot{q}_i\to p_i},$$

в к-ром все $\dot{q}_i$ должны быть также выражены через p_i.

Г. ф., как и ф-ция Лагранжа, полностью характеризует ту систему, для к-рой она определена, т. к., зная $H(p_i, q_i, t)$, можно составить дифф. ур-ния движения системы (см. *Канонические уравнения механики*).

Г. ф. обобщается и на системы с бесконечным числом степеней свободы — классические физические поля. В этом случае роль обобщённых координат и импульсов играют значения ф-ции поля в каждой точке пр-ва и их производные по времени. Г. ф. системы взаимодействующих полей равна сумме Г. ф. свободных полей и энергии их вз-ствия. (Иногда в теории классич. полей Г. ф. наз. гамильтонианом, как и в теории квант. полей.)

ГАМИЛЬТОНИА́Н, в квантовой теории — оператор, соответствующий *Гамильтона функции* в классич. теории.

В *квантовой механике* Г.— *оператор* ($\hat{H}$), определяющий изменение во времени состояния квант. системы (её волн. функции), т. е. вид *Шрёдингера уравнения*. Одновременно Г. явл. оператором полной энергии системы (если потенциал не зависит от времени). Формально он может быть получен заменой обобщённых координат (q_i) и импульсов (p_i) в ф-ции Гамильтона классич. механики на соответствующие операторы ($\hat{q}_i$, $\hat{p}_i$), подчиняющиеся *перестановочным соотношениям*.

В классич. теории поля роль обобщённых координат играют ф-ции поля в каждой точке пространства-времени; в *квантовой теории поля* они становятся операторами. Для системы взаимодействующих полей Г. представ-

ляет собой сумму операторов энергии свободных полей и энергии их вз-ствия. Как и лагранжиан, Г. определяет ур-ния движения поля, однако гамильтонов подход явл. менее общим, чем лангранжев, и, кроме того, Г. не даёт релятивистски-инвариантного описания системы (энергия в разных инерц. системах отсчёта различна).

А. В. Ефремов.

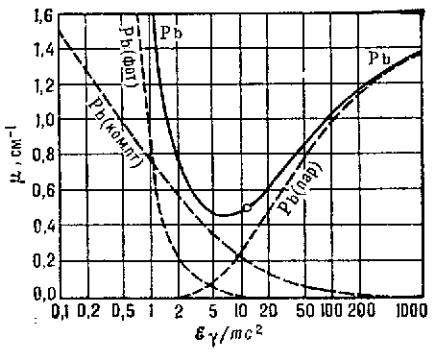
ГА́ММА (γ), 1) наименование стотысячной доли *эрстеда*, $1\gamma = 10^{-5}$ Э $= 7{,}95775 \cdot 10^{-4}$ А/м. 2) Редко применяемая дольная ед. массы, $1\gamma = 10^{-9}$ кг $= 10^{-6}$ г.

ГА́ММА-ИЗЛУЧЕ́НИЕ (γ-излучение), коротковолновое эл.-магн. излучение. Г.-и. обладает чрезвычайно малой длиной волны ($\lambda \leqslant 10^{-8}$ см) и вследствие этого — ярко выраженными корпускулярными св-вами, т. е. является потоком ч-ц — гамма-квантов (*фотонов*) с энергией $\mathcal{E}_\gamma = \hbar\omega$ (ω — частота излучения) и импульсом $p = \hbar\omega/c$.

Испускание γ-квантов сопровождает радиоакт. распад (см. *Радиоактивность*) в тех случаях, когда образующиеся ядра находятся в возбуждённых состояниях. При переходе ядра с верхнего энергетич. уровня на нижний излучается γ-квант с энергией, равной разности энергии уровней, между к-рыми происходит переход. Время жизни ядер в возбуждённых состояниях определяется св-вами (*спин*, *чётность*, энергия) данного состояния и нижележащих уровней, на к-рые могут происходить переходы с испусканием γ-квантов. Время жизни γ-активных ядер резко возрастает с уменьшением их энергии и с увеличением разности спинов исходного и конечного состояний ядра. Вследствие этого наряду с осн. состоянием ядра может относительно долго (иногда годы) существовать его метастабильное возбуждённое (т. н. изомерное) состояние (см. *Изомерия атомных ядер*). При радиоакт. распаде ядер обычно наблюдаются γ-кванты с энергией $\mathcal{E}_\gamma$ от 10 кэВ до 5 МэВ. Гамма-кванты больших энергий возникают при распадах элем. ч-ц. Так, при распаде покоящегося нейтрального *пи-мезона* возникает Г.-и. с энергией ~70 МэВ.

Г.-и., появляющиеся при прохождении быстрых эл-нов через в-во, обусловлено торможением последних в кулоновском поле ядер. Тормозное Г.-и. характеризуется сплошным спектром, верх. граница к-рого совпадает с энергией заряж. ч-цы. На *ускорителях* заряж. ч-ц получают тормозное Г.-и. с макс. энергией до неск. десятков ГэВ (см. *Тормозное излучение*).

Г.-и. обладает большой проникающей способностью. Осн. процессы, происходящие при вз-ствии Г.-и. с в-вом: *фотоэффект*, *Комптона эффект* и *рождение пар* электрон—позитрон. При фотоэффекте γ-квант поглощается одним из ат. эл-нов, причём энергия γ-кванта преобразуется (за вычетом энергии связи эл-на в атоме) в кинетич. энергию эл-на, вылетающего за пределы атома. Вероятность фотоэффекта с *K*-оболочки прямо пропорц. Z^5 (Z — ат. номер) и быстро убывает с увеличением энергии фотона (см. рис.). Т. о., фотоэффект преобладает в области малых энергий γ-квантов ($\mathcal{E}_\gamma \leqslant 100$ кэВ) и у тяжёлых элементов (Pb, U).



Зависимость коэфф. поглощения μ γ-излучения в свинце от энергии γ-квантов.

В случае Комптона эффекта происходит рассеяние γ-кванта на одном из ат. эл-нов. При этом уменьшается энергия γ-кванта (увеличивается длина волны) и изменяется направление его распространения. Вероятность комптоновского рассеяния пропорц. числу эл-нов в атоме, т. е. Z. Она убывает с ростом энергии γ-кванта $\mathcal{E}_\gamma$, но значительно медленнее, чем при фотоэффекте. Поэтому для Pb, несмотря на большое Z ($Z=82$), вероятность комптоновского рассеяния сравнима с вероятностью фотоэффекта при достаточно больших $\mathcal{E}_\gamma$ (~0,5 МэВ).

При $\mathcal{E}_\gamma > 1{,}02$ МэВ $= 2\,mc^2$ (m — масса покоя эл-на) становится возможным процесс образования электронно-позитронных пар в электрич. полях ядер. Вероятность этого процесса пропорц. Z^2 и увеличивается с ростом $\mathcal{E}_\gamma$. Поэтому при $\mathcal{E}_\gamma \sim 10$ МэВ осн. процессом поглощения Г.-и. в любом в-ве оказывается образование пар.

Ослабление Г.-и. в в-ве обычно характеризуют линейным коэфф. поглощения μ, к-рый показывает, на какой толщине x поглотителя интенсивность I_0 падающего пучка Г.-и. ослабляется в e раз: $I = I_0 e^{-\mu x}$. Иногда вводят массовый коэфф. поглощения, равный отношению μ к плотности поглотителя; в этих случаях толщину измеряют в г/см². При высоких энергиях Г.-и. ($\mathcal{E}_\gamma > 10$ МэВ) процесс прохождения Г.-и. через в-во усложняется. Вторичные эл-ны и позитроны обладают большой энергией и потому могут в свою очередь создавать Г.-и. благодаря тормозному излучению и аннигиляции. Т. о., в в-ве возникает ряд чередующихся поколений γ-квантов, эл-нов и позитронов, т. е. происходит развитие каскадного ливня. Число ч-ц в таком ливне сначала возрастает с толщиной, достигая максимума, а затем процессы поглощения начинают преобладать над процессами размножения ч-ц, и ливень затухает.

● Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1, М., 1969; Экспериментальная ядерная физика, пер. с англ., т. 1, М., 1955. См. также лит. при ст. *Ядро атомное*, *Радиоактивность*.

Е. М. Лейкин.

ГА́ММА-КВАНТ (γ), *фотон* большой энергии (обычно выше 100 кэВ). Г.-к. возникают, напр., при квант. переходах в ат. ядрах, нек-рых превращениях элем. ч-ц, тормозном и синхротронном излучении эл-нов высокой энергии.

ГА́ММА-СПЕКТРО́МЕТР, прибор для измерения энергии квантов *гамма-излучения* и его интенсивности (числа γ-квантов в 1 с). В большинстве Г.-с. энергия γ-квантов определяется по энергии заряж. ч-ц, возникающих в результате вз-ствия γ-излучения с в-вом. Осн. хар-ками Г.-с. явл. эффективность и разрешающая способность. Эффективность определяется вероятностями образования вторичной ч-цы и её регистрации. Разрешающая способность Г.-с. характеризует возможность разделения двух γ-линий, близких по энергии. Мерой разрешающей способности обычно служит относит. ширина линии, получаемой при измерении монохроматич. γ-излучения; количественно она определяется отношением $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$, где $\Delta\mathcal{E}$ — ширина линии (в энергетич. единицах) на половине её высоты, $\mathcal{E}$ — энергия вторичной ч-цы.

В магн. Г.-с. (рис. 1) эл-ны или позитроны возникают при поглощении

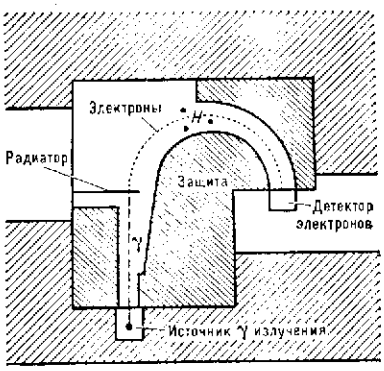


Рис. 1. Схематич. изображение магн. γ-спектрометра. В магн. поле H, направленном перпендикулярно плоскости рисунка, вторичные эл-ны движутся по окружностям, радиусы к-рых определяются энергией эл-нов и полем H. При изменении поля детектор регистрирует эл-ны разных энергий. Защита из свинца заштрихована.

γ-квантов в т. н. радиаторе; их энергия измеряется так же, как и в магн. *бета-спектрометрах*. В радиаторе из в-ва с малым Z (Z — ат. номер) эл-ны образуются в осн. в результате *Комптона эффекта*, в радиаторе из в-ва с большим Z, если энергия γ-квантов невелика, эл-ны возникают гл. обр. вследствие *фотоэффекта*. При энергиях $\hbar\omega = 1{,}02$ МэВ становится воз-

можным образование электрон-позитронных пар. В парном Г.-с. образование пар происходит в тонком радиаторе, располож. в вакуумной камере. Измерение суммарной энергии эл-на и позитрона позволяет определить энергию γ-кванта.

Магн. Г.-с. обладают высокой разрешающей способностью (обычно порядка 1% или долей %), однако их

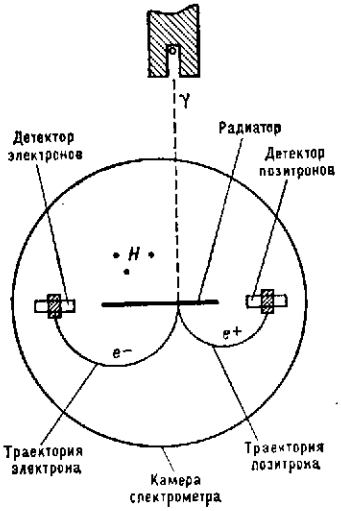


Рис. 2. Схематич. изображение парного γ-спектрометра. В однородном магн. поле H, направленном перпендикулярно плоскости чертежа, эл-ны (e^-) и позитроны (e^+) движутся по окружностям в разные стороны.

эффективность невелика, что приводит к необходимости применять интенсивные γ-источники. Они в значит. мере вытеснены более эфф. приборами, гл. обр. сцинтилляционными Г.-с., к-рые также регистрируют вторичные эл-ны, возникающие при вз-ствии γ-квантов с кристаллом (см. *Сцинтилляционный счётчик*), и ПП Г.-с., основанными на образовании γ-квантом в ПП кристалле электронно-дырочных пар (см. *Полупроводниковый детектор*).

Наивысшую точность измерения энергии γ-квантов обеспечивают кристалл-дифракционные спектрометры, в к-рых непосредственно измеряется длина волны γ-излучения. Такой Г.-с. аналогичен приборам для наблюдения *дифракции рентгеновских лучей*. Гамма-излучение, проходя через кристаллы кварца или кальцита, отражается плоскостями кристалла в зависимости от длины волны под тем или иным углом и регистрируется. Недостаток таких Г.-с.— низкая эффективность.

Для измерения γ-спектров низких энергий (до 100 кэВ) часто применяются *пропорциональные счётчики*. Измерение энергии γ-излучения очень больших энергий осуществляется с помощью ливневых детекторов, к-рые измеряют суммарную энергию ч-ц электронно-позитронного ливня, вызванного γ-квантом высокой энергии. Образование ливня обычно происходит в радиаторе больших размеров (к-рые обеспечивают полное поглощение всех вторичных ч-ц). Вспышки флюоресценции или черенковского излучения регистрируются ФЭУ (см. *Черенковский счётчик*).

В нек-рых случаях для измерения энергии γ-квантов используется фоторасщепление дейтрона. Если энергия γ-кванта превосходит энергию связи дейтрона (~2,23 МэВ), то может произойти расщепление дейтрона на протон и нейтрон (см. *Фотоядерные реакции*). Измеряя кинетич. энергии этих ч-ц, можно определить энергию падающих γ-квантов.

● Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1, М., 1969. См. также лит. при ст. *Детекторы ядерных излучений*.

В. П. Парфёнова, Н. Н. Делягин.

ГАММА-ЭКВИВАЛЕ́НТ ИСТОЧНИКА, условная масса точечного радиоакт. источника ^{226}Ra (находящегося в равновесии с короткоживущими продуктами распада), к-рый в сочетании с платиновым фильтром толщиной 0,5 мм создаёт на нек-ром расстоянии такую же мощность экспозиц. *дозы*, как данный источник на том же расстоянии (если бы он был также точечным). Спец. ед. Г.-э. и.— килограмм-эквивалент радия. 1 кг-экв радия на расстоянии 1 см в воздухе создаёт мощность экспозиц. *дозы* 2,33 кР/с или 0,6 А/кг.

Г. Б. Радзиевский.

ГА́ННА ЭФФЕ́КТ, генерация ВЧ колебаний электрич. тока в *полупроводнике* с N-образной *вольт-амперной характеристикой* (рис. 1). Г. э. обнаружен амер. физиком Дж. Ганном (J. Gunn;

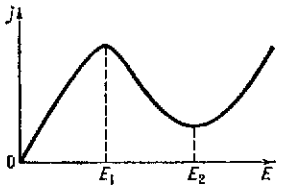


Рис. 1. N-образная вольт-амперная хар-ка: E — электрич. поле, создаваемое приложенной разностью потенциалов; j — плотность тока.

1963) в кристалле GaAs с электронной проводимостью. Генерация возникает, если пост. напряжение U, приложенное к образцу длиной l, таково, что ср. электрич. поле E в образце равно: $E=U/l$, что соответствует падающему участку вольт-амперной хар-ки E_1—E_2, на к-ром дифф. сопротивление отрицательно (рис. 1). Колебания тока имеют вид периодич. последовательности импульсов (рис. 2), частота их повторения обратно пропорц. напряжённости электрич. поля E.

Г. э. наблюдается гл. обр. в двухдолинных ПП, зона проводимости к-рых состоит из одной ниж. долины и неск. верх. долин (см. *Зонная теория*). Подвижность эл-нов в верх. долинах значительно меньше, чем в ниж. долине. В сильных электрич. полях происходит разогрев эл-нов (см. *Горячие электроны*), и часть эл-нов переходит из ниж. долины в верхние, вследствие чего ср. подвижность эл-нов, следовательно, электропроводность уменьшаются. Это приводит к уменьшению плотности тока j с ростом E в полях $E>E_1$.

Г. э. вызван тем, что в образце периодически появляется, перемещается по нему и исчезает область сильного электрич. поля, наз. доменом Ганна. Домен возникает в результате того, что

Рис. 2. Форма колебаний тока при эффекте Ганна.

однородное распределение электрич. поля при объёмном отрицат. дифф. сопротивлении неустойчиво. Действительно, если в ПП случайно возникает неоднородное распределение концентрации эл-нов в виде дипольного слоя, то между заряж. областями создаётся

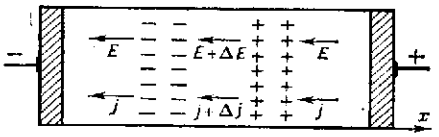


Рис. 3. Развитие электрич. домена. Эл-ны движутся слева направо, против поля.

дополнит. поле ΔE (рис. 3). Если область повыш. концентрации эл-нов находится ближе к катоду, то ΔE добавляется к внеш. полю, так что поле внутри дипольного слоя становится больше, чем вне его. Если при этом дифф. сопротивление образца положительно, т. е. ток растёт с ростом поля, то ток и внутри слоя больше, чем вне его ($\Delta j>0$). Поэтому, напр., из области с повыш. плотностью эл-нов они вытекают в большем кол-ве, чем втекают, в результате чего неоднородность рассасывается. Если же дифф. сопротивление отрицательное (ток уменьшается

Рис. 4. Распределение электрич. поля E (сплошная кривая) и объёмного заряда ρ (пунктирная кривая) в домене Ганна.

с ростом поля), то ток меньше там, где E больше, т. е. внутри слоя, и неоднородность не рассасывается, а нарастает. Растёт и падение напряжения на дипольном слое, а вне его падает (т. к. полное напряжение на образце задано). В результате образуется элект-

рич. домен (рис. 4). Вне домена $E<E_1$ (рис. 1), благодаря чему новые домены не образуются. Устойчивое состояние образца — состояние с одним доменом.

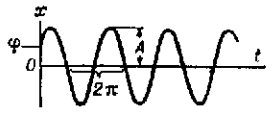
Т. к. домен образован эл-нами проводимости, он движется в направлении их дрейфа со скоростью v, близкой к дрейфовой скорости носителей вне домена. Обычно домен возникает вблизи катода и, дойдя до анода, исчезает. По мере его исчезновения падение напряжения на домене уменьшается, а на остальной части образца соотв. растёт. Одновременно возрастает ток в образце, т. к. увеличивается поле вне домена. По мере приближения поля к E_1 ток j приближается к $j_{макс}$. Когда вне домена $E>E_1$, у катода начинает формироваться новый домен, ток уменьшается и процесс повторяется. Частота колебаний тока $f=v/l$.

В GaAs с электронной проводимостью при комнатной темп-ре $E_1\sim 3\cdot10^3$ В/см, $v\sim10^7$ см/с и при $l=50$—300 мкм, $f=0{,}3$—2 ГГц. Размер домена ~10—20 мкм. Г. э. наблюдается помимо GaAs и InP также в электронных ПП CdTe, ZnS, InSb, InAs и др., а также в Ge с дырочной проводимостью. Г. э. используется для создания генераторов и усилителей СВЧ.

● Ганн Д ж., Эффект Ганна, [пер. с англ.], «УФН», 1966, т. 89, в. 1, с. 147; Волков А. Ф., Коган Ш. М., Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью, там же, 1968, т. 96, в. 4, с. 633; Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С., Эффект Ганна, М., 1975.

ГАРМО́НИКА, см. *Обертон*.

ГАРМОНИ́ЧЕСКИЕ КОЛЕБА́НИЯ, колебания, при к-рых физ. (или любая другая) величина изменяется с течением времени по синусоидальному закону: $x=A\sin(\omega t+\varphi)$, где x — значение колеблющейся величины в данный



момент времени t (для механич. Г. к., напр., смещение или скорость, для электрич. Г. к.— напряжение или сила тока), A — амплитуда колебаний, ω — угл. частота колебаний ($\omega t+\varphi$) — фаза колебаний, φ — нач. фаза колебаний.

Г. к. занимают среди всех колебаний особое место, так как Г. к.— единств. тип колебаний, форма к-рых не искажается при прохождении через любую *линейную систему*. Кроме того, любое негармонич. колебание можно представить в виде суммы разл. Г. к., т. е. в виде спектра гармонич. колебаний.

● См. лит. при ст. *Колебания*.

ГА́РТМАНА ГЕНЕРА́ТОР, *газоструйный излучатель* высокого давления звук. и ультразвук. волн. Назван по имени изобретателя — дат. учёного Ю. Гартмана (J. Hartmann; 1922). Осн. часть Г. г.— сопло *1* (рис.), откуда вытекает сверхзвук. газовая струя, в к-рой возникают волны уплотнения и разрежения. Если соосно с соплом поместить на нек-ром расстоянии резонатор *2*, то при торможении струи перед резонатором возникает отсоединённый скачок уплотнения *3*. В результате вз-ствия осн. струи и

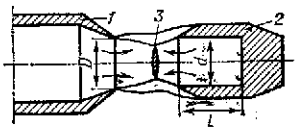


Схема генератора Гартмана.

струи, вытекающей из резонатора, при определ. расстоянии между соплом и резонатором участок струи за скачком становится источником звук. и ультразвук. волн. Частота излучаемого звука зависит от расстояния между соплом и резонатором, а также от размера резонатора. Наиболее благоприятные условия излучения имеют место, когда диаметр D выходного отверстия сопла и длина l резонатора равны между собой, а диаметр d полости резонатора в 1,3—1,5 раза превышает диаметр сопла.

Мощность акустич. излучения Г. г. достигает неск. десятков Вт, а кпд — 3—5%. При использовании сжатого воздуха получают частоты от 1—2 до 60 кГц. Применяя вместо воздуха водород, можно получить частоты до 180 кГц.

● Источники мощного ультразвука, М., 1967 (Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, кн. 1).

Ю. Я. Борисов.

ГА́УСС (Гс, Gs), единица магн. индукции в *СГС системе единиц* (симметричной, или Гауссовой) и СГСМ. Названа в честь нем. учёного К. Ф. Гаусса (K. F. Gauß). 1 Гс$=10^{-4}$ *тесла*.

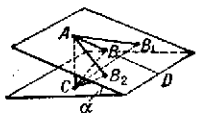
ГА́УССА ПРИ́НЦИП (принцип наименьшего принуждения), один из *вариационных принципов механики*, согласно к-рому для механич. системы с идеальными связями (см. *Связи механические*) из всех кинематически возможных, т. е. допускаемых связями, движений, начинающихся из данного положения и с данными нач. скоростями, истинным будет то движение, для к-рого «принуждение» Z явл. в каждый момент времени наименьшим. Установлен нем. учёным К. Ф. Гауссом (1829).

Физ. величина, наз. «принуждением», вводится след. образом. Свободная матер. точка с массой m при действии на неё заданной силы $\boldsymbol{F}$ будет иметь ускорение $\boldsymbol{F}/m$; если же на точку наложены связи, то её ускорение при действии той же силы станет равным какой-то др. величине $\boldsymbol{w}$. Тогда отклонение точки от свободного движения, вызванное действием связи, будет зависеть от разности этих ускорений, т. е. от $\boldsymbol{F}/m-\boldsymbol{w}$. Величину Z, пропорц. квадрату этой разности, и наз. «принуждением». Для одной точки

$$Z=\frac{1}{2}\,m\left(\frac{\boldsymbol{F}}{m}-\boldsymbol{w}\right)^2,$$

а для механич. системы Z равняется сумме таких величин.

Рассмотрим, напр., точку, к-рая начинает двигаться вдоль гладкой наклонной плоскости из положения A без нач. скорости (рис.). Для неё кинематически возможно любое перемещение AB, AB_1, AB_2,... в этой плоскости с какими-то ускорениями w, w_1, w_2,...; при свободном же падении точка совершила бы перемещение вдоль вертикали AC с ускорением g. Тогда



отклонения точки от свободного движения изобразятся отрезками CB, CB_1, CB_2, . . ., наименьшим из к-рых будет отрезок CB, перпендикулярный к наклонной плоскости. Следовательно, «принуждение» Z, пропорц. квадратам CB, CB_1, CB_2, . . . , будет наименьшим при движении вдоль линии наименьшего ската AD. Это и будет истинное движение точки, происходящее с ускорением $w=g\sin\alpha$. Математически Г. п. выражается равенством $\delta Z=0$, в к-ром варьируются только ускорения точек системы; при этом предполагается, что силы от ускорения не зависят.

Г. п. пользуются для составления ур-ний движения механич. систем и изучения св-в этих движений.

● См. лит. при ст. *Вариационные принципы механики*.

С. М. Targ.

ГА́УССА СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц, система единиц электрич. и магн. величин с осн. единицами сантиметр, грамм, секунда, в к-рой диэлектрич. (ε) и магн. (μ) проницаемости явл. безразмерными величинами, причём для вакуума $\varepsilon=1$ и $\mu=1$. Ед. электрич. величин в Г. с. е. равны единицам абс. электростатич. системы СГСЭ, а ед. магн. величин — единицам эл.-магн. системы СГСМ, в связи с чем Г. с. е. часто наз. с и м м е т р и ч н о й системой СГС (см. *СГС система единиц*). Г. с. е. названа в честь нем. учёного К. Ф. Гаусса, впервые в 1832 предложившего *абсолютную систему единиц* с осн. ед.: миллиметр, миллиграмм и секунда, и применившего эту систему для измерений магн. величин.

● Бурдун Г. Д., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967.

ГА́УССА ТЕОРЕ́МА, основная теорема *электростатики*, устанавливающая связь потока напряжённости $\boldsymbol{E}$ электрич. поля через замкнутую поверхность S с величиной заряда q, находящегося внутри этой поверхности. В *Гаусса системе единиц*

$$\operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi q. \qquad (1)$$

Г. т. вытекает из *Кулона закона*.

В диэлектрике Г. т. справедлива для потока вектора электрич. индукции $\boldsymbol{D}$:

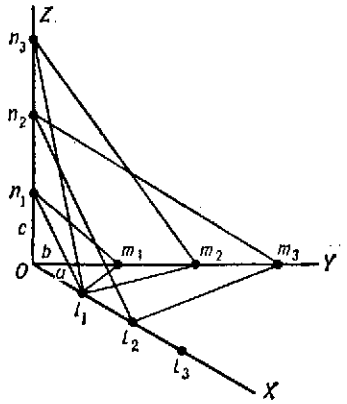
$$\operatorname{div}\boldsymbol{D}=4\pi q, \qquad (2)$$

где q — суммарный с в о б о д н ы й заряд внутри поверхности S. Ф-ла (2) представляет собой интегр. форму одного (4-го) из *Максвелла уравнений* для эл.-магн. поля и выражает тот

факт, что электрич. заряды явл. источниками электрич. поля.

Г. Я. Мякишев.

ГАЮЙ ЗАКО́Н (закон рациональных отношений), эмпирич. закон огранения кристаллов, установленный франц. кристаллографом Р. Ж. Гаюи (Аюи, R. J. Haüy) в 1784. Если за координатные оси *OX*, *OY*, *OZ* выбрать некрые рёбра кристалла, то взаимные наклоны граней кристалла таковы, что отрезки, отсекаемые ими на осях ко-



ординат, относятся как целые числа l, m, n, т. е. могут быть выражены как кратные некоторых осевых единиц a, b, c (рис.). Наличие осевых единиц и привело к выводу о трёхмерной периодичности строения кристаллов, т. е. о существовании *кристаллической решётки*. Грани кристалла соответствуют ат. плоскостям решётки, а рёбра — её рядам, осевые ед.— постоянным решётки.

● См. лит. при ст. *Кристаллография*.

ГЕЙГЕРА СЧЁТЧИК (Гейгера — Мюллера счётчик), газоразрядный *детектор*, срабатывающий при прохождении через его объём заряж. ч-ц. Величина сигнала (импульса тока) не зависит от энергии ч-ц (прибор работает в режиме самостоят. разряда). Г. с. изобретён в 1908 нем. физиком Х. Гейгером совместно с англ. физиком Э. Резерфордом, затем усовершенствован Гейгером и нем. физиком В. Мюллером. Г. с. сыграли важную роль в яд. физике в 20—40 гг. Они продолжают применяться, в частности, в *дозиметрии*.

Рис. 1. Счётчик Гейгера.

В Г. с. рабочий объём — газоразрядный промежуток с сильно неоднородным электрич. полем. Чаще всего применяют коаксиальные цилиндрич. электроды; внеш. цилиндр — катод, тонкая нить, натянутая вдоль его оси, анод (рис. 1). Электроды заключены в герметич. резервуар, наполненный газом до давления 100—200 мм рт. ст.

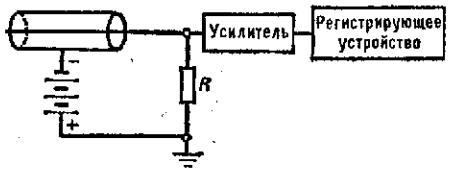


Рис. 2. Схема регистрирующего устройства со счётчиком Гейгера.

К электродам прикладывается напряжение в неск. сотен вольт. При попадании ионизирующей ч-цы в резервуар в газе образуются свободные эл-ны, к-рые движутся к нити. Вблизи нити напряжённость электрич. поля велика, и эл-ны ускоряются настолько, что начинают в свою очередь ионизовать газ. По мере приближения к нити число эл-нов лавинообразно нарастает. Возникает *коронный разряд*, распространяющийся вдоль нити. Этот разряд обрывается включением большого сопротивления $R \sim 10^8$—10^9 Ом (н е с а м о г а с я щ и й с я Г. с., рис. 2) либо с введением спец. состава газовой смеси инертного газа с примесью паров спирта или др. многоат. газа и галогенов (с а м о г а с я щ и й с я Г. с.). Временно́е разрешение самогасящихся Г. с. $\sim 10^{-6}$ с. Время восстановления их чувствительности определяется временем дрейфа ионов к катоду и составляет ок. 10^{-4} с.

Электрич. импульсы во внеш. цепи, возникающие при вспышках разряда в Г. с., усиливаются и регистрируются. Зависимость числа N регистрируемых в ед. времени импульсов от приложенного к счётчику напряжения V

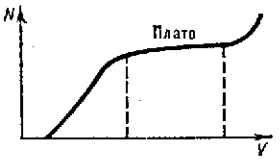


Рис. 3. Счётная хар-ка счётчика Гейгера.

паз. счётной хар-кой Г. с. (рис. 3). Рабочий участок хар-ки (п л а т о) имеет протяжённость от неск. десятков вольт до неск. сотен вольт. На плато число отсчётов практически равно числу ионизирующих ч-ц, попадающих в счётчик. Гамма-кванты регистрируются по вторичным заряж. ч-цам — фотоэлектронам, комптоновским эл-нам, электронно-позитронным парам (см. *Гамма-излучение*); нейтроны — по ядрам отдачи и продуктам яд. реакций, возникающих в газе счётчика.

● См. лит. при ст. *Детекторы*.

ГЕЙ-ЛЮССА́КА ЗАКО́НЫ, 1) один из осн. газовых законов, согласно к-рому объём данной массы газа при пост. давлении меняется линейно с темп-рой: $V_t = V_0(1+\alpha_V t)$, где V_0 и V_t — объёмы газа при пач. и коп. темп-рах, t — разность этих темп-р, α_V — коэфф. теплового расширения газов при пост. давлении, примерно равный для всех газов 1/273,15 $К^{-1}$. Г.-Л. з. строго справедлив для *идеальных газов*; реальные газы подчиняются ему при темп-рах и давлениях, далёких от критич. значений. Является частным случаем *Клапейрона уравнения*. Открыт франц. учёным Ж. Л. Гей-Люссаком (J. L. Gay-Lussac) в 1802.

2) Закон, утверждающий, что объёмы газов, вступающих в хим. реакции, находятся в простых отношениях друг к другу и к объёмам газообразных продуктов реакции, т. е. в отношениях небольших целых чисел, напр. 1:1:2 (закон объёмных отношений). Открыт Ж. Л. Гей-Люссаком в 1808. Сыграл большую роль в открытии *Авогадро закона*.

ГЕКТО... (от греч. hekatón — сто), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *кратной единицы*, равной 100 исходным ед. Обозначения: Г, h. Пример: 1 гВт (гектоватт)=100 Вт.

ГЕЛИЙ ЖИДКИЙ, бесцветная прозрачная жидкость, кипящая при атм. давлении и темп-ре 4,44 К (жидкий ^{4}He). Плотность жидкого ^{4}He при 4,2 К $\sim$0,13 г/см^3, под давлением насыщ. паров он остаётся жидким при всех темп-рах ниже критической $T_к$ = =5,20 К. Затвердевает ^{4}He лишь при давлениях, больших 25 атм (рис. 1). Согласно квант. механике, это объясняется тем, что даже при абс. нуле атомы в Г. ж. движутся (испытывают «нулевые колебания»), что препятствует затвердеванию жидкости (см. *Квантовая жидкость*). Кроме изотопа ^{4}He в природе существует ещё один устойчивый, но редкий изотоп гелия ^{3}He (на него приходится $\sim 10^{-7}$% общей

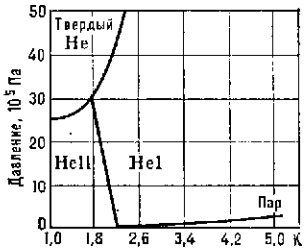


Рис. 1. Диаграмма состояний ^{4}He.

массы гелия, находящегося в воздухе). Критич. темп-ра ^{3}He равна 3,35 К, критич. плотность 0,064 г/см^3. При норм. давлении ^{3}He, как и ^{4}He, незамерзающая жидкость, она затвердевает лишь при давлениях $\gtrsim$30 атм.

При темп-ре T_λ = 2,17 К и давлении насыщ. паров ^{4}He испытывает *фазовый переход* II рода. Гелий выше этой темп-ры наз. He I, ниже — He II. При темп-ре фазового перехода наблюдаются аномалия теплоёмкости (λ-точка, рис. 2), излом кривой температурной зависимости плотности Г. ж. (рис. 3). He I резко отличается по внеш. виду от He II: первый бурно

кипит во всём объёме, а He II — спокойная жидкость с отчётливой поверхностью. Объясняется это необычайно высокой теплопроводностью He II, во много млн. раз превосходящей теплопроводность He I, равную

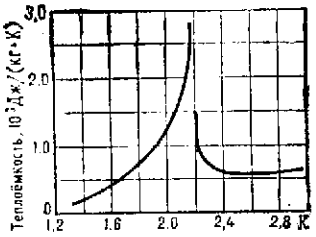


Рис. 2. Теплоёмкость ^{4}He вблизи темп-ры T_λ=2,19К (λ-точки) при атм. давлении.

$\sim 10^{-5}$ кал/(К·см·с), или $4{,}2\cdot10^{-5}$ Дж/(К·м·с).

В 1938 П. Л. Капица открыл у He II *сверхтекучесть*. Объяснение этого явления было дано Л. Д. Ландау (1941) на основе квантовомеханич. представлений о хар-ре теплового движения в Г. ж. Тепловое движение в He II при темп-рах, близких к абс. нулю, описывается как существование

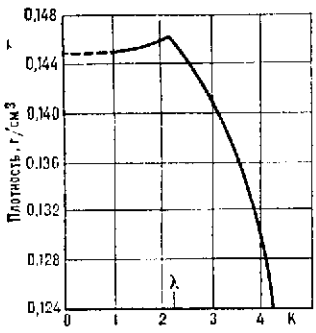


Рис. 3. Плотность ρ ^{4}He вблизи λ-точки.

в Г. ж. элем. возбуждений (*квазичастиц*) — *фононов*, обладающих энергией $\varepsilon=h\nu$ (ν — частота колебаний) и импульсом $p=\varepsilon/c$ (c — скорость звука=240 м/с). Число и энергия фононов растут с повышением T. При $T\gtrsim$ $\gtrsim$0,6 К появляются возбуждения с бóльшими энергиями (*ротоны*), для к-рых зависимость ε (p) имеет нелинейный хар-р. Фононы и ротоны движутся в Г. ж. подобно ч-цам газа. Они обладают импульсом и, следовательно, массой (см. *Эффективная масса*). Отнесённая к 1 $см^3$, эта масса определяет плотность ρ_n т. н. нормальной компоненты Г. ж. При $T<T_\lambda$ $\rho_n=2\pi^2(kT)^4/(45\hbar^3c^5)$, она стремится к нулю при $T\to0$.

Движение норм. компоненты, как и обычного газа, имеет вязкостный хар-р. Остальная часть Г. ж., т. н. сверхтекучая компонента, движется без трения; её плотность $\rho_s=\rho-\rho_n$. При $T\to T_\lambda$ $\rho_n\to\rho$, так что в λ-точке ρ_s обращается в нуль и сверхтекучесть исчезает (He I — обычная вязкая жидкость). Т. о., при $T<$ $<T_\lambda$ в Г. ж. одновременно могут происходить два движения с разл. скоростями (двухкомпонентная модель Ландау).

Двухкомпонентность He II позволяет объяснить ряд наблюдаемых эффектов: при вытекании He II из сосуда через узкий капилляр темп-ра в сосуде повышается, т. к. вытекает гл. обр. сверхтекучая компонента, не несущая с собой теплоты (т. н. механокалорический эффект); при создании разности темп-р между концами закрытого капилляра с He II в нём возникает движение — сверхтекучая компонента движется от холодного конца к горячему и там превращается в нормальную, к-рая движется навстречу, при этом суммарный поток отсутствует (термомеханический эффект). В Г. ж. наряду с обычным звуком может распространяться т. н. *второй звук*. Св-ва Г. ж. ^{3}He существенно отличаются от св-в жидкого ^{4}He, что связано не только с различием масс атомов ^{4}He и ^{3}He, но и с их квантовомеханич. особенностями (атомы ^{4}He — *бозоны*, атомы ^{3}He — *фермионы*). Сверхтекучим ^{3}He становится при очень низкой темп-ре (~2,6 мК) под давлением ~34 атм. У ^{3}He существует две сверхтекучие фазы: анизотропная (фаза A) и изотропная (фаза B). Переход обычного ^{3}He в фазу ^{3}He-A относится к фазовым переходам II рода, а переход ^{3}He-$A\to{}^3$He-B — к фазовым переходам I рода (возможны эффекты перегрева и переохлаждения). A-фаза существует в температурном интервале 2,6—2 мК, фаза B — при $T\leqslant$2 мК (температурные границы существенно зависят от давления).

Большим разнообразием св-в обладают р-ры жидких ^{4}He и ^{3}He (особенно сверхтекучие р-ры ^{3}He — He II).

● Кеезом В., Гелий, пер. с англ., М., 1949; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971. *Л. П. Питаевский.*

ГЕЛИКО́Н (от греч. hélix, род. п. hélikos — кольцо, спираль) (спиральная волна), низкочастотная эл.-магн. волна, возникающая и распространяющаяся с относительно слабым затуханием в проводниках (*металлах*, *полупроводниках*, *плазме*), помещённых в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$. Г. аналогичен *свистящим атмосферикам*, распространяющимся в газовой и ионосферной плазме. Г. возникают в проводниках с разными концентрациями носителей тока (напр., эл-нов проводимости n_1 и дырок n_2) в результате *Холла эффекта*. Зависимость частоты ω Г. от его длины волны λ имеет вид:

$$\omega=\frac{\pi c H\cos\vartheta}{e(n_1-n_2)}\,\frac{1}{\lambda^2},$$

где e — заряд эл-на, ϑ — угол между направлением распространения волны и магн. полем. Г. эллиптически поляризован в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, и его электрич. вектор $\boldsymbol{E}$ вращается вокруг $\boldsymbol{H}$ в том же направлении, что и избыточная часть носителей заряда.

Г. образуются в сильных магн. полях, когда радиус орбиты носителей $R\ll l$ (l — длина свободного пробега носителей), а частота ω мала по сравнению с *циклотронной частотой*. Г. не распространяются в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$. Затухание Г. обусловлено столкновениями носителей заряда с фононами и *дефектами* крист. решётки, а также бесстолкновительным резонансным поглощением (магн. затухание Ландау). В чистых металлах при низких темп-рах осн. роль играет резонансное поглощение, в ПП — столкновения.

● Канер Э. А., Скобов В. Г., Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле, «УФН», 1966, т. 89, в. 3, с. 367. *Э. А. Канер.*

ГЕЛЬМГО́ЛЬЦА РЕЗОНА́ТОР, то же, что *резонатор акустический*.

ГЕЛЬМГОЛЬЦА ЭНЕ́РГИЯ (свободная энергия), один из *потенциалов термодинамических*; *характеристическая функция* термодинамич. системы при независимых параметрах V (объём) и T (термодинамич. темп-ра); обозначается F (иногда A), определяется через *внутреннюю энергию* U, *энтропию* S и темп-ру T равенством: $F=U-TS$. Понятие «Г. э.» (*свободная энергия*) введено нем. физиком Г. Гельмгольцем (H. Helmholtz; 1882). В изотермическом равновесном процессе, происходящем при постоянном объёме, убыль Г. э. системы равна полной работе, производимой системой в этом процессе. Г. э. выражается обычно в кДж/моль или кДж/кг.

ГЕНЕРА́ТОР ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ, *мера*, воспроизводящая дискретный или непрерывный ряд значений параметров перем. электрич. величины (напряжения, тока) в определ. диапазоне. Применяется в измерит. практике, а также для *поверки* и регулировки радиотехнических и вычислительных устройств, устройств автоматики и др.

В зависимости от формы воспроизводимых сигналов различают Г. и.: гармонич. сигналов; импульсов прямоуг. формы; сигналов спец. формы (треугольной, пилообразной, колоколообразной и др.); качающейся частоты (свип-генераторы, воспроизводящие гармонич. колебания, частота к-рых изменяется по определ. закону при неизменной амплитуде или мощности колебаний); шумовых сигналов, воспроизводящих случайные электрич. колебания с определ. вероятностными хар-ками (дисперсией, корреляц. ф-цией и др.). В зависимости от частотного диапазона различают Г. и.: инфранизкочастотные (10^{-3}—20 Гц), низкочастотные (20 Гц — 200 кГц), высокочастотные (30 кГц — 30 МГц), СВЧ с коаксиальным выходом (30 МГц — 10 ГГц), СВЧ с волн. выходом (10—80 ГГц).

Осн. частями практически всех видов Г. и. явл.: задающий генератор — первичный электронный ис-

точник гармонич. колебаний или периодически повторяющихся импульсов с плавной регулировкой частоты; усилитель мощности, выполняющий также в Г. и. сигналов спец. формы ф-цию формирующего устройства; выходное устройство, при помощи к-рого регулируется амплитуда колебаний и осуществляется согласование выходных цепей генератора с нагрузкой; устройства контроля выходных сигналов Г. и. (электронный вольтметр для измерения амплитуды колебаний, измеритель мощности и др.). Г. и. высоких и сверхвысоких частот, как правило, снабжаются модулирующими устройствами, позволяющими изменять по определ. закону к.-л. из параметров гармонич. или импульсных сигналов (амплитуду, частоту и др.). Особую группу Г. и. составляют т. н. синтезаторы частоты — Г. и. гармонич. колебаний, воспроизводящие с высокой стабильностью ряд частот с дискретностью до сотых долей Гц.

Промышленностью выпускается широкая гамма Г. и. с относит. погрешностью установки частоты ~0,1—1%, стабильностью частоты до 10^{-6}% за сутки (синтезаторы частоты), коэфф. гармоник до 0,1%, выходной мощностью 10^{-15}—10 Вт, мин. длительностью импульсов до 10 нс.

Требования к Г. и. стандартизованы в ГОСТах 9788-78 и 23767-79 (общие требования), 10501-74 (низкочастотные Г. и.), 14126-78 (Г. и. с коаксиальным выходом), 17193-71 (Г. и. с волновым выходом), 11113-74 (Г. и. импульсов).

● Мирский Г. Я., Радиоэлектронные измерения, 3 изд., М., 1975; Осипов К. Д., Пасынков В. В., Справочник по радиоизмерительным приборам, ч. 2, 5, М., 1960—1964.
В. П. Кузнецов.

ГЁНРИ (Гн, H), единица СИ индуктивности и взаимной индуктивности. Названа в честь амер. учёного Дж. Генри (J. Henry). 1 Гн равен индуктивности электрич. контура, возбуждающего магн. поток в 1 *вебер* при силе пост. тока в нём 1 А. Другое эквивалентное определение: 1 Гн — индуктивность электрич. цепи, в к-рой возникает эдс самоиндукции в 1 В при равномерном изменении тока в этой цепи со скоростью 1 А/с. 1 Гн = 1 В·с/А = 1 Вб/А = $=10^9$ см (ед. СГСМ) = $1{,}11\cdot10^{-12}$ ед. СГСЭ.

ГЁНРИ НА МЕТР (Гн/м, H/m), единица СИ абсолютной магн. проницаемости. 1 Гн/м равен абс. магн. проницаемости среды, в к-рой при напряжённости магн. поля 1 А/м создаётся магн. индукция 1 Тл; 1 Гн/м = 1 Тл·м/А = $= 1$ Вб/(А·м) $= \frac{10^7}{4\pi}$ ед. СГСМ.

ГЕНРИМЕ́ТР, то же, что *индуктивности измеритель*.

ГЕОАКУ́СТИКА (от греч. gḗ — Земля и *акустика*), раздел акустики, в к-ром изучается распространение звук., инфразвук. и ультразвук. волн в земной коре, как возникающих в результате природных процессов (напр., акустич. предвестники землетрясений), так и связанных с использованием упругих волн для изучения строения и св-в верх. слоёв земной коры (акустич. разведка, сейсмич. разведка, глубинное сейсмич. зондирование, УЗ эхолокация). Методы Г. явились первым применением УЗ для практич. целей, однако большое поглощение УЗ высоких частот (20 кГц и выше) в земной коре ограничивает глубину прозвучивания пород неск. десятками м. При низких звук. и инфразвук. частотах глубина прозвучивания повышается, но уменьшается возможность более детального изучения разреза. Изучение строения слоистой среды производится также непосредственно в скважинах (звук. каротаж).

ГЕОМАГНЕТИ́ЗМ, то же, что *земной магнетизм*.

ГЕОМЕТРИ́ЧЕСКАЯ АКУ́СТИКА, раздел акустики, в к-ром изучаются законы распространения звука на основе представления о звук. лучах как линиях, вдоль к-рых распространяется звук. энергия. Г. а.— предельный случай волн. акустики при переходе к бесконечно малой длине волны, поэтому методы Г. а. явл. приближёнными и тем точнее отражают действительность, чем меньше длина волны. Осн. задача Г. а.— вычисление траекторий звук. лучей. Наиболее простой вид лучи имеют в однородной среде, где они представляют собой прямые линии. В Г. а. имеют место в осн. те же законы и ур-ния, что и в *геометрической оптике* (напр., законы отражения и преломления волн).

Методами Г. а. пользуются для практич. приложений в самых разл. областях акустики; напр., в *архитектурной акустике*, при расчёте звук. фокусирующих систем. На основе законов Г. а. удаётся создать приближённую теорию распространения звука в неоднородных средах (напр., в море, в атмосфере).
И. П. Голямина.

ГЕОМЕТРИ́ЧЕСКАЯ О́ПТИКА, раздел оптики, в к-ром изучаются законы распространения *оптического излучения* (света) на основе представлений о световых лучах. Под световым лучом понимают линию, вдоль к-рой распространяется поток световой энергии. Понятием луча можно пользоваться только в случае, когда можно пренебречь *дифракцией света* на оптич. неоднородностях, а это допустимо тогда, когда длина световой волны много меньше размеров неоднородностей. Законы Г. о. позволяют создать упрощённую, но в большинстве случаев достаточно точную теорию оптич. систем. Г. о. в осн. объясняет образование *изображений оптических*, даёт возможность вычислять *аберрации оптических систем* и разрабатывать методы их исправления, выводить энергетич. соотношения в световых пучках, проходящих через оптич. системы. Вместе с тем все волн. явления, в т. ч. дифракционные, влияющие на кач-во изображений и определяющие *разрешающую способность* оптич. приборов, не рассматриваются в Г. о.

Представление о независимо распространяющихся световых лучах возникло ещё в античной науке. Древнегреч. учёный Евклид сформулировал закон прямолинейного распространения света и закон зеркального *отражения света*. В 17 в. Г. о. бурно развивалась в связи с изобретением ряда оптич. приборов (*зрительная труба*, телескоп, *микроскоп* и т. д.) и началом их широкого использования. Голл. математиком В. Снеллем и франц. учёным Р. Декартом были экспериментально установлены законы, описывающие поведение световых лучей на границе раздела двух сред (см. *Снелля закон преломления*). Построение теор. основ Г. о. к сер. 17 в. было завершено установлением *Ферма принципа*. Законы прямолинейного распространения, зеркального отражения и преломления света, исторически открытые ранее, явл. следствиями этого принципа.

С 18 в. Г. о., совершенствуя методы расчёта оптич. систем, развивалась как прикладная наука. После создания классической *электродинамики* было показано, что формулы Г. о. могут быть получены и из *Максвелла уравнений* как предельный случай, соответствующий переходу к исчезающе малой длине волны.

Г. о. явл. примером теории, позволившей при малом числе фундам. понятий и законов (представление о лучах света, законы отражения и преломления) получить много практически важных результатов. В теории оптич. устройств мн. расчёты до настоящего времени основаны на Г. о.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики, т. 3); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1973; Герцбергер М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962.
К. И. Погорелов.

ГЕОМЕТРИ́ЧЕСКИЙ ФА́КТОР, величина, определяющая геометрию пучка излучения; широко используется в *фотометрии*, космофизике при регистрации потоков ч-ц и излучений. Г. ф. G зависит от размеров и взаимного расположения *диафрагм*, совместно выделяющих из всех возможных прямых то множество направлений, к-рое определяется пучком излучения и угл. *апертурой* приёмника излучения. Г. ф. инвариантен относительно любых поверхностей, пересекаемых прямыми, входящими в данное множество направлений, и принимается за меру этого множества (понятие о мере множества лучей впервые введено сов. учёным А. А. Гершуном в 30-х гг. 20 в.). Напр., для сопряжённых диафрагм источника и приёмника $A_и$ и $A_п$ (или сопряжённых нач. и кон. диафрагм оптич. системы)

$$dG = dA_и\cos\theta_и d\Omega_и = dA_п\cos\theta_п d\Omega_п,$$

где $dA_и$ и $dA_п$ — площади диафрагм

источника и приёмника, $\theta_и$ и $\theta_п$ — углы между направлением излучения и перпендикулярами к излучающей и освещаемой поверхностям, $d\Omega_и$ и $d\Omega_п$ — заполненные излучением телесные углы со стороны диафрагм $A_и$ и $A_п$. Инвариантность Г. ф. сохраняется и для широких пучков. Г. ф. используется также при построении системы *фотометрических величин*: *яркость* вдоль луча $L=d\Phi/dG$.

● Международный светотехнический словарь, 3 изд., М., 1979; Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977. *А. А. Волькенштейн.*

ГЕОФО́Н (от греч. gḗ — Земля и phōnḗ — звук), приёмник звук. волн, распространяющихся в верх. слоях земной коры. Совр. Г. (разведочные сейсмографы) снабжены *электроакустическими преобразователями*, превращающими колебания почвы в колебания электрич. тока, усилителем и регистрирующим шлейфовым осциллографом. Хар-ки Г. различны в зависимости от их конструкции и назначения. Электродинамич. Г. явл. приёмником колебат. скорости, а пьезоэлектрич. Г.— приёмником ускорения ч-ц среды. Г. используются при акустич. исследовании горных пород, в горноспасат. работах и др.

ГЕРМА́НИЙ (Ge), синтетич. монокристалл, ПП, точечная группа симметрии $m3m$, плотность 5,327 г/см^3, $T_{пл}$= 936 °С, тв. по шкале Мооса 6, ат. м. 72,60. Прозрачен в ИК области λ от 1,5 до 20 мкм; оптически анизотропен, для λ=1,80 мкм коэфф. преломления n=4,143. Один из осн. материалов ПП электроники (см. *Полупроводниковые приборы*).

ГЕРЦ (Гц, Hz), единица частоты СИ и *СГС системы единиц*. Названа в честь нем. физика Г. Герца (H. Hertz). 1 Гц — частота периодического процесса, при к-рой за 1 с происходит один цикл процесса. Широко применяются кратные ед. от Г.— килогерц (1 кГц=10^3 Гц), мегагерц (1 МГц= =10^6 Гц) и др.

ГЕРЦА ДИПО́ЛЬ, излучатель радиоволн, предложенный нем. физиком Г. Герцем (1888), доказавшим существование эл.-магн. волн. Герц применял медные стержни с металлич. шарами или полосами на концах и искровым промежутком посредине, подключённым к индукц. машине. Наименьший из применявшихся Герцем вибраторов имел длину l=26 см, в нём возбуждались колебания частоты ν= =5·10^8 Гц (что соответствует λ=60 см).

● См. лит. при ст. *Антенна*.

ГЕ́РЦА ПРИ́НЦИП, принцип наименьшей кривизны, один из вариац. принципов механики, устанавливающий, что при отсутствии активных (заданных) сил из всех кинематически возможных, т. е. допускаемых связями, траекторий действительной будет траектория, имеющая наименьшую кривизну. Этот принцип наз. также принципом прямейшего пути; его можно рассматривать как обобщение закона инерции.

Г. п. тесно связан с принципом наименьшего принуждения (см. *Гаусса принцип*), поскольку величина Z, наз. принуждением, пропорц. квадрату кривизны; при идеальных связях (см. *Связи механические*) оба принципа имеют одинаковое матем. выражение: δZ=0. Г. п. был применён нем. учёным Г. Герцем (1894) для построения его механики, в к-рой действие активных сил заменяется введением соответствующих связей. *С. М. Targ.*

ГЕТЕРОГЕ́ННАЯ СИСТЕ́МА (от греч. heterogenḗs — разнородный), неоднородная термодинамич. система, состоящая из различных по физ. св-вам или хим. составу частей (*фаз*). Смежные фазы Г. с. отделены друг от друга физ. поверхностями раздела, на к-рых скачком изменяется одно или неск. св-в системы (состав, плотность, крист. структура, электрич. или магн. момент и т. д.). Примеры Г. с.: вода и водяной пар над ней (вода в двух агрегатных состояниях), уголь и алмаз (две различные по крист. структуре фазы одного в-ва — углерода), сверхпроводящая и нормальная фазы сверхпроводника, несмешивающиеся жидкости (напр., вода и растит. масло), композиц. материалы (волокнистые и дисперсноупрочнённые, содержащие различные по структуре хим. в-ва в тв. состоянии). Различие между Г. с. и гомогенной (однородной) системой не всегда ясно выражено. Так, переходную область между гетерогенными механич. смесями (взвесями) и гомогенными (молекулярными) р-рами занимают т. н. коллоидные р-ры, в к-рых ч-цы растворённого в-ва столь малы, что к ним неприменимо понятие фазы.

ГЕТЕРОПЕРЕХО́Д, контакт двух различных по хим. составу *полупроводников*. На границе раздела ПП обычно изменяются ширина запрещённой зоны, подвижность носителей заряда, их *эффективные массы* и др. хар-ки. В «резком» Г. изменение св-в происходит на расстоянии, сравнимом или меньшем, чем ширина области объёмного заряда (см. *Электронно-дырочный переход*). В зависимости от легирования обеих сторон Г. можно создать p — n-Г. (анизотипные) и n — n-Г. или p — p-Г. (изотипные). Комбинации разл. Г. и монопереходов образуют гетероструктуры.

Образование Г., требующее стыковки крист. решёток, возможно лишь при совпадении типа, ориентации и периода крист. решёток сращиваемых материалов. Кроме того, в идеальном Г. граница раздела должна быть свободна от структурных и др. *дефектов* (*дислокаций*, точечных дефектов и т. п.), а также от механич. напряжений. Наиболее широко применяются монокристаллич. Г. между *полупроводниковыми материалами* типа $A^{III}B^{V}$ и их твёрдыми растворами на основе арсенидов, фосфидов и антимонидов Ga и Al. Благодаря близости ковалентных радиусов Ga и Al изменение хим. состава происходит без изменения периода решётки. Гетероструктуры получают также на основе многокомпонентных (четверных и более) тв. растворов, в к-рых при изменении состава в широких пределах период решётки не изменяется. Изготовление монокрист. Г. и гетероструктур стало возможным благодаря развитию методов эпитаксиального наращивания ПП кристаллов (см. *Эпитаксия*).

Г. используются в разл. ПП приборах: ПП лазерах, светоизлучающих диодах, фотоэлементах, оптронах и т. д.

● Алферов Ж. И., Гетеропереходы в полупроводниковой электронике близкого будущего, в кн.: Физика сегодня и завтра, под ред. В. М. Тучкевича, Л., 1973; Елисеев П. Г., Инжекционные лазеры на гетеропереходах, «Квант. электрон.», 1972, № 6, с. 3. *Ж. И. Алфёров.*

ГЕТЕРОХРО́МНАЯ ФОТОМЕ́ТРИЯ (от греч. héteros — иной, другой и chrṓma — цвет), подраздел *фотометрии*, в к-ром рассматриваются методы сравнения интенсивности разноцветных (гетерохромных) излучений. При визуальном фотометрировании сравниваемых излучений их различие в цвете ведёт к дополнит. ошибке, к-рую можно уменьшить с помощью т. н. мигающего *фотометра*. Разноцветные излучения удобно сравнивать по интенсивности, используя фотоэлектрич. приёмники, если тем или иным способом придать кривой спектральной чувствительности приёмника форму кривой видности (см. *Спектральная световая эффективность*) человеческого глаза. В Г. ф. применяются также счётчики фотонов.

ГИ́ББСА АНСА́МБЛЬ, см. *Статистический ансамбль*.

ГИ́ББСА БОЛЬШО́Е КАНОНИ́ЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ, распределение вероятностей состояний *статистического ансамбля* систем, к-рые находятся в тепловом и материальном равновесии со средой (термостатом и резервуаром ч-ц) и могут обмениваться с ними энергией и ч-цами (через полупроницаемые перегородки) при пост. объёме. Г. б. к. р.— статистич. распределение, соответствующее *Гиббса большому каноническому ансамблю*. Установлено амер. физиком Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1901 как фундам. закон *статистической физики*.

В классич. статистике вероятность распределения по состояниям определяется ф-цией распределения $f(p, q)$, зависящей от координат q и импульсов p всех ч-ц системы. Вероятность пребывания N частиц в бесконечно малом фазовом объёме $dpdq$ равна

$$dw=f(p, q)\ d\Gamma_N, \quad \text{где} \quad d\Gamma_N=\frac{dp\ dq}{N!\ h^{3N}}$$

элемент фазового объёма системы в ед. h^{3N}, а $N!$ учитывает, что перестановка тождеств. ч-ц не меняет состояния (см. *Тождественности принцип*).

Полная вероятность пребывания системы в к.-л. из состояний равна единице (она достоверно находится в одном из состояний), откуда следует, что $\sum_N \int f(p, q) d\Gamma_N = 1$ (условие нормировки).

Равновесная ф-ция распределения, согласно Г. б. к. р., зависит от координат и импульсов через *Гамильтона функцию* $H_N(p,q)$ системы

$$f(p, q) = Z^{-1} \exp\left\{-\frac{H_N(p, q) - \mu N}{kT}\right\},$$

где μ — *химический потенциал*, Z — постоянная, определяемая из условия нормировки и равная:

$$Z = \Sigma_N e^{\mu N/kT} \int e^{-H_N(p, q)/kT}\, dp\, dq,$$

где суммирование ведётся по всем целым положит. N, а интегрирование — по фазовому пр-ву N ч-ц. Т. о., Z выражается через статистич. интегралы для N ч-ц и зависит от μ, V, T.

Г. б. к. р. можно вывести из *микроканонического распределения Гиббса*, если рассматривать данную систему вместе с термостатом и резервуаром ч-ц как одну большую замкнутую и изолиров. систему и применить к ней микроканонич. распределение. Тогда малая подсистема обладает Г. б. к. р., к-рое можно найти интегрированием по фазовым переменным термостата и резервуара ч-ц и суммированием по числам ч-ц (теорема Гиббса).

В квант. статистике статистич. ансамбль характеризуется распределением вероятности $w_{i,N}$, квант. состояний i с энергией $\mathcal{E}_{i,N}$, соответствующих числу ч-ц N, с условием нормировки $\Sigma_{i,N} w_{i,N} = 1$. Г. б. к. р. для квант. систем имеет вид:

$$w_{i,N} = Z^{-1} \exp\left\{-\frac{\mathcal{E}_{i,N} - \mu N}{kT}\right\},$$

где Z — *статистическая сумма* для большого канонич. ансамбля Гиббса, определяемая из условия нормировки и равная:

$$Z = \Sigma_{i,N \geqslant 0} \exp\left\{-\frac{\mathcal{E}_{i,N} - \mu N}{kT}\right\},$$

Г. б. к. р. в квант. случае можно представить через матрицу плотности $\rho = Z^{-1}\exp\{(H - \mu N)/kT\}$, где H — *гамильтониан* системы.

Г. б. к. р. как в классич., так и в квант. случае позволяет вычислить *потенциал термодинамический* F в переменных μ, V, T, равный: $F = -kT\ln Z$. Г. б. к. р. не требует выполнения дополнит. условия, связанного с постоянством числа ч-ц, и поэтому удобно для практич. вычислений.

● См. лит. при ст. *Статистическая физика.*

Д. Н. Зубарев.

ГИББСА БОЛЬШОЙ КАНОНИЧЕСКИЙ АНСА́МБЛЬ, *статистический ансамбль* для макроскопич. систем пост. объёма в тепловом равновесии с термостатом и в материальном равновесии с резервуаром ч-ц (обмен ч-цами можно осуществить при помощи полупроницаемых перегородок). У рассматриваемых систем переменными являются число ч-ц и энергия. Введён Дж. У. Гиббсом (1901) как одно из осн. понятий *статистической физики*. В случае Г. б. к. а. распределение по состояниям описывается *Гиббса большим каноническим распределением*.

ГИББСА КАНОНИ́ЧЕСКИЙ АНСА́МБЛЬ, см. *Канонический ансамбль Гиббса.*

ГИББСА МИКРОКАНОНИ́ЧЕСКИЙ АНСА́МБЛЬ, см. *Микроканонический ансамбль Гиббса.*

ГИББСА ПРАВИЛО ФАЗ (правило фаз), для любой термодинамически равновесной системы число параметров состояния (v), к-рые можно изменять, сохраняя число существующих фаз (φ) неизменным, определяется выражением: $v = k + n - \varphi$, где k — число компонентов системы, n — число параметров состояния системы, имеющих одно и то же значение во всех фазах (обычно темп-ра T и давление p). Величину v иногда наз. *вариантностью* системы. Правило фаз было выведено Дж. У. Гиббсом (1876) из условий термодинамического равновесия многокомпонентных систем. Правило справедливо при след. предположениях: 1) фазы имеют достаточно большие размеры, так что *поверхностными явлениями* можно пренебречь; 2) каждый компонент может проходить через поверхности раздела фаз (полупроницаемые перегородки отсутствуют). Если равновесное состояние системы определяется двумя параметрами (напр., T и p), то $v = k + 2 - \varphi$. Значения $v < 0$ не имеют физ. смысла, следовательно, $\varphi \leqslant k + 2$, т. е. число фаз, сосуществующих в равновесии, не может превосходить числа независимых компонентов более чем на 2. При $v = 0$ (безвариантная, или нонвариантная, система) равновесие имеет место при вполне определ. значениях T, p и составах каждой фазы. Условие $v = 0$ определяет, следовательно, наибольшее возможное число фаз ($\varphi_{макс}$) в равновесной системе, составленной из определ. числа компонентов. Для $k = 1$ (индивидуальное в-во, напр. вода) $\varphi_{макс} = 3$ (в равновесии могут находиться пар, лёд, вода, см. *Тройная точка*), для $k = 2$ (бинарная система, напр. вода и соль) $\varphi_{макс} = 4$ (соль, лёд, жидкий р-р, пар) и т. д. При $v = 1$ (одновариантная, или моновариантная, система) одну из переменных, напр. T, можно варьировать, тогда др. переменные (p, концентрации) в условиях равновесия будут полностью определяться темп-рой.

Г. п. ф. применяется в металловедении, металлургии, петрографии, хим. технологии при исследовании многокомпонентных гетерогенных систем, т. к. позволяет рассчитывать возможное число фаз и степеней свободы в равновесных системах при любом числе компонентов.

● Гиббс Дж. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М.—Л., 1950, с. 143; Древинг В. П., Калашников Я. А., Правило фаз с изложением основ термодинамики, 2 изд., М., 1964, с. 133; Сторонкин А. В., Термодинамика гетерогенных систем, ч. 1—3, Л., 1967—69; Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 3 изд., М., 1975.

ГИББСА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ, равновесные распределения вероятностей состояний статистич. систем в разл. физ. условиях — фундам. законы статистич. физики, установленные Дж. У. Гиббсом (1901). Г. р. имеют место как для состояний классич. систем, полная энергия к-рых определяется *Гамильтона функцией* $H(p, q)$ в фазовом пр-ве координат q и импульсов p всех ч-ц системы, так и для квант. состояний систем, характеризуемых уровнями энергии.

К энергетически изолированным от окружающей среды системам с энергией $\mathcal{E}$ при пост. объёме V и с заданным числом ч-ц N (*микроканонический ансамбль Гиббса*) применимо микроканонич. распределение Гиббса

$$f(p, q) = A\delta\{H(p, q) - \mathcal{E}\},$$

где δ — дельта-функция Дирака, A — постоянная, позволяющая определить *энтропию* системы как ф-цию $\mathcal{E}$, V, N.

Системы в контакте с термостатом, т. е. с перем. энергией, имеющие пост. объём и заданное число ч-ц (*канонический ансамбль Гиббса*), описываются канонич. распределением Гиббса

$$f(p, q) = \exp\left\{\frac{F - H(p, q)}{kT}\right\},$$

где F — свободная энергия (*Гельмгольца энергия*) как ф-ция V, T, N. Системы, имеющие пост. объём, при термич. и матер. контакте с термостатом (т. н. *Гиббса большой канонический ансамбль*) обладают перем. энергией и перем. числом ч-ц (за счёт обмена с термостатом энергией и в-вом) и описываются большим канонич. распределением Гиббса

$$f(p, q) = \exp\left\{\frac{\Omega - H(p, q) + \mu N}{kT}\right\},$$

где μ — *химический потенциал*, Ω — термодинамич. потенциал и переменных V, T, μ.

Системы в термич. и механич. контакте с окружающей средой, т. е. с переменными энергией и объёмом, но пост. давлением p (изобарически-изотермич. ансамбль Гиббса), описываются изобарич. Г. р.

$$f(p, q) = \exp\left\{\frac{G - H(p, q) - pV}{kT}\right\},$$

где G — *Гиббса энергия*.

Для квант. систем Г. р. имеют такую же форму, но вместо $H(p, q)$ в них стоит энергия квант. уровня системы $\mathcal{E}_i$. Из условия, что полная вероятность пребывания системы в к.-л. из состояний равна единице (условие нормировки), определяются кон-

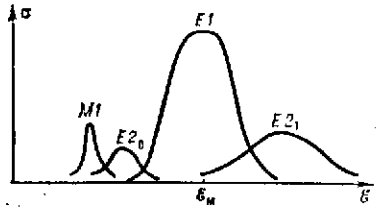
станты A, F, Ω, G в Г. р., т. е. все *потенциалы термодинамические* (см. *Статистическая физика*). Для вычисления термодинамич. ф-ций можно пользоваться любым Г. р., они в этом случае эквивалентны, несмотря на то что каждое Г. р. соответствует определ. физ. условиям. *Д. Н. Зубарев.*

ГИББСА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ, то же, что *Гиббса энергия*.

ГИББСА ЭНЕРГИЯ (изобарно-изотермический потенциал, свободная энтальпия), один из *потенциалов термодинамических*; *характеристическая функция* термодинамич. системы при независимых параметрах p (давление), T (термодинамич. темп-ра) и N (число ч-ц в системе). Обозначается G (иногда Z, Ф), определяется через *энтальпию* H, *энтропию* S и темп-ру T равенством: $G=H-TS$. С *Гельмгольца энергией* F Г. э. связана соотношением: $G=F+pV$. Г. э. пропорц. числу ч-ц N; отнесённая к одной ч-це, она наз. *химическим потенциалом*. Г. э. удобна для описания процессов, в к-рых возможен обмен в-вом с окружающими телами. Понятие «Г. э.» введено в термодинамику амер. физиком Дж. У. Гиббсом В (1874). изотермическом равновесном процессе, происходящем при пост. давлении, убыль Г. э. системы равна полной работе системы за вычетом работы против внеш. давления (т. е. равна макс. полезной работе). Г. э. выражают обычно в кДж/моль или кДж/кг.

ГИГА... (от греч. gígas — гигантский), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *кратной единицы*, равной 10^9 исходных ед. Обозначения: Г, G. Пример: 1 ГГц (гигагерц)$=10^9$ Гц.

ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС, широкий максимум в зависимости сечения *ядерных реакций* от энергии возбуждения ядра в результате его вз-ствия с налетающей ч-цей или γ-квантом



Идеализированное изображение $M1$, $E1$, $E2_0$ (изоскалярных) и $E2_1$(изовекторного) резонансов.

(рис.). Наблюдается у всех ядер (за исключением *дейтрона*). Впервые Г. р. наблюдался в *фотоядерных реакциях* (1947). Наиболее изучен д и п о л ь н ы й Г. р. В рамках коллективных моделей ядра он объясняется возникновением в ядре перем. электрич. дипольного момента в результате колебаний протонов и нейтронов друг относительно друга. Энергия Г. р.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ ($\Gamma_м$ — ЭНЕРГИЯ, СООТВЕТСТВУЮЩАЯ МАКСИМУМУ СЕЧЕНИЯ)

Мультипольность резонанса	Обозначение	Ширина Г, МэВ	$\Gamma_м$, МэВ	Изотопич. спин
Электрич. квадрупольный .	$E2_0$	2,5—7	$63A^{-1/3}$	0
Электрич. дипольный	$E1_1$	4—8	$78A^{-1/3}$	1
Электрич. монопольный . .	$E0_0$	2—4	$\sim 80A^{-1/3}$	0
Электрич. квадрупольный .	$E2_1$	5—10	$(120—130)\,A^{-1/3}$	1

плавно убывает с ростом массового числа A. Ширина Г. р. Г определяется временем затухания колебаний. Она сильно зависит от формы ядра и изменяется от $\sim$ 4 МэВ для сферич. ядер до 6—8 МэВ для сильно деформиров. ядер. Для лёгких ядер Г. р. имеет тонкую структуру; для средних и тяжёлых сферич. ядер Г. р. имеет форму широкого максимума, для сильно деформированных ядер Г. р. расщепляется на два максимума, соответствующих дипольным колебаниям параллельно и перпендикулярно оси симметрии эллипсоидального ядра.

Помимо фотояд. реакций, Г. р. обнаружен в реакциях с участием эл-нов, протонов, α-частиц, ионов $^3He^+$, $^6Li^+$, в радиац. захвате *пи-мезонов* и др. Наряду с электрич. дипольным Г. р. наблюдались более слабо выраженные: электрический, квадрупольный ($E2$), электрический октупольный ($E3$), электрический монопольный ($E0$) и магнитные ($M1$ и $M2$) Г. р. Различают изоскалярный (с *изотопическим спином* 0) и изовекторный (с изотопич. спином 1) Г. р., соответствующие синфазным (индекс 0) и противофазным (индекс 1) колебаниям протонов относительно нейтронов в ядре (см. табл.).

● См. лит. при ст. *Ядерные реакции*.

Г. М. Гуревич.

ГИГРОСКОПИЧНОСТЬ (от греч. hygrós — влажный и skopéō — наблюдаю), свойство материалов поглощать (сорбировать) влагу из воздуха. Г. обладают смачиваемые водой (гидрофильные; см. *Гидрофильность и гидрофобность*) материалы капиллярно-пористой структуры (напр., древесина), в тонких капиллярах к-рых происходит конденсация влаги (см. *Капиллярная конденсация*), а также хорошо растворимые в воде в-ва (поваренная соль, сахар, концентриров. серная к-та), особенно хим. соединения, образующие с водой кристаллогидраты. Кол-во поглощённой в-вом влаги (гигроскопич. влажность) возрастает с увеличением влагосодержания воздуха и достигает максимума при относит. влажности 100%.

ГИДРАВЛИКА (от греч. hýdōr — вода и aulós — трубка), наука о законах движения и равновесия жидкостей и способах приложения этих законов к решению задач инженерной практики. В отличие от *гидромеханики*, в Г. устанавливают приближённые зависимости, ограничиваясь во мн. случаях рассмотрением одномерного движения и широко используя при этом эксперимент как в лабораторных, так и в натурных условиях.

В Г. изучают движение капельных жидкостей, считая их обычно несжимаемыми. Однако выводы Г. применимы и к газам в тех случаях, когда их плотность можно практически считать постоянной. Рассматривая гл. обр. т. н. внутр. задачу, т. е. движение жидкости в тв. границах, Г. почти не касается вопроса о распределении силового воздействия на поверхность обтекаемых тел. Г. обычно разделяют на две части: теор. основы Г., где излагаются важнейшие положения учения о равновесии и движении жидкостей, и практич. Г., где эти положения применяются для решения частных вопросов инженерной практики. Осн. разделы практич. Г.: течение по трубам (Г. трубопроводов), течение в каналах и реках (Г. открытых русел), истечение жидкости из отверстий и через водосливы, движение в пористых средах (*фильтрация*). Во всех разделах Г. рассматривается как установившееся (стационарное), так и неустановившееся (нестационарное) движение жидкости. При этом осн. исходными ур-ниями явл. *Бернулли уравнение*, *неразрывности уравнение* и ф-лы для определения потерь напора.

В Г. трубопроводов рассматриваются способы определения размеров труб, необходимых для обеспечения заданного расхода жидкости при заданных условиях и для решения ряда вопросов, возникающих при проектировании и строительстве трубопроводов разл. назначения (водопроводы, напорные трубопроводы гидроэлектростанций, нефтепроводы и пр.); исследуется вопрос о распределении скоростей в трубах, что имеет большое значение для расчётов теплопередачи, устройств пневматич. и гидравлич. транспорта, при измерении расходов и т. д. Теория неустановившегося движения в трубах используется при исследовании явления *гидравлического удара*.

В Г. открытых русел изучают течение воды в каналах и реках. Здесь рассматриваются способы определения глубины воды в каналах при заданном расходе и уклоне дна, применяемые при проектировании судоходных, оросит., гидроэнергетич. и др. каналов, при выправительных работах на реках и пр. При этом исследуют также вопрос о распределении скоростей по сечению

потока, что существенно для гидрометрии, расчёта движения наносов и пр.

В разделах Г., посвящённых истечению жидкости из отверстий и через водосливы, приводятся расчётные зависимости для определения необходимых размеров отверстий в разл. резервуарах, шлюзах, плотинах, водопропускных трубах и т. д., а также для определения скоростей истечения жидкостей и времени опорожнения резервуаров. Гидравлич. теория фильтрации даёт методы расчёта дебита и скорости течения жидкости в разл. условиях безнапорного и напорного потоков (фильтрация воды через плотины, фильтрация нефти, газа и воды в пластовых условиях, фильтрация из каналов, приток к грунтовым колодцам и пр.). В Г. исследуется также движение наносов в открытых потоках и пульпы в трубах, методы гидравлич. измерений, моделирование гидравлич. явлений и нек-рые др. вопросы.

Практич. значение Г. возросло в связи с потребностями совр. техники в решении вопросов транспортировки разл. жидкостей и газов и др. проблем, требующих учёта вязкости жидкостей, их неоднородности и т. п. Г. постепенно превращается в один из прикладных разделов общей науки о движении жидкостей — механики жидкости.

● Альтшуль А. Д., Киселев П. Г., Гидравлика и аэродинамика, 2 изд., М., 1975; Чугаев Р. Р., Гидравлика, 3 изд., Л., 1975; Емцев Б. Т., Техническая гидромеханика, М., 1978. *А. Д. Альтшуль.*

ГИДРАВЛИ́ЧЕСКИЙ УДА́Р, явление резкого изменения давления в жидкости, вызванное быстрым (мгновенным) изменением скорости её течения в напорном трубопроводе (напр., при быстром перекрытии трубопровода запорным устройством).

Увеличение давления при Г. у. определяется в соответствии с теорией Н. Е. Жуковского по ф-ле:

$$\Delta p = \rho (v_0 - v_1) c,$$

где Δp — увеличение давления в Па, ρ — плотность жидкости в кг/м^3, v_0 и v_1 — ср. скорости в трубопроводе до и после закрытия задвижки в м/с, c — скорость распространения ударной волны вдоль трубопровода. При абсолютно жёстких стенках c равна скорости звука a в жидкости (в воде a=1400 м/с). В трубах с упругими стенками $c = \sqrt{\frac{E\delta}{E\delta + \varepsilon D}}$, где D и δ — диаметр и толщина стенок трубы, E и ε — модули упругости материала стенок трубы и жидкости. При очень большом увеличении давления Г. у. может вызвать аварии. Для их предупреждения на трубопроводах устанавливают предохранит. устройства (уравнительные резервуары, возд. колпаки, вентили и др.).

● Жуковский Н. Е., О гидравлическом ударе в водопроводных трубах, М.—Л., 1949; Квартвелишвили Н. А., Динамика напорных трубопроводов, М., 1979.

ГИДРАВЛИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, сопротивление движению жидкостей (и газов) по трубам, каналам и т. д., обусловленное их вязкостью. См. *Гидродинамическое сопротивление.*

ГИДРОАКУ́СТИКА (от греч. hýdōr — вода и *акустика*), раздел акустики, в к-ром с целью подводной локации, связи и т. п. изучается распространение звук. волн в водной среде (в океанах, морях, озёрах и т. д.). Особенность подводных звуков — их слабое затухание, вследствие чего под водой звук может распространяться на значительно бо́льшие расстояния, чем, напр., в воздухе. Так, в диапазоне частот 500—2000 Гц дальность распространения под водой звука ср. интенсивности достигает 15—20 км, а в диапазоне УЗ частот — 3—5 км. Звук мог бы распространяться и на значительно бо́льшие расстояния, однако в естеств. условиях, кроме затухания, обусловленного вязкостью воды, ослабление звука происходит за счёт *рефракции звука* и его рассеяния и поглощения разл. неоднородностями среды. Рефракция звука вызывается неоднородностью св-в воды, гл. обр. по вертикали, вследствие

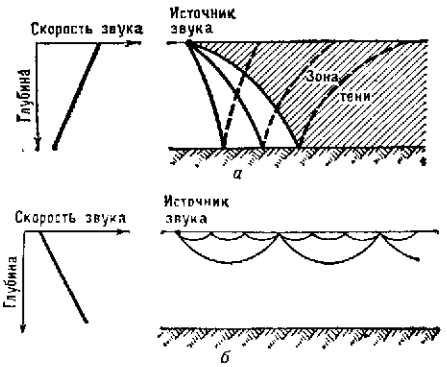


Рис. 1. Рефракция звука в воде: *а* — летом; *б* — зимой; слева — изменение скорости с глубиной.

изменения с глубиной гидростатич. давления, солёности и темп-ры в результате неодинакового прогрева массы воды солнечными лучами. В результате скорость распространения звука изменяется с глубиной, причём закон изменения зависит от времени года (рис. 1), времени дня, глубины водоёма и ряда др. причин; напр., зимой дальность распространения звука больше, чем летом. Из-за рефракции образуются т. н. зоны тени (мёртвые зоны — рис. 1, *а*), т. е. области, расположенные недалеко от источника, в к-рых слышимость отсутствует.

Рефракция, однако, может приводить не только к уменьшению, но и к увеличению дальности распространения звука (сверхдальнее распространение звука под водой). На нек-рой глубине под поверхностью воды находится слой, в к-ром звук распространяется с наименьшей скоростью; выше скорость звука увеличивается из-за повышения темп-ры, а ниже — вследствие увеличения гидростатич. давления с глубиной. Этот слой представляет собой своеобразный подводный звуковой канал. Луч, отклонившийся от оси канала вверх или вниз, вследствие рефракции возвращается в него обратно (рис. 2). Если поместить источник и приёмник звука в этом слое, то даже звук ср. интенсивности (напр., звуки взрыва небольших зарядов массой 1—2 кг) может быть зарегистрирован на расстояниях в сотни и тысячи км.

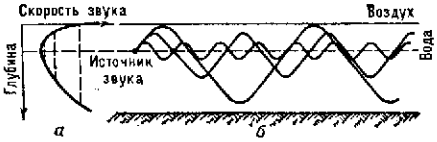


Рис. 2. Распространение звука в подводном звук. канале: *а* — изменение скорости звука с глубиной; *б* — ход лучей в звук. канале.

На распространение звука высокой частоты, в частности *ультразвука*, когда длины волн очень малы, оказывают влияние мелкие неоднородности, обычно имеющиеся в естеств. водоёмах: микроорганизмы, пузырьки газов и т. д. Они поглощают и рассеивают энергию звук. волн. В результате с повышением частоты звук. колебаний дальность их распространения сокращается. Особенно сильно этот эффект заметен в поверхностном слое воды, где больше всего неоднородностей. Рассеяние звука неоднородностями, а также неровностями поверхности воды и дна вызывает явление подводной *реверберации*, к-рая явл. значит. помехой для ряда практич. применений Г., в частности для *гидролокации*. Пределы дальности распространения подводного звука лимитируются также т. н. собств. шумами моря, с одной стороны, возникающими от ударов волн на поверхности воды, от морского прибоя, от шума перекатываемой гальки и т. п., а с другой стороны, связанными с морской фауной (звуки, производимые рыбами и др. морскими животными).

Г. получила широкое практич. применение, т. к. никакие виды эл.-магн. волн, включая и световые, не распространяются в воде (вследствие её значит. электропроводности) на сколько-нибудь значит. расстояния, поэтому звук явл. единств. возможным средством получения информации и средством связи под водой. Для этих целей пользуются как звук. частотами от 300 до 16 000 Гц, так и ультразвуковыми от 16 000 Гц и выше. Наиболее широко в Г. применяются *эхолоты* и *гидролокаторы*, к-рыми пользуются для навигац. целей (плавание вблизи скал, рифов и др.), для рыбопромысловой разведки, поисковых работ, для решения военных задач (по-

иски подводных лодок противника, бесперископная торпедная атака и т. д.). Пассивным средством подводного наблюдения служит *шумопеленгатор*.

● Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957; Подводная акустика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1965—70; Сташкевич А. П., Акустика моря, Л., 1966; Толстой И., Клей К. С., Акустика океана, пер. с англ., М., 1969.

Р. Ф. Швачко.

ГИДРОАЭРОМЕХА́НИКА (от греч. hýdōr — вода, aḗr — воздух и *механика*), раздел механики, посвящённый изучению равновесия и движения жидких и газообразных сред и их вз-ствия между собой и обтекаемыми ими тв. телами.

Развитие Г. протекало в тесной связи с запросами практики — мореплавания и военного дела. Ещё в 3 в. до н. э. были открыты законы *гидростатики*, послужившие основой теории равновесия жидкости и плавания тел. Законы сопротивления, определявшие силы, действующие на тело при его движении в жидкости (в т. ч. из-за вязкости) и впервые теоретически сформулированные И. Ньютоном (1687), открыли путь для создания теор. *гидродинамики*. Ур-ния движения идеальной жидкости (*Эйлера уравнения* гидродинамики) позволяют решить мн. задачи Г. аналитич. методами и в ряде случаев дают правильное представление об общей картине движения жидкостей и газов. Но движение реальных сплошных сред, обладающих вязкостью и теплопроводностью, подчиняется более сложным *Навье — Стокса уравнениям*, решение к-рых в общем виде представляет большие трудности. Поэтому главную роль при получении практич. результатов продолжает играть предложенная нем. учёным Л. Прандтлем теория *пограничного слоя*, согласно к-рой всё действие вязкости и теплопроводности сказывается лишь в тонком слое жидкости или газа, примыкающем к обтекаемой поверхности. Вне этого слоя течение описывается ур-ниями идеальной жидкости, а внутри него — ур-ниями Навье — Стокса, преобразующимися в более простые ур-ния, поддающиеся аналитич. или численному решению.

Такой приём разделения течения на невязкую и вязкую части применим и к изучению движения сжимаемых сплошных сред (газов), легко изменяющих свой объём, а следовательно и плотность, под действием сил давления или при изменении темп-ры (в отличие от несжимаемых жидкостей). Раздел Г., в к-ром изучается движение сжимаемых сплошных сред, наз. *газовой динамикой*.

Создание воздушно-реактивных двигателей, ракетных двигателей на жидком и твёрдом топливе, наступление эры косм. полётов, увеличение скоростей атомных подводных лодок, появление мировой службы погоды с использованием ИСЗ и др. элементы техн. и науч. прогресса 20 в. подняли значение Г.

Совр. Г.— разветвлённая наука, состоящая из мн. разделов и тесно связанная с др. науками, прежде всего с физикой, математикой и химией. Движение несжимаемых жидкостей изучается в гидродинамике, а газов и их смесей, в т. ч. воздуха,— в газовой динамике и *аэродинамике*. Разделами Г. явл. теория *фильтрации* и теория волн. движения жидкости. Техн. приложения Г. изучаются в *гидравлике* и прикладной газовой динамике, а приложения законов Г. к изучению климата и погоды исследуются в динамич. метеорологии.

Методами Г. решаются самые разнообразные техн. задачи во мн. областях науки и техники: в авиации, артиллерии и ракетостроении, кораблестроении и энергомашиностроении, при добыче нефти и газа и строительстве нефте- и газопроводов, при создании хим. аппаратов и в металлургии, при изучении биол. процессов (дыхание, кровообращение), в гидротехн. строительстве, в теории горения, в метеорологии и гляциологии, в исследованиях загрязнения окружающей среды и т. д.

Первая осн. задача Г.— определение сил, действующих на движущиеся в жидкости или газе тв. тела и их элементы, и определение наивыгоднейшей формы тел. Знание этих сил даёт возможность найти потребную мощность двигателей, приводящих тело в движение, и законы движения тел. Вторая осн. задача — профилирование (определение наивыгоднейшей формы) проточных каналов разл. газовых и жидкостных машин: реактивных двигателей самолётов и ракет, газовых, водяных и паровых турбин электростанций, центробежных и осевых компрессоров и насосов и др. Третья задача состоит в определении параметров газа или жидкости вблизи поверхности тв. тел для учёта сплового, теплового и физ.-хим. воздействия на них со стороны потока газа или жидкости. Эта задача относится как к обтеканию тел жидкостью или газом, так и к течению жидкостей и газов внутри каналов разной формы. Четвёртой задачей явл. исследование движения воздуха в атмосфере и воды в морях и океанах, к-рое производится в геофизике (метеорология, физика моря) с помощью методов и ур-ний Г. К ней примыкают задачи о распространении взрывных и *ударных волн* и струй реактивных двигателей в воздухе и воде.

Решение практич. задач Г. в разл. отраслях техники производится как эксперим. методами, базирующимися на *подобия теории*, так и расчётно-теор. методами. Совр. техника приходит к таким областям параметров течения газа или жидкости, где часто невозможно создать условия для полного эксперим. исследования течения на моделях. Тогда в эксперименте производится частичное моделирование, т. е. исследуются отдельные физ. явления в движущемся газе или жидкости, имеющие место в действительном течении, определяется физ. модель течения и находятся необходимые эксперим. зависимости между характерными физ. параметрами. Теор. методы, основанные на точных или приближённых ур-ниях, описывающих течение, позволяют объединить, используя данные эксперимента, все существенные физ. явления, имеющие место в движущемся газе или жидкости, и найти параметры течения с учётом всех этих явлений для данной конкретной задачи. Теор. методы стали значительно эффективней с появлением быстродействующих ЭВМ. Применение ЭВМ для решения задач Г. изменило и методы их решения. При использовании ЭВМ решение производится часто прямым интегрированием исходной системы ур-ний, описывающей движение жидкости или газа и все физ. процессы, сопровождающие это движение.

● Седов Л. И., Механика сплошной среды, 3 изд., т. 1—2, М., 1976; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., М., 1949.

С. Л. Вишневецкий.

ГИДРОДИНА́МИКА (от греч. hýdōr — вода и *динамика*), раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучается движение несжимаемых жидкостей и их вз-ствие с тв. телами. Г.— исторически наиболее ранний и сильно развитый раздел механики жидкостей и газов, поэтому иногда Г. не вполне правомерно наз. всю гидроаэромеханику или относят к Г. проблемы, составляющие предмет *газовой динамики*, где изучается движение сжимаемых сред.

Физ. св-вами жидкостей, лежащими в основе построения теор. моделей, явл. непрерывность, или сплошность, т. е. непрерывное распределение в пр-ве физ. параметров, характеризующих жидкость, и лёгкая подвижность, или текучесть, т. е. слабое противодействие жидкостей даже сколь угодно малым силам, вызывающим относит. скольжение ч-ц жидкости. В то же время большинство жидкостей оказывает значит. сопротивление сжатию, и они практически не изменяют свой объём под действием всесторонних сил давления, нормальных к поверхности, ограничивающей рассматриваемый объём. В теор. Г. для описания движения несжимаемой жидкости, обладающей сплошностью и текучестью, а также вязкостью, характеризующей внутр. трение в жидкости, пользуются *неразрывности уравнением* и *Навье — Стокса уравнениями*, к-рые явл. следствием применения законов сохранения массы и кол-ва движения к элем. объёму жидкости. Решение этих ур-ний в общем случае

сложно и может быть доведено до конца лишь в отдельных частных случаях и при след. упрощающих предположениях: отсутствие вязкости (идеальная жидкость — см. *Эйлера уравнения* гидродинамики), малая вязкость (воздух, вода), безвихревое, или *потенциальное течение*, установившееся, плоское, осесимметричное, одномерное движение (уменьшение числа независимых переменных соотв. до трёх — x, y, z или x, y, t, двух — x, y или x, t и одной — x). В случае *турбулентного течения*, характеризуемого интенсивным перемешиванием отдельных элем. объёмов жидкости и связанным с этим переносом массы, кол-ва движения и кол-ва теплоты, пользуются моделью «осреднённого» по времени движения, что позволяет описать осн. черты турбулентного течения жидкости и решать прикладные задачи. В этом, как и в др. случаях решения задач Г., широко применяется гидродинамич. эксперимент, основанный на *подобия теории* и использующий *подобия критерии*. Методы Г. позволяют рассчитать скорость, давление и др. параметры жидкости в любой точке занятого жидкостью пр-ва в любой момент времени. Это даёт возможность определить силы давления и трения, действующие на движущееся в жидкости тело или на стенки канала (русла), являющиеся границами для движущегося потока жидкости.

Разделами Г., как составной части гидроаэромеханики, явл. теория фильтрации, теория волновых движений жидкости, теория вихрей, теория кавитации, теория глиссирования. Равновесие плавающих тел, составляющее основу теории корабля, рассматривается в *гидростатике*. Движение электропроводных жидкостей в присутствии магн. полей изучает *магнитная гидродинамика*. Методы Г. позволяют успешно решать задачи гидравлики, гидрологии, гидротехники, расчёта гидротурбин, насосов, трубопроводов и др.

● Ламб Г., Гидродинамика, пер. с англ., М.— Л., 1947; Биркгоф Г., Гидродинамика, пер. с англ., М., 1963; Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, 2 изд., М., 1966; его же, Механика сплошной среды, 3 изд., т. 1—2, М., 1976; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

С. Л. Вишневецкий.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ, устройство, преобразующее часть энергии турбулентной затопленной *струи* жидкости в энергию акустич. волн. Работа Г. и. основана на генерировании возмущений в жидкой среде при вз-ствии вытекающей из сопла струи с препятствием определённых формы и размеров либо при принудительном периодич. прерывании струи. Эти возмущения оказывают обратное действие на основание струи у сопла, способствуя установлению автоколебат. режима. Механизм излучения звука может быть различным в зависимости от конструкции Г. и., к-рая принципиально отличается от конструкций *газоструйных излучателей*, т. к., во-первых, вытекание жидкости из сопла со сверхзвук. скоростью осуществить невозможно, а во-вторых, использование резонирующего объёма для Г. и. неэффективно ввиду относительно невысокого коэфф. отражения звука на границе жидкость — металл.

Наибольшее распространение получили пластинчатые Г. и., состоящие

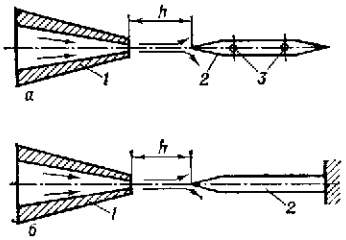


Рис. 1. Принципиальная конструкция пластинчатых гидродинамич. излучателей с креплением пластинки: *а* — в узловых точках; *б* — консольно; *1* — сопло; *2* — пластинка; *3* — точки крепления (узлы колебаний).

из погруженных в жидкость прямоугольного щелевого сопла (рис. 1) и заострённой в сторону струи пластинки, к-рая крепится в узловых точках (рис. 1, *а*) либо консольно (рис. 1, *б*). При натекании на пластинку потока жидкости в ней возбуждаются изгибные колебания. Для генерирования интенсивных колебаний необходимо, чтобы собств. частота пластинки и частота автоколебаний струи совпадали. В другой модификации Г. и. используется кольцевое щелевое сопло, образованное двумя конич. поверхностями, а колеблющимся препятствием служит полый цилиндр, к-рый разрезан вдоль образующих,

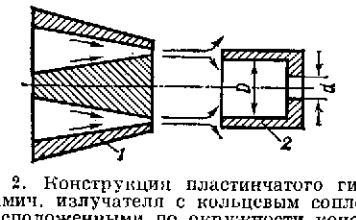


Рис. 2. Конструкция пластинчатого гидродинамич. излучателя с кольцевым соплом *1* и расположенными по окружности консольными пластинками *2* (D — диаметр цилиндра, d — диаметр отверстия в его дне).

так что создаётся система расположенных по окружности консольных пластин.

Излучение Г. и. возможно также за счёт пульсации кавитац. полости, образующейся между соплом и препятствием. В этом случае интенсивность колебаний определяется соотношением диаметра сопла и диаметра лунки на торце отражателя. Существуют также роторные Г. и., работа к-рых подобна работе *сирен* и сводится к периодич. прерыванию струи жидкости.

Г. и. излучают акустич. колебания в широком частотном диапазоне — от 0,3 до 35 кГц с макс. интенсивностью порядка 1,5—2,5 Вт/см². Г. и. применяются для интенсификации разл. технол. процессов: приготовления высококачеств. эмульсий из несмешивающихся друг с другом жидкостей, диспергирования тв. ч-ц в жидкостях, ускорения процессов кристаллизации в р-рах, расщепления молекул полимеров, очистки стального литья после прокатки и т. д.

● Константинов Б. П., Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде, Л., 1974; Ультразвук, М., 1979 (Маленькая энциклопедия).

А. Ф. Назаренко.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ (гидравлическое сопротивление), сопротивление движению тела со стороны обтекающей его жидкости или сопротивление движению жидкости, вызванное влиянием стенок труб, каналов и т. д. При обтекании неподвижного тела потоком жидкости (газа) или, наоборот, когда тело движется в неподвижной среде, Г. с. представляет собой проекцию гл. вектора всех действующих на тело сил на направление движения. Г. с. $X = C_x \frac{\rho v^2}{2} S$, где ρ — плотность среды, v — скорость, S — характерная для данного тела площадь. Г. с. летат. аппаратов наз. *аэродинамическим сопротивлением*.

Безразмерный коэфф. Г. с. C_x зависит от формы тела, его положения относительно направления движения и *подобия критериев*. Силу, с к-рой жидкость действует на каждый элемент поверхности движущегося тела, можно разложить на нормальную и касат. составляющие, т. е. на силу давления и силу трения. Проекция результирующей всех сил давления на направление движения даёт Г. с. давления, а проекция результирующей всех сил трения на направление движения — Г. с. трения. Тела, у к-рых сопротивление от сил давления мало по сравнению с сопротивлением от сил трения, считаются хорошо обтекаемыми. Г. с. плохо обтекаемых тел определяется почти полностью сопротивлением давления. При движении тел вблизи поверхности раздела двух сред образуются волны, в результате чего возникает *волновое сопротивление*.

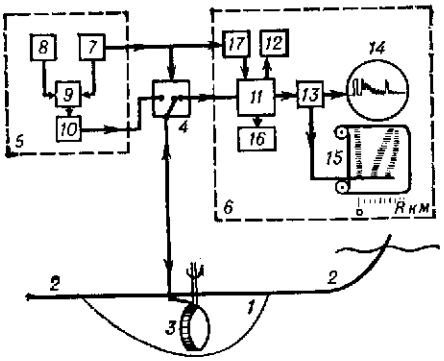
При протекании жидкости по трубам, каналам и т. д. в *гидравлике* различают два вида Г. с.: сопротивление трения, прямо пропорц. длине участка потока, и местные гидравлич. сопротивления, связанные с изменением структуры потока (отрывы, вихреобразование) на коротком участке при обтекании разл. препятствий (в виде клапанов, задвижек и др.), а также при внезапном расширении или сужении потока или при изменении направления его течения. В гидравлич. расчётах Г. с. оценивается величиной «потерянного» напора h_v, представляющего собой ту часть уд.

энергии потока, к-рая необратимо расходуется на работу сил сопротивления.

Определение величины Г. с. имеет большое значение при проектировании и постройке самых разнообразных гидротехн. сооружений, установок и аппаратов (турбинные установки, воздухо- и газоочистит. аппараты, газо-, нефте- и водопроводные магистрали, компрессоры, насосы и т. д.).

● Идельчик И. Е., Справочник по гидравлическим сопротивлениям, 2 изд., М., 1975.

ГИДРОЛОКАТОР, гидроакустич. устройство для определения положения подводных объектов при помощи звук. сигналов. Существуют разл. принципы действия Г. (см. *Гидролокация*),



Блок-схема гидролокатора.

но наиб. распространены импульсные Г. (рис.). Излучение *импульса акустического* на фиксированной звук. или ультразвук. частоте и приём отражённого от лоцируемого объекта эхо-импульса в таком Г. производится посредством направленной приёмно-излучающей гидроакустич. антенны *3*, состоящей из набора *электроакустических преобразователей* и расположенной в обтекателе *1*, прикреплённом к днищу корабля *2*. Поворотное устройство позволяет устанавливать антенну в произвольном положении в горизонт. плоскости и производить поиск по азимуту. Реле приёма — передачи *4* подключает антенну поочерёдно к передающему *5* и приёмному *6* трактам. В режиме излучения электрич. импульс, сформированный в модуляторе *9* (куда подаётся сигнал звук. или ультразвук. частоты от генератора *8* и видеоимпульс от формирователя *7*), после усиления в усилителе мощности *10* поступает на преобразователи антенны, к-рые излучают в воду акустич. сигнал длительностью 10—100 мс. В режиме приёма отражённые звук. сигналы, принятые преобразователем *3*, усиливаются приёмным усилителем *11* и подаются на блок слухового контроля *12* и одновременно после детектора *13* — на электронно-лучевой индикатор *14* и регистратор *15*. При равномерном движении цели отметки на ленте регистратора, соответствующие последовательным отражениям, располагаются на прямолинейной «трассе»; по наклону этой прямой можно определить скорость движения цели. Определение скорости цели по единичной посылке производится на основе *Доплера эффекта* с помощью дополнит. тракта *16*. Для согласования динамич. диапазонов принимаемых сигналов и регистрирующей аппаратуры служит блок регулировки *17*.

По способу обзора пр-ва различают Г. шагового поиска, секторного поиска и кругового обзора. При шаговом поиске и пеленговании антенна Г. поворачивается в горизонт. плоскости на угол 2,5—15°. При секторном поиске акустич. энергия излучается в определ. секторе, а приём и пеленгование производятся путём быстрого сканирования в пределах этого сектора. При круговом обзоре используется ненаправленное излучение и направленный приём при помощи антенны с веерной хар-кой направленности; это обеспечивает обнаружение и пеленгование всех окружающих Г. объектов.

ГИДРОЛОКА́ЦИЯ (от греч. hýdōr — вода и лат. locatio — размещение), определение положения подводных объектов при помощи акустич. сигналов, излучаемых самими объектами (пассивная локация) или возникающих в результате отражения от подводных объектов искусственно создаваемых звук. сигналов (активная локация). Г. имеет большое значение в навигации для обнаружения невидимых подводных препятствий, в рыбном промысле для обнаружения косяков и отд. крупных рыб, в океанологии как инструмент исследования физ. св-в океана, картографирования морского дна, поиска затонувших судов и т. п. Г. применяется также в военных целях для обнаружения подводных лодок, надводных кораблей и др. и наблюдения за ними, для определения координат целей при применении торпедного и ракетного оружия.

При п а с с и в н о й локации (шумопеленгации) с помощью *шумопеленгатора* определяют направление на источник звука (пеленг источника), пользуясь звук. полем, создаваемым самим источником. При этом применяют разл. методы: поворачивают приёмную акустич. антенну с острой направленностью до положения, в к-ром принятый сигнал имеет макс. интенсивность (т. н. макс. метод пеленгования); измеряют разность фаз между сигналами на выходе двух разнесённых в пр-ве антенн (фазовый метод); определяют относит. разницу во времени приёма сигналов двумя разнесёнными антеннами посредством измерения взаимной корреляции (корреляц. метод), а также путём комбинации этих методов. Расстояние до объекта определяют по двум или неск. пеленгам, полученным неск. приёмными системами, разнесёнными на расстояния, сравнимые с расстоянием до лоцируемого объекта (метод триангуляции); так определяется не только положение шумящего объекта, но и траектория его движения. Системы пассивной Г. применяются гл. обр. для гидроакустич. оснащения подводных лодок и надводных кораблей. Пассивной Г. пользуются также при обнаружении подводных шумящих объектов с помощью распределённых береговых и донных систем звукоприёмников, данные от к-рых по подводному кабелю передаются на береговые системы обработки, а также с помощью системы гидроакустич. радиобуёв, информация от к-рых принимается по радиоканалу спец. самолётами, курсирующими в районе плавания буёв.

Если источник звука излучает короткий звук. импульс, то положение источника можно определить по разностям времён прихода импульсов, принятых ненаправленными приёмниками в трёх или более разнесённых по пр-ву пунктах. Таким способом определения местоположения источников пользуются в береговой системе дальнего обнаружения судов, терпящих бедствие в открытом океане (система СОФАР); источником звука при этом служит взрыв заряда, погружаемого на определ. глубину.

Системы а к т и в н о й Г. основаны на явлении звук. эха (рис. 1) и различаются методами модуляции (см. *Модуляция колебаний*) посылаемого сигнала и способами обзора пр-ва. Для определения дальности объекта чаще всего используются амплитудная и частотная модуляциями сигнала. При амплитудной импульсной модуляции расстояние R до цели находится по времени запаздывания t_0 отражённого импульса: $R=ct_0/2$, где c — скорость распространения звука в среде. При частотной модуляции частота f излучаемого сигнала меняется со временем t по линейному закону $f(t)=f_0+\gamma t$, где f_0 и γ — постоянные начальная частота и скорость изменения частоты. Отражённый сигнал, принятый приёмником *3* (рис. 2, *а*), отличается по частоте от сигнала, излучаемого в данный момент (рис. 2, *б*), т. к. принятый сигнал (рис. 2, *в*) представляет собой задержанную на время t_c копию посланного сигнала, а частота излучаемого сигнала за

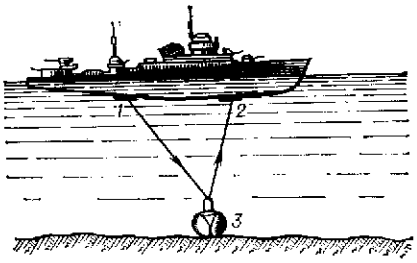


Рис. 1. Принцип работы гидролокатора: *1* — излучатель; *2* — приёмник; *3* — отражающее тело.

время t_c изменялась согласно приведённой ф-ле. Для неподвижной цели разность частот постоянна и равна: $f_-=\gamma t_c$ (рис. 2, *г*). Выделив разностную частоту, определяют расстояние до цели $R=cf_-/2\gamma$. Аналогична схема действия гидролокатора с шумовым излучением и корреляц. обработкой сигнала.

Осн. хар-кой гидролокаторов явл. дальность обнаружения, к-рая зависит от мощности излучаемого сигнала, от уровня акустич. помех и от условий распространения звука в водной среде. Её обычно определяют по величине т. н. порогового сигнала, т. е. сигнала мин. интенсивности, ещё различимого на фоне помех.

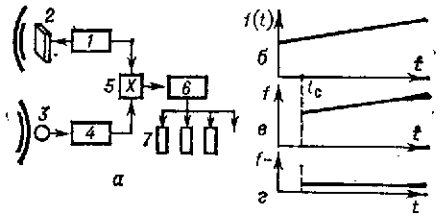


Рис. 2. *а* — блок-схема гидролокатора с частотной модуляцией: *1* — генератор, *2* — излучатель, *3* — приёмник, *4* — усилитель, *5* — смеситель, *6* — детектор, *7* — фильтр; *б* — посланный сигнал; *в* — принятый сигнал; *г* — принятый сигнал для неподвижной цели.

Наряду с помехами на дальность обнаружения оказывает влияние рефракция звука, имеющая место в сложных гидрол. условиях. Совр. гидролокаторы способны обнаруживать большие отражающие объекты в среднем на расстоянии неск. км.

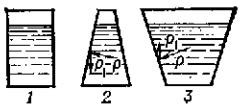
● Сташкевич А. П., Акустика моря, Л., 1966; Тюрин А. М., Сташкевич А. П., Таранов Э. С., Основы гидроакустики, Л., 1966. *Б. Ф. Курьянов.*

ГИДРОМЕХАНИКА (от греч. hýdōr — вода и *механика*), раздел механики, в к-ром изучается движение и равновесие практически несжимаемых жидкостей. Соотв. подразделяется на *гидродинамику* и *гидростатику*. Часто под термином «Г.» подразумевают *гидроаэромеханику* в целом.

ГИДРОСТАТИКА (от греч. hýdōr — вода и *статика*), раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучается равновесие жидкости и воздействие покоящейся жидкости на погружённые в неё тела. Одна из осн. задач Г.— изучение распределения давления в жидкости. Зная распределение давления, можно на основании законов Г. рассчитать силы, действующие со стороны покоящейся жидкости на погружённые в неё тела, напр. на подводную лодку, на стенки и дно сосуда, на стену плотины. В частности, можно вывести условия плавания тел на поверхности или внутри жидкости, а также выяснить, при каких условиях плавающие тела будут обладать устойчивостью, что особенно важно в кораблестроении. На законах Г., в частности на *Паскаля законе*, основано действие гидравлич. пресса, гидравлич. аккумулятора, жидкостного манометра, сифона и мн. др. машин и приборов. Один из осн. законов Г.— *Архимеда закон* определяет величину выталкивающей силы, действующей на тело, погружённое в жидкость или газ.

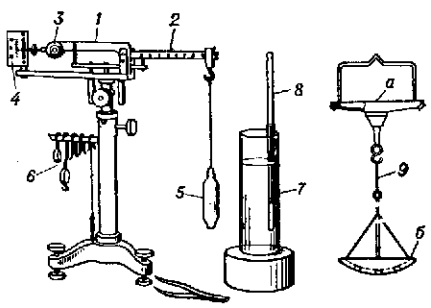
● Элементарный учебник физики, под ред. Г. С. Ландсберга, 9 изд., М., 1975; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971.

ГИДРОСТАТИЧЕСКИЙ ПАРАДО́КС, заключается в том, что вес жидкости, налитой в сосуд, может отличаться от силы давления, оказываемой ею на дно сосуда. Так, в расширяющихся кверху сосудах (рис.) сила давления на дно меньше веса жидкости, а в суживающихся — больше. В цилиндрич. сосуде обе силы одинаковы. Если



одна и та же жидкость налита до одной и той же высоты в сосуды разной формы, но с одинаковой площадью дна, то, несмотря на разл. вес налитой жидкости, сила давления на дно одинакова для всех сосудов и равна весу жидкости в цилиндрич. сосуде. Это следует из того, что давление покоящейся жидкости зависит только от глубины под свободной поверхностью и от плотности жидкости. Объясняется Г. п. тем, что поскольку гидростатич. давление p всегда нормально к стенкам сосуда, сила давления на наклонные стенки имеет вертик. составляющую p_1, к-рая компенсирует вес излишнего по сравнению с цилиндром *1* объёма жидкости в сосуде *3* и вес недостающего объёма жидкости в сосуде *2*. Г. п. обнаружен франц. учёным Б. Паскалем (1654).

ГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ ВЗВЕШИВАНИЕ, метод измерения плотности жидкостей и тв. тел, основанный на законе Архимеда (см. *Архимеда закон*). Плотность тв. тела определяют его двукратным взвешиванием — сначала в воздухе, а затем в жидкости, плотность к-рой известна (обычно в дистиллиров. воде). При первом взвешивании определяется масса тела, по разности результатов обоих взвешиваний — его объём. При измерении плотности жидкости в ней взвешивают к.-н. тело (обычно стеклянный поплавок), масса и объём к-рого известны. Г. в., в зависимости от требуемой точности, производят на техн., аналитич. или образцовых весах. При массовых измерениях широко применяют менее точные, но более быстродействующие спец. гидростатич. весы, напр. весы Мора (их конструкцию предложил в 1849 нем. химик К. Ф. Мор).



Гидростатич. весы ВГ-2: *1* — неравноплечное коромысло; *2* — шкала в виде поперечных надрезов для гирь; *3* — неподвижный противовес; *4* — шкала указателя равновесия; *5* — стеклянный поплавок; *6* — гири-рейтеры; *7* — сосуд с жидкостью; *8* — термометр; *9* — двойная чашка для помещения тв. тел (верхняя *а* — сплошная, нижняя *б* — с отверстиями, её погружают в воду).

● Кивилис С. С., Техника измерения плотности жидкостей и твердых тел., М., 1959, гл. 4. *С. С. Кивилис.*

ГИДРОФИЛЬНОСТЬ И ГИДРОФО́БНОСТЬ (от греч. hýdōr — вода, philéō — люблю, phóbos — боязнь, страх), понятия, характеризующие сродство тв. тела к воде, обусловленное силами *межмолекулярного взаимодействия* и обнаруживающееся в явлениях *смачивания*. Г. и г.— частный случай лиофильности и лиофобности — хар-к мол. вз-ствия в-в с разл. жидкостями. Г. и г. можно оценить по растеканию капли воды на гладкой поверхности тела, т. е. по его смачиванию. На гидрофильной поверхности капля растекается полностью, а на гидрофобной — частично, причём величина угла между поверхностями капли и тв. тела (см. рис. 1 в ст. *Смачивание*) зависит от того, насколько данное тело гидрофобно. Общей мерой гидрофильности служит энергия связи молекул воды с поверхностью тела; её можно определить по теплоте смачивания, если в-во тв. тела нерастворимо в данной жидкости. Гидрофильны все тела, интенсивность молекулярных (атомных, ионных) вз-ствий к-рых достаточно велика. Особенно резко выражена гидрофильность минералов с ионными крист. решётками (напр., карбонатов, силикатов, сульфатов, глин), а также силикатных стёкол. Гидрофобны металлы, лишённые окисных плёнок, органич. соединения с преобладанием углеводородных групп в молекуле (напр., парафины, жиры, воски, нек-рые пластмассы), графит, сера и др. в-ва со слабым межмолекулярным взаимодействием.

Понятия Г. и г. применимы не только к телам или их поверхностям, но и к единичным молекулам или отд. частям молекул. Так, в молекулах *поверхностно-активных веществ* различают гидрофильные (полярные) и гидрофобные (углеводородные) группы. Гидрофильность поверхности тела может резко измениться в результате *адсорбции* таких в-в. Повышение гидрофильности наз. г и д р о ф и л и з а ц и е й, а понижение — г и д р о ф о б и з а ц и е й.

В-ва могут быть отнесены к гидрофильным или гидрофобным по их способности к гидратации — присоединению отд. молекулами в-ва молекул воды, к-рое часто приводит к образованию соединений определ. состава — гидратов. Напр., белки, углеводы, крахмал — гидрофильны, т. к. набухают и коллоидно растворяются в воде, а каучуки и др. полимеры — гидрофобны.

ГИДРОФО́Н (от греч. hýdōr — вода и phōnḗ — звук), гидроакустич. звукоприёмник. Г. явл. *электроакустическими преобразователями* и применяются в *гидроакустике* для прослушивания подводных сигналов и шумов, для измерит. целей, а также как составные элементы направленных гидроакустич. антенн. Наиболее распространены Г., основанные на пьезоэлектрич. эффекте; используются также Г. электродинамич. и магнитострикц. типа. Принимаются спец. меры по обеспечению герметичности и защиты чувствит. элементов от действия гидростатич. давления и действия воды.

Пьезоэлектрич. Г. основан на прямом пьезоэффекте (см. *Пьезоэлектричество*) нек-рых кристаллов (сегнетова соль, дигидрофосфат аммония, сульфат лития и др.). Широко используются пьезокерамика и керамики на основе титаната-цирконата свинца. Чувствит. элементы пьезоэлектрич. Г. изготовляют в виде полых цилиндров или сфер из пьезокерамики или в виде набора пьезоэлектрич. пластинок. Магнитострикц. Г. основаны на обратном магнитострикц. эффекте (см. *Магнитострикция*) нек-рых металлов (в осн. Ni и его сплавов). Для избежания потерь на *вихревые токи* их чувствит. элементы (сердечники) изготовляют, как правило, из тонких пластин.

Г., предназначенные для измерит. целей, должны быть ненаправленными и обладать ровной частотной хар-кой во всей области исследуемых частот. Для этой цели удобно пользоваться малыми по сравнению с длиной волны полыми сферич. приёмниками из пьезокерамики, совершающими сферически симметричные колебания.

Одна из важнейших хар-к Г.— чувствительность (в мкВ/Па), отношение электрич. напряжения к звук. давлению. Для увеличения чувствительности (а также устранения шунтирующего действия кабеля) пользуются Г. с предварит. усилителями, к-рые монтируются в одном корпусе с приёмником.

● Тюрин А. М., Сташкевич А. П., Тарапов Э. С., Основы гидроакустики, Л., 1966.

ГИЛЬБЕРТ (Гб, Gb), единица магнитодвижущей силы или разности магн. потенциалов в системах ед. СГС (симметричной, или Гауссовой) и СГСМ. Названа в честь англ. физика У. Гильберта (Гилберт, W. Gilbert). 1Гб = $10/4\pi$А $\approx$ 0,796А.

ГИПЕРЗАРЯД (Y), одна из хар-к адронов, равная удвоенному ср. электрич. заряду ч-цы в изотопич. мультиплете (см. *Изотопическая инвариантность*). Электрич. заряд Q ч-цы мультиплета определяется ф-лой Гелл-Мана — Нишиджимы: $Q = I_3 + Y/2$, где I_3 — третья проекция изотопич. спина ч-цы. Г. выражается через другие квант. числа адрона — *барионный заряд*, *странность*, *«очарование»*, *«красоту»*. См. *Элементарные частицы*.

ГИПЕРЗВУ́К, высокочастотная часть спектра *упругих волн* — от 10^9 до 10^{12}–10^{13} Гц. По физ. природе Г. ничем не отличается от *ультразвука*, частоты к-рого простираются от $2 \cdot 10^4$ до 10^9 Гц. Однако благодаря более высоким частотам и, следовательно, меньшим, чем в области УЗ, длинам волн значительно более существенными становятся вз-ствия Г. с квазичастицами в среде — с эл-нами проводимости, тепловыми фононами, магнонами и др. Г. также часто представляют как поток квазичастиц — *фононов*.

Область частот Г. соответствует частотам эл.-магн. колебаний дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов (т. н. сверхвысоким частотам — СВЧ). Частоте 10^9 Гц в воздухе при норм. атм. давлении и комнатной темп-ре должна соответствовать длина волны Г. $3{,}4 \cdot 10^{-5}$ см, т. е. одного порядка с длиной свободного пробега молекул в воздухе при этих условиях. Однако упругие волны могут распространяться в среде до тех пор, пока их длины заметно больше длины свободного пробега ч-ц в газах или больше межат. расстояний в жидкостях и тв. телах. Поэтому в газах (в частности, в воздухе) при норм. атм. давлении гиперзвук. волны распространяться не могут. В жидкостях затухание Г. очень велико, и дальность распространения мала. Сравнительно хорошо Г. распространяется в тв. телах — монокристаллах, гл. обр. при низких темп-рах. Так, напр., даже в монокристалле кварца, отличающемся малым затуханием в нём упругих волн, продольная гиперзвук. волна с частотой $1{,}5 \cdot 10^9$ Гц, распространяющаяся вдоль оси кристалла при комнатной темп-ре, ослабляется по амплитуде в два раза, пройдя расстояние всего в 1 см. В монокристаллах сапфира, ниобата лития, железоиттриевого граната затухание Г. значительно меньше, чем в кварце. Напр., в ниобате лития Г. ослабляется в два раза на расстоянии 15 см.

Природа гиперзвука. Существует Г. теплового происхождения и искусственно возбуждаемый. Тепловые колебания атомов или ионов, составляющих крист. решётку, можно рассматривать как тепловой шум — совокупность продольных и поперечных плоских упругих волн самых разл. частот, распространяющихся по всем направлениям (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эти волны при частотах 10^9–10^{13} Гц наз. Г. теплового происхождения, или тепловыми фононами. Тепловые фононы в кристалле имеют широкий спектр частот, тогда как искусственно получаемый когерентный Г. может иметь узкую спектр. линию на к.-н. определ. частоте. В жидкостях флуктуации плотности, вызываемые тепловым движением молекул, удобно представить как результат наложения плоских упругих волн, распространяющихся во всех направлениях. Т. о., тепловое движение непрерывно «генерирует» Г. как в тв. телах, так и в жидкостях.

До того как стало возможным получать Г. искусств. путём, изучение Г. в жидкостях и тв. телах проводилось гл. обр. оптич. методом (рассеяние света на Г. теплового происхождения). Было обнаружено, что рассеяние в оптически прозрачной среде происходит с образованием неск. спектр. линий, смещённых относительно частоты падающего света на частоту Г. (т. н. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Исследования Г. в ряде жидкостей привели к открытию в них зависимости скорости распространения Г. от частоты в нек-рых областях частот (см. *Дисперсия звука*) и аномально большого поглощения Г. на этих же частотах. Изучение Г. рентг. методами показало, что тепловые колебания атомов в кристалле приводят к диффузному рассеянию рентг. лучей, размазыванию пятен на рентгенограмме, обусловленному вз-ствием рентг. лучей с атомами, и к появлению фона. По диффузному рассеянию можно исследовать спектр гиперзвук. волн и определять модули упругости тв. тел.

Излучение и приём гиперзвука. Совр. методы излучения и приёма Г., так же как и УЗ, основываются гл. обр. на использовании явлений *пьезоэлектричества* и *магнитострикции*. Для возбуждения Г. можно использовать резонансные *пьезоэлектрические преобразователи* пластинчатого типа, к-рые широко применяются в УЗ диапазоне частот, однако для Г. толщина таких преобразователей должна быть очень мала ввиду малости длины волны Г. Поэтому их получают, напр., путём вакуумного напыления плёнок из *пьезоэлектрических материалов* (гл. обр. из пьезополупроводников CdS, ZnS, ZnO и др.) на торец звукопровода; применяют и магнитострикционные (ферромагнитные) плёнки резонансной толщины (напр., плёнки никеля или пермаллоя).

Используется также метод возбуждения Г. с поверхности диэлектрич. пьезоэлектрич. кристалла, отличный от резонансных методов. Кристалл в виде бруска помещается торцом в СВЧ электрич. поле (в большинстве случаев — в *объёмный резонатор*). Скачок диэлектрич. проницаемости, к-рый имеет место на границе кри-

сталла, приводит к появлению на его поверхности зарядов, меняющихся с частотой поля и вызывающих переменную пьезоэлектрическую деформацию. Эта деформация распространяется по кристаллу в виде продольной или сдвиговой упругой волны. Аналогично возбуждается Г. с поверхности магнитострикц. кристаллов, в этом случае торец кристалла помещается в СВЧ магн. поле. Однако эти методы генерации и приёма Г. отличаются малой эффективностью преобразования эл.-магн. энергии в акустическую (порядка неск. %). Для генерации Г. всё шире применяются лазерные источники эл.-магн. волн, а также излучатели на сверхпроводниках.

Распространение гиперзвука в твёрдых телах. На дальность распространения Г. в тв. телах, наряду с теплопроводностью и внутр. трением, большое влияние оказывают его вз-ствия с тепловыми фононами, эл-нами, магнонами (*спиновыми волнами*) и др.

В кристаллах д и э л е к т р и к о в, не содержащих свободных носителей зарядов, затухание Г. определяется в осн. его нелинейным вз-ствием с тепловыми фононами. На сравнительно низких частотах действует т. н. механизм «фононной вязкости» (механизм Ахиезера). Он заключается в том, что звук. волна нарушает равновесное распределение тепловых фононов по спектру, и вызванное ею перераспределение энергии между разл. фононами приводит к необратимому процессу диссипации энергии. Этот механизм имеет релаксац. хар-р; роль времени релаксации играет время жизни фонона $\tau = l/c$, где l — длина свободного пробега фонона, c — ср. скорость Г. Этот механизм даёт вклад в поглощение как продольных, так и поперечных волн. Он явл. доминирующим при комнатных темп-рах, при к-рых выполняется условие $\omega\tau \ll 1$ (ω — частота Г.).

В области $\omega \sim 10^{10}$—10^{11} Гц и при низких темп-рах (при темп-ре жидкого гелия), когда $\omega\tau \gg 1$, происходит непосредств. вз-ствие когерентных фононов с тепловыми, к-рое удобно рассматривать в рамках квант. представлений. Вз-ствие когерентного и теплового фононов приводит к появлению третьего, также теплового, фонона и, следовательно, с учётом законов сохранения энергии и импульса — к уменьшению звук. энергии, т. е. *поглощению звука* (т. н. механизм Ландау — Румера).

При распространении Г. в кристаллах п о л у п р о в о д н и к о в (а также и металлов) имеет место вз-ствие Г. с эл-нами проводимости (электрон-фононное вз-ствие). Осн. механизмами здесь явл. эл.-магн., пьезоэлектрич. и магнитоупругая связи, относительный вклад к-рых определяется типом материала. В кристалле ПП затухание и дисперсия Г. происходят в результате его вз-ствия с пространств. зарядами, обусловленными внутр. электрич. полями. В непьезоэлектрич. ПП связь упругих волн с носителями заряда осуществляется гл. обр. через деформац. потенциал. Особый интерес представляет распространение Г. в пьезоэлектрич. материалах (напр., кристаллах CdS), где упругие волны сопровождаются эл.-магн. волнами и наоборот. В этом случае существует также др. механизм электрон-фононного вз-ствия, обусловленный электрич. поляризацией, связанной с акустич. модами колебаний; она может приводить к локальному накоплению заряда и к периодич. электрич. потенциалу. Если к пьезоэлектрич. кристаллу приложить пост. электрич. поле, вызывающее дрейф эл-нов со скоростью, большей скорости упругой волны, то эл-ны будут обгонять упругую волну, отдавая ей энергию и усиливая её (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*). Если же скорость когерентных фононов больше дрейфовой скорости эл-нов, то фононы отдают свой импульс эл-нам, т. е. имеет место *акустоэлектрический эффект*.

Для м е т а л л о в характерны те же эффекты, что и для ПП, но из-за большого затухания Г. эти эффекты становятся заметными при темп-рах ниже 10 К, когда вклад в затухание за счёт колебаний решётки становится незначительным. Распространение упругой волны в металле вызывает движение положит. ионов, и если эл-ны не успевают следовать за ними, то возникают электрич. поля, к-рые, воздействуя на эл-ны, создают электронный ток. В случае продольной волны изменения плотности создают пространств. заряд, к-рый непосредственно генерирует электрич. поля. Для поперечных волн изменения плотности отсутствуют, но смещения положит. ионов вызывают осциллирующие магн. поля, создающие электрич. поле, действующее на эл-ны. Т. о., эл-ны получают энергию от упругой волны и теряют её в процессах столкновения, ответственных за электрич. сопротивление. Эл-ны релаксируют путём столкновений с решёткой положит. ионов (примесями, тепловыми фононами и т. д.), в результате чего часть энергии возвращается обратно к упругой волне, к-рая перепосится решёткой положит. ионов. Затухание Г. в металлах пропорц. частоте. Если металл — сверхпроводник, то при темп-ре перехода в сверхпроводящее состояние электронное поглощение резко уменьшается. Это объясняется тем, что с решёткой, а следовательно, и с упругой волной взаимодействуют только эл-ны проводимости, число к-рых уменьшается с понижением темп-ры, а сверхпроводящие эл-ны (объединённые в куперовские пары, см. *Сверхпроводимость*), число к-рых при этом растёт, в поглощении Г. не участвуют. Разрушение сверхпроводимости внеш. магн. полем приводит к резкому возрастанию поглощения.

Пост. магн. поле существенно влияет на движение эл-нов, искривляя их траектории, что сказывается на хар-ре акустоэлектронного вз-ствия в металлах. При этом на определ. частотах упругих волн возможен ряд резонансных явлений, напр. квант. осцилляции (*де Хааза — ван Альфена эффект* и *Шубникова — де Хааза эффект*) и акустич. *циклотронный резонанс*. Изучение затухания Г. в металлах на эл-нах проводимости позволяет получить важные хар-ки металлов (поверхность Ферми, энергетич. щель в сверхпроводниках и др.).

В п а р а м а г н е т и к а х прохождение Г. подходящей частоты и поляризации в результате *спин-фононного взаимодействия* может вызвать изменение магн. состояния атомов. Так, Г. с частотой $\sim 10^{10}$ Гц, распространяясь в кристаллах парамагнетиков, помещённых в магн. поле, может привести к избират. поглощению, т. е. *акустическому парамагнитному резонансу* (АПР). При помощи АПР оказывается возможным изучать переходы между такими уровнями атомов в парамагнетиках, к-рые явл. запрещёнными для *электронного парамагнитного резонанса*. В магнитоупорядоченных кристаллах (антиферро- и *ферромагнетиках*, *ферритах*), помимо рассмотренных выше вз-ствий Г. с в-вом, появляются другие, где играют роль магнитоупругие вз-ствия (магнон-фононные вз-ствия). Так, распространение гиперзвук. волны вызывает появление *спиновой волны* и, наоборот, спиновая волна вызывает появление гиперзвук. волны. Поэтому в общем случае в таких кристаллах распространяются не чисто спиновые или упругие волны, а связ. *магнитоупругие волны*.

Взаимодействие гиперзвука со светом. Изменение показателя преломления эл.-магн. волны под действием упругой волны, а также возникновение упругой волны под действием эл.-магн. волны в результате эффекта *электрострикции* может быть представлено как фотон-фононное вз-ствие. Примерами такого вз-ствия явл. *дифракция света на ультразвуке*, а также спонтанное и вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна. На частотах Г. преобладает т. н. брэгговская дифракция, при к-рой для дифрагиров. света наблюдаются только нулевой и первый порядки. Поскольку упругие волн. фронты, на к-рых рассеивается свет, движутся со скоростью звука, частота дифрагиров. света равна $\Omega - \omega$ (стоксова компонента) либо $\Omega + \omega$ (антистоксова компонента), где Ω — частота падающего света, ω — частота Г. Этот процесс можно представить как рассеяние фотона на фононе, при этом

знак «—» соответствует испусканию фонона, а знак «+» — поглощению.

При мандельштам — бриллюэновском рассеянии механизм вз-ствия света с тепловыми колебаниями крист. решётки (тепловыми фононами) явл. таким же, как и для рассмотренного выше случая дифракции света с искусственно возбуждённым Г. (когерентными фононами), однако в этом случае свет рассеивается во всех направлениях. При достаточно больших интенсивностях, когда напряжённость электрич. поля в падающей световой волне $\sim 10^4$—10^8 В/см, это поле может влиять на гиперзвук. волну, на к-рой происходит рассеяние, обеспечивая непрерывную подкачку в неё энергии. В результате происходит генерация интенсивного Г.— т. н. вынужденное мандельштам — бриллюэновское рассеяние.

Св-ва Г. позволяют использовать его для исследования состояния в-ва, особенно в физике тв. тела. Существенную роль играет использование Г. для т. н. акустич. линий задержки в области СВЧ, а также для создания устройств *акустоэлектроники* и *акустооптики*.

● Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, М., 1975; Магнитная квантовая акустика, М., 1977.

ГИПЕРЗВУКОВО́Е ТЕЧЕ́НИЕ, течение газа с большой сверхзвук. скоростью, при к-ром скорости ч-ц газа во много раз (обычно, более чем в 5 раз) превышают скорость звука в нём. См. *Сверхзвуковое течение*.

ГИПЕРО́НЫ (от греч. hypér — сверх, выше), нестабильные элем. ч-цы с массой больше нуклонной и большим (по яд. масштабам) временем жизни; относятся к адронам и явл. *барионами*. Г. обладают особым квант. числом — *странностью* (S) и вместе с *К-мезонами* и нек-рыми *резонансами* образуют группу странных ч-ц. Новая хар-ка ч-ц — странность введена в 1955 амер. физиком М. Гелл-Маном и япон. физиком К. Нишиджимой для интерпретации закономерностей рождения и распада Г. и К-мезонов, в частности того факта, что при столкновении π-мезонов с нуклонами Г. всегда рождались совместно с К-мезонами (рис. 1), в поведении к-рых обнаруживаются те же особенности, что и у Г.

Известно неск. типов Г.: лямбда (Λ) с массой $m \approx 1116$ МэВ, сигма (Σ^-, Σ^0, Σ^+) с $m \approx 1190$ МэВ, кси (Ξ^-, Ξ^0) с $m \approx 1320$ МэВ и омега (Ω^-) с $m \approx 1670$ МэВ; все они имеют свои *античастицы*, обнаруженные экспериментально. Странность Г. отрицательна (антигиперонов — положительна): у Λ- и Σ-Г. $S=-1$, у Ξ-Г. $S=-2$, у Ω-Г. $S=-3$. Рождаясь в сильном вз-ствии, Г. распадаются за счёт *слабого взаимодействия* со ср.

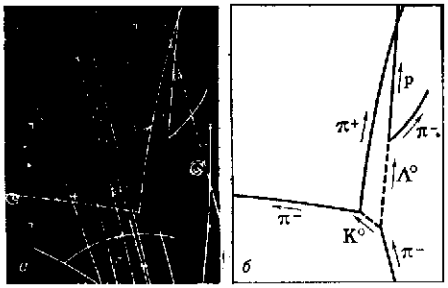


Рис. 1. Фотография (*а*) и схематич. изображение (*б*) случая парного рождения Λ^0-гиперона и K^0-мезона на протоне в жидководородной пузырьковой камере под действием π^--мезона: $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$. Реакция обусловлена сильным вз-ствием и разрешена законом сохранения странности (в нач. и кон. состоянии суммарная странность ч-ц $S=0$). На снимке видны также распады Λ^0 и K^0 под действием слабого вз-ствия: $\Lambda^0 \to p + \pi^-$, $K^0 \to \pi^+ + \pi^-$; в каждом процессе странность меняется на единицу. Пунктирные линии на рис. *б* изображают пути нейтр. ч-ц, не оставляющих следа в камере.

временем жизни $\tau \sim 10^{-10}$ с (за исключением Σ^0, распадающегося в результате эл.-магн. вз-ствия с $\tau \sim 10^{-19}$ с). Осн. способы распада:

$$\Lambda \to p + \pi^-,\ n + \pi^0;\ \Sigma^+ \to p + \pi^0,$$
$$n + \pi^+;\ \Sigma^0 \to \Lambda + \gamma;$$
$$\Sigma^- \to \pi^- + n;\ \Xi^0 \to \Lambda + \pi^0;$$
$$\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-;\ \Omega^- \to \Xi^0 + \pi^-,$$
$$\Xi^- + \pi^0,\ \Lambda + K^-.$$

Распады с испусканием *лептонов* составляют доли % от осн. способов распада. Все распады, обусловленные слабым вз-ствием, происходят с изменением странности на единицу (в сильном и эл.-магн. вз-ствиях странность сохраняется). Рис. 2 иллюстрирует процессы сильного и слабого вз-ствия Г.

Первый Г. (Λ) открыт в косм. лучах (1947). Детальное изучение Г. стало возможным после того, как их получили с помощью *ускорителей* заряж. ч-ц. В 70-х гг. созданы пучки заряж. и нейтр. Г. с энергией 20—100 ГэВ; такие Г. благодаря релятив. увеличению времени жизни успевают пролететь до распада расстояния до неск. м. Гиперонные пучки существенно увеличили возможность систематич. исследования вз-ствий Г. (Последние данные о временах жизни Г. см. в табл. 1 в ст. *Элементарные частицы*.)

Сильное вз-ствие Г., как и др. адронов, обладает симметрией, наз. *изотопической инвариантностью* и проявляющейся в том, что ч-цы группируются в изотопич. мультиплеты. Г. образуют четыре изотопич. мультиплета: Ω и Λ — изотопич. синглеты, Ξ-Г.— изотопич. дублет (Ξ^-, Ξ^0), Σ-Г.— изотопич. триплет (Σ^+, Σ^0, Σ^-). Аналогичные мультиплеты образуют антигипероны. По ряду св-в Г. довольно близки к др. барионам и могут быть объединены вместе с ними в более широкие семейства — унитарные мультиплеты, отвечающие *унитарной симметрии* SU (3). С помощью этой симметрии удалось предсказать существование и св-ва Ω^--Г.

Св-ва Г. можно объяснить в рамках совр. кварковой модели ч-ц. Согласно этой модели, Г., как и др. барионы, состоят из трёх *кварков*, причём в состав Г. обязательно входят s-кварки — носители странности. Странность s-кварка $S=-1$, так что в Г. Λ и Σ входит один s-кварк, в Ξ-Г.— два, а Ω-Г. состоит из трёх s-кварков. В распадах Г., обусловленных слабым вз-ствием, s-кварк переходит в u-кварк с $S=0$. Поэтому слабые распады происходят с изменением S на единицу. Этот закон запрещает распад Ξ-Г. на нуклон и π-мезоны, т. к. при этом странность изменилась бы на два. Распад Ξ происходит в два этапа: $\Xi \to \Lambda + \pi$; $\Lambda \to N + \pi$. Поэтому Ξ-Г. наз. каскадным. Каскадные распады претерпевают также Ω-Г. Другие правила отбора позволяют объяснить соотношения между вероятностями разл. каналов распада Г.

При вз-ствии быстрых ч-ц с ядрами могут возникать т. н. *гиперядра*, в к-рых один из нуклонов ядра замещён Λ-Г. (наблюдались также гиперядра с двумя Λ-Г.).

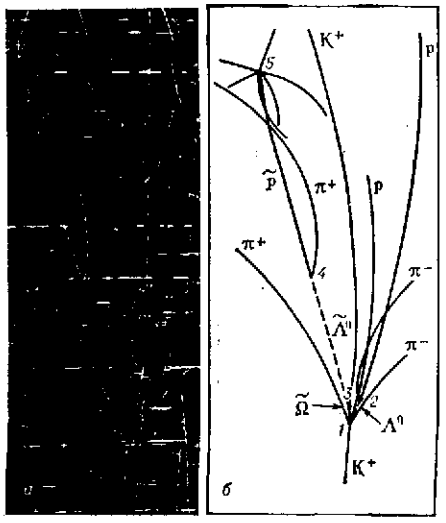
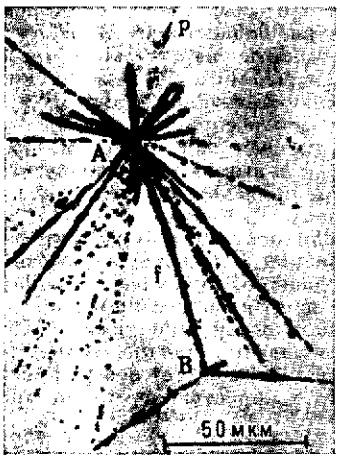


Рис. 2. Фотография (*а*) и схематич. изображение (*б*) рождения и распада антигиперона $\tilde{\Omega}$ (Ω^+) в пузырьковой камере, наполненной жидким дейтерием и находящейся в магн. поле. $\tilde{\Omega}$ рождается (в точке *1*) в реакции $K^- + d \to \tilde{\Omega} + \Lambda^0 + \Lambda^0 + p + \pi^+ + \pi^-$. Согласно законам сохранения барионного заряда B и (в сильном вз-ствии) странности S, рождение антибариона $\tilde{\Omega}$ ($B=-1$) на дейтроне ($B=+2$) сопровождается рождением трёх барионов: Λ^0, Λ^0, p (в нач. состоянии $S=+1$). Распады образовавшихся ч-ц происходят в результате слабого вз-ствия с изменением S на единицу. Один Λ^0 распадается (в точке *2*) на p и π^-, а другой Λ^0 выходит из камеры, не успев распасться (на рисунке не помечен; его наличие подтверждается законом сохранения энергии и импульса); $\tilde{\Omega}$ распадается (в точке *3*) на антилямбда-гиперон $\tilde{\Lambda}^0$ и K^+; $\tilde{\Lambda}^0$ распадается (в точке *4*) на $\tilde{p}$ и π^+; $\tilde{p}$ (в точке *5*) аннигилирует с протоном, образуя неск. π-мезонов.

● Гелл-Манн М., Розенбаум П. Е., в кн.: Элементарные частицы, пер. с англ., М., 1963, с. 5 (Над чем думают физики, в. 2); Эдер Р. К., Фаулер Э. К., Странные частицы, пер. с англ., М., 1966; Перкинс Д., Введение в физику высоких энергий, пер. с англ., М., 1975.

ГИПЕРЯДРО́, ядерноподобная система, в состав к-рой наряду с нуклонами входят *гипероны*. Первое Λ-Г. было обнаружено в 1953 польск. физиками М. Данышем и Е. Пневским с помощью *ядерных фотографических эмульсий*, экспонированных в потоке *космических лучей* (рис.). Λ-Г. образуется при вз-ствии ч-ц высоких энергий с нуклонами ядра или при захвате ядром медленного K^--мезона, в результате чего возникает медленный Λ-гиперон, образующий связ. систему с ядром. Г. обнаруживают по продуктам распада (нуклонам и пи-мезонам). Время жизни Λ-Г. определяется временем жизни Λ-гиперона (10^{-10} с). Г. обозначается хим. символом элемента с индексом гиперонов слева внизу. Напр., ядро Λ-гипергелия-5 (2p+2n++Λ) обозначается ${}^{5}_{\Lambda}\mathrm{He}$.

В 1963 идентифицировано первое двойное Г.: ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{Be}$ (4p+4n+2Λ), а в 1966 — ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}$. Изучение св-в



Косм. ч-ца p вызывает распад ат. ядра (Ag или Br) в точке A. Тяжёлый осколок f, выброшенный при этом распаде, является гиперядром. Он останавливается, а затем взрывается в точке B с образованием трёх заряж. ч-ц и неск-рого числа нейтронов (нейтроны не оставляют треков).

двойных Г. позволяет выяснить хар-р сил, действующих между гиперонами. При вз-ствии ч-ц высокой энергии с тяжёлыми ядрами наблюдается образование тяжёлых Г. с $A \leqslant 100$ и $Z \leqslant 50$ (A — массовое число, Z — ат. номер). В 1979 было открыто возбуждённое состояние Σ-Г. в яд. реакциях (K^-, π^-).

● Пневский Е., Зиминска Д., «Современное состояние экспериментального исследования гиперядер» в кн. «Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра», М., 1979, с. 33—50.

ГИ́РИ, *меры* массы, применяемые при взвешивании, для градуировки и поверки весов, иногда также как меры силы тяжести — для поверки динамометров и создания нагрузок при механич. испытаниях. В СССР и др. странах, принявших метрич. систему мер, массы Г. выражаются в кг и дольных ед. (г, мг и др.). Различают Г. р а б о ч и е (для взвешиваний; они подразделяются на пять классов точности), э т а л о н н ы е Г. и о б р а з ц о в ы е Г. (для поверочных работ, четыре разряда). Г. характеризуются номин. значением массы, наибольшим допустимым отклонением от номин. значения (точность подгонки) и пределом допустимой погрешности определения массы при поверке. Лучший материал для точных Г.— сплав 90% Pt и 10% Ir, из к-рого изготовлен эталон килограмма. Другие точные Г. изготовляют из немагнитной нержавеющей стали (25% Cr, 20% Ni, остальное Fe), немагнитного хромоникелевого сплава (80% Ni, 20% Cr), Al и Ti (миллиграммовые Г.). Обычно выпускают Г. и наборы Г. с номин. значениями массы от 1 мг до 20 кг.

● ГОСТ 7328—73. Гири общего назначения, М., 1975; ГОСТ 12656—67. Гири образцовые, М., 1977; ГОСТ 14636—69. Поверочная схема для гирь и весов, М., 1976.

Н. А. Смирнова.

ГИРОМАГНИ́ТНАЯ ЧАСТОТА́, то же, что *циклотронная частота*.

ГИРОМАГНИ́ТНОЕ ОТНОШЕ́НИЕ, то же, что *магнитомеханическое отношение*.

ГИРОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ, то же, что *магнитомеханические явления*.

ГИРОСКО́П (от греч. gýros — круг, gyréuō — кружусь, вращаюсь и skopéō — смотрю, наблюдаю), быстро вращающееся симметричное тв. тело, ось вращения к-рого (ось симметрии) может изменять своё направление в пр-ве. Г. обладает рядом интересных св-в, наблюдаемых у вращающихся небесных тел, артиллерийских снарядов, детского волчка, роторов турбин, установленных на судах, и др. На св-вах Г. основаны разнообразные устройства или приборы, широко применяемые в совр. технике.

Рис. 1. Волчок: AO — его ось; P — сила тяжести.

Св-ва Г. проявляются при выполнении двух условий: 1) ось вращения Г. должна иметь возможность изменять своё направление в пр-ве; 2) угл. скорость вращения Г. вокруг своей оси должна быть очень велика по сравнению с той угл. скоростью, к-рую будет иметь сама ось при изменении своего направления.

Простейшим Г. явл. детский волчок, быстро вращающийся вокруг своей оси OA (рис. 1), к-рая может изменять своё положение в пр-ве, поскольку её конец A не закреплён. У Г., применяемых в технике, свободный поворот оси Г. обеспечивают, закрепляя Г. в рамках (кольцах) *1*, *2* карданова подвеса (рис. 2), позволяющего оси AB занять любое положение в пр-ве. Такой Г. имеет три степени свободы: он может совершать три независимых поворота вокруг осей AB, DE и GK,

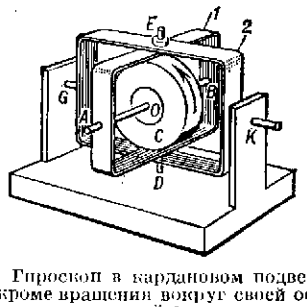


Рис. 2. Гироскоп в карданном подвесе. Ротор C, кроме вращения вокруг своей оси AB, может вместе с рамкой *1* поворачиваться вокруг оси DE и вместе с рамкой *2* — вокруг оси GK; O — центр подвеса, совпадающий с центром тяжести гироскопа.

пересекающихся в центре подвеса O, к-рый остаётся по отношению к основанию неподвижным. Если центр тяжести C Г. совпадает с центром O, то Г. наз. а с т а т и ч е с к и м (уравновешенным), в противном случае — т я ж ё л ы м.

П е р в о е с в о й с т в о уравновешенного Г. с тремя степенями свободы состоит в том, что его ось стремится устойчиво сохранять в мировом пр-ве приданное ей первоначальное направление. Если эта ось вначале направлена на к.-н. звезду, то при любых перемещениях прибора и случайных толчках она будет продолжать указывать на эту звезду, меняя свою ориентировку относительно осей, связанных с Землёй.

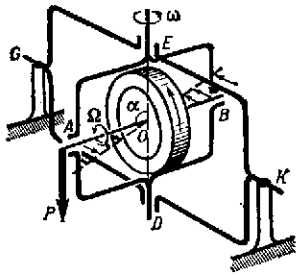


Рис. 3. Действие силы P на гироскоп с вращающимся ротором; ось AB движется перпендикулярно направлению силы P.

В т о р о е с в о й с т в о Г. обнаруживается, когда на его ось (или рамку) начинает действовать сила (или пара сил), стремящаяся привести ось в движение (т. е. создающая вращающий момент относительно центра подвеса). Под действием силы P, приложенной к концу A оси AB (рис. 3), Г. будет отклоняться не в сторону действия силы, как это было бы при невращающемся роторе, а в направлении, перпендикулярном к этой силе;

в результате Г. вместе с рамкой начнёт вращаться вокруг оси DE, притом не ускоренно, а с пост. угл. скоростью. Это вращение наз. прецессией; оно происходит тем медленнее, чем быстрее вращается вокруг своей оси AB сам Г. Если в какой-то момент времени действие силы прекратится, то одновременно прекратится прецессия, и ось AB остановится.

Величина угл. скорости прецессии определяется по ф-ле:

$$\omega = \frac{M}{I\Omega \sin\alpha} \text{ или } \omega = \frac{Ph}{I\Omega}, \qquad (*)$$

где M — момент силы P относительно центра O, $\alpha = \angle AOE$, Ω — угл. скорость собств. вращения Г. вокруг оси

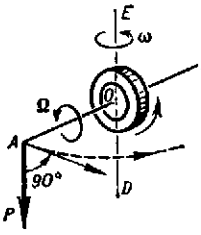


Рис. 4. Правило определения направления прецессии: глядя на ротор из точки приложения силы P, устанавливаем по ходу или против хода часовой стрелки вращается ротор; повернув силу P вокруг оси AB на 90° в ту же сторону, получим направление прецессии.

AB, I — момент инерции Г. относительно той же оси, $h = AO$ — расстояние от точки приложения силы до центра подвеса Г.; второе равенство имеет место, когда сила P параллельна оси DE (в частности, для тяжёлого Г.). Из ф-лы (*) непосредственно видно, что прецессия происходит тем медленнее, чем больше Ω, точнее, чем больше величина $H = I\Omega$, наз. собственным кинетич. моментом Г. Как определяется направление прецессии Г., показано на рис. 4.

Наряду с прецессией ось Г. при действии на неё силы может ещё совершать т. н. нутацию — небольшие, но быстрые (обычно незаметные на глаз) колебания оси около её ср. направления. Размахи этих колебаний у быстро вращающегося Г. очень малы и из-за неизбежного наличия сопротивлений быстро затухают. Это позволяет при решении большинства техн. задач пренебречь нутацией и построить т. н. элем. теорию Г., учитывающую только прецессию, скорость к-рой определяется ф-лой (*). Прецессионное движение можно наблюдать у детского волчка (рис. 5, *а*), для к-рого роль центра подвеса играет точка опоры O. Если ось такого волчка поставить под углом AOE к вертикали и отпустить, то она под действием силы тяжести P будет отклоняться не в сторону действия этой силы, т. е. не вниз, а в перпендикулярном к ней направлении и прецессировать вокруг вертикали. Прецессия волчка также сопровождается незаметными на глаз нутац. колебаниями, быстро затухающими из-за сопротивления воздуха.

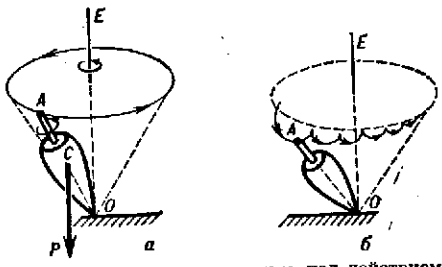


Рис. 5. *а* — прецессия волчка под действием силы тяжести; *б* — движение оси волчка при медленном собств. вращении.

Под действием трения о воздух собственное вращение волчка постепенно замедляется, а скорость прецессии ω соотв. возрастает. Когда угл. скорость вращения волчка становится меньше определ. величины, он теряет устойчивость и падает. У медленно вращающегося волчка нутац. колебания могут быть довольно заметными и, слагаясь с прецессией, существенно изменить картину движения оси волчка: конец A оси будет описывать ясно видимую волнообразную или петлеобразную кривую, то отклоняясь от вертикали, то приближаясь к ней (рис. 5, *б*).

Другой пример прецессионного движения даёт артиллерийский снаряд (или пуля). На снаряд при его движении, кроме силы тяжести, действует сила сопротивления (R) воздуха, направленная примерно противоположно скорости центра тяжести снаряда и приложенная выше центра тяжести (рис. 6, *а*). Невращающийся снаряд под действием этой силы будет кувыркаться, и его полёт станет беспорядочным (рис. 6, *б*); при этом значительно возрастёт сопротивление движению, уменьшится дальность полёта. Вращающийся же снаряд обладает всеми св-вами Г., и сила сопротивления воздуха вызывает его прецессию вокруг прямой, по к-рой направлена скорость v_c (рис. 6, *а*), т. е. вокруг

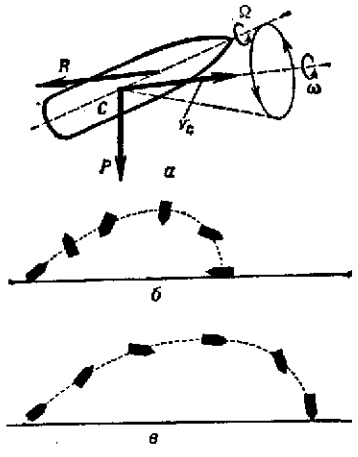


Рис. 6. *а* — прецессия артиллерийского снаряда; *б* и *в* — схемы движения снарядов и их траектории: для невращающегося снаряда (*б*) и для вращающегося (*в*).

касательной к траектории центра тяжести снаряда (рис. 6, *в*); это делает полёт правильным и обеспечивает на нисходящей ветви траектории попадание снаряда в цель головной частью. Наша планета также явл. гигантским Г., совершающим как прецессию, так и нутацию.

Если ось AB ротора Г. закрепить в одной рамке, к-рая может вращаться по отношению к основанию прибора вокруг оси DE (рис. 7), то Г. будет иметь возможность участвовать только в двух вращениях — вокруг осей AB и DE, т. е. будет иметь две степени свободы. Такой Г. не обладает ни одним из св-в Г. с тремя степенями свободы, однако у него есть другое

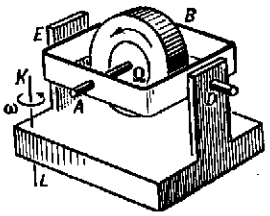


Рис. 7. Гироскоп с двумя степенями свободы.

св-во: если основанию Г. сообщить вынужденное вращение с угл. скоростью ω вокруг оси KL, образующей угол α с осью AB, то со стороны ротора на подшипники A и B начнёт действовать пара сил с моментом $M_{гир} = I\Omega\omega\sin\alpha$. Эта пара сил стремится кратчайшим путём установить ось ротора Г. параллельно оси KL, причём так, чтобы и вращение ротора, и вынужденное вращение были видны происходящими в одну и ту же сторону.

Если ось AB ротора закреплена в основании D (рис. 8) и это основание неподвижно, то ось не может изменять своё направление в пр-ве, и, следовательно, ротор никакими св-вами Г. не обладает. Однако если вращать основание вокруг нек-рой оси KL с угл. скоростью ω, то по предыду-

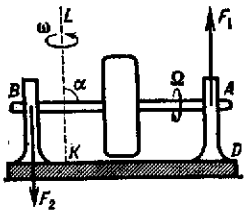


Рис. 8. Действие гироскопич. сил на подшипники, закрепляющие ось, при повороте основания прибора вокруг оси KL.

щему правилу ось ротора будет давить на подшипники A и B с силами F_1 и F_2, наз. гироскопическими силами.

На морских судах и винтовых самолётах имеется много вращающихся частей: вал двигателя, ротор турбины или динамомашины, гребные или возд. винты и т. п. При разворотах самолёта или судна, а также при качке на подшипники, в которых укреплены эти вращающиеся части, действуют указанные гироскопические силы,

и их необходимо учитывать при соответствующих инженерных расчётах.

Теория Г. явл. важнейшим разделом динамики тв. тела, имеющего неподвижную точку. Перечисленные св-ва Г. представляют собой следствия законов, к-рым подчиняется движение такого тела. Первое из св-в Г. с тремя степенями свободы — проявление закона сохранения кинетич. момента, а второе св-во — проявление одной из теорем динамики, согласно к-рой происходящее с течением времени изменение кинетического момента тела равно моменту действующей на него силы.

Гироскопы в технике. Применяемые в технике Г. выполняют обычно в виде маховичка с утолщённым ободом, имеющего массу от неск. г до десятков кг и закреплённого в карданном подвесе. Чтобы сообщить Г. быстрое вращение, его часто делают ротором быстроходного электромотора пост. или перем. тока. В авиации применяются Г. с ротором в виде возд. турбинки, приводимой в движение струёй воздуха. Иногда Г. выполняют в форме шара (шар-Г.) с подвесом на возд. плёнке, образуемой потоком сжатого воздуха; воздушные (газовые) опоры могут также применяться в осях подвеса ротора и карданових колец. В ряде устройств используют поплавковый Г., ротор к-рого заключён в кожух, плавающий в жидкости; этим разгружаются подшипники кожуха и значительно уменьшается момент сил трения в них. Кроме того, Г. с жидкостными или поплавковыми подвесами мало подвержены случайным вибрационным, ударным и др. воздействиям, что повышает их точность. Используются также Г. с магнитными и электростатическими подвесами.

В технике применяется много различных гироскопических устройств, или приборов, основанных на использовании тех или иных св-в Г. с тремя или двумя степенями свободы. В них в кач-ве осн. элементов входит один или неск. Г., а также нек-рые вспомогат. приспособления для корректирования направления оси Г. или измерения углов её отклонения и т. д. Эти устройства применяют в авиации, морском флоте, ракетной и косм. технике и народном хозяйстве для решения разнообразных навигац. задач, для управления подвижными объектами, их стабилизации, а также при проведении нек-рых спец. работ (маркшейдерских, топографич., геодезич. и др.).

Важнейшими навигац. устройствами явл. гирокомпас и гировертикаль (гирогоризонт). Гирокомпас, указывающий направление истинного (геогр.) меридиана, предназначается для определения курса движущегося объекта, а также азимута ориентируемого направления; его важные преимущества перед магн. компасом состоят в том, что он указывает истинный, а не магнитный меридиан, и что на его показания не влияют перемещающиеся металлич. массы и эл.-маги. поля. Гировертикаль определяет направление истинной вертикали или плоскости горизонта, а также отклонения движущегося объекта от этой плоскости (углы бортовой и килевой качки корабля, углы тангажа и крена летат. аппарата). К навигац. устройствам также относятся: Г. направления, определяющие углы отклонения в горизонт. плоскости объекта от заданного направления (углы рыскания летат. аппарата или корабля), в частности авиац. указатель поворота; гиромагн. компасы, определяющие магн. курс объекта; гироширотa, к-рые служат для определения широты места; инерциальные навигац. системы, предназначенные для определения целого ряда параметров, необходимых для навигации данного объекта без использования внеш. сигналов; гироорбитанты, определяющие углы рыскания ИСЗ; автопилоты и гирорулевые, обеспечивающие автоматическое управление соотв. полётом летательного аппарата или курсом корабля, и др.

Большое число устройств, наз. гиростабилизаторами, служит для стабилизации объекта или отд. приборов и устройств, а также для определения угл. отклонений объекта. Они применяются для автоматич. управления движением самолётов, судов, торпед, ракет, для уменьшения качки судов и для др. целей. Различают системы индикаторной и силовой стабилизации. Индикаторная система содержит в кач-ве индикатора Г., регистрирующий отклонение объекта от заданного курса, и следящую силовую систему, к-рая улавливает сигнал об отклонении, усиливает его и передаёт силовому устройству (мотору), возвращающему объект на заданный курс, обычно с помощью рулей. В силовой системе стабилизация непосредственно осуществляется массивным Г.

Ряд гироскопич. устройств, в к-рых используются т. н. дифференцирующие и интегрирующие Г., служит для определения угл. скоростей объекта (гиротахометры) или его угл. ускорений (гироакселерометры) и углов поворота, а также линейных скоростей объекта. К последним относится гироскопич. интегратор ускорений, позволяющий определить в любой момент времени скорость ракеты при её ускоренном движении на нач. участке траектории.

Совр. техника требует от мн. гироскопич. устройств очень высокой точности, что вызывает большие технол. трудности при их изготовлении. Напр., у нек-рых приборов при массе ротора порядка 1 кг для обеспечения нужной точности смещения центра тяжести от центра подвеса не должны превышать долей микрона, иначе момент силы тяжести вызовет нежелат. прецессию (уход) оси Г. Кроме того, на точность показаний приборов с Г. в карданном подвесе влияет трение в осях. Всё это привело к разработке Г., основанных на др. физ. принципах. Напр., для определения угл. скорости объекта может применяться вибрац. Г., содержащий в кач-ве чувствит. элемента не вращающийся ротор, а вибрирующие детали, или лазерный Г., в к-ром используется квант. генератор.

● Николаи Е. Л., Гироскоп и некоторые его технические применения в общедоступном изложении, М.— Л., 1947; Крылов А., Общая теория гироскопов и некоторых технических их применений, Собр. трудов, т. 8, М.— Л., 1950; Булгаков Б. В., Прикладная теория гироскопов, 2 изд., М., 1955; Ишлинский А. Ю., Механика гироскопических систем, М., 1963; его же, Ориентация, гироскопы и инерциальная навигация, М., 1976; Кудревич Б. И., Теория гироскопических приборов, т. 1—2, Л., 1963—65; Ривкин С. С., Теория гироскопических устройств, ч. 1—2, Л., 1962—64; Граммель Р., Гироскоп, его теория и применения, пер. с нем., т. 1—2, М., 1952.

С. М. Тарг.

ГИРОТРО́ПНАЯ СРЕДА (от греч. gýros — круг и tróros — поворот), анизотропная среда, св-ва к-рой описываются несимметричным тензором *диэлектрической проницаемости*. Без учёта поглощения эл.-магн. волн тензор диэлектрич. проницаемости эрмитов. В Г. с. в каждом направлении могут распространяться две волны, имеющие правую и левую круговую поляризацию и разные фазовые скорости. Следствием этого явл. поворот плоскости поляризации линейно поляризованной волны. Гиротропия среды обусловливается либо её строением (см. *Оптическая активность*), либо может быть создана искусственно, напр. наложением магнитного поля (магнитоактивные среды). Примером магнитоактивных сред явл. *плазма* (ионосфера, солн. корона) и *ферриты* в маги. поле. В последнем случае эрмитовым тензором явл. *магнитная проницаемость*.

М. Б. Виноградова.

ГИСТЕРЕ́ЗИС (от греч. hystérēsis — отставание, запаздывание), явление, к-рое состоит в том, что физ. величина, характеризующая состояние тела (напр., *намагниченность*), неоднозначно зависит от физ. величины, характеризующей внеш. условия (напр., магн. поля). Г. наблюдается в тех случаях, когда состояние тела в данный момент времени определяется внеш. условиями не только в тот же, но и в предшествующие моменты времени. Неоднозначная зависимость величин наблюдается в любых процессах, т. к. для изменения состояния тела всегда требуется определ. время (время *релаксации*) и реакция тела отстаёт от вызывающих её причин. Такое отставание тем меньше, чем медленнее изменяются внеш. условия. Однако для нек-рых процессов от-

ставание при замедлении изменения внеш. условий не уменьшается. В этих случаях неоднозначную зависимость величин наз. гистерезисной, а само явление — Г. Наблюдается Г. в разл. в-вах и при разных физ. процессах. Наибольший интерес представляют магн. Г., сегнетоэлектрич. Г. и упругий Г.

Магнитный Г. наблюдается в магнитоупорядоченных в-вах, напр. в *ферромагнетиках*. Обычно ферромагнетик разбит на *домены* — области однородной самопроизвольной (спонтанной) намагниченности, у к-рых намагниченность J_s (магн. момент M_s ед. объёма) одинакова, но направления вектора J_s различны. Под действием внеш. магн. поля число и размеры доменов, намагниченных по полю, увеличиваются за счёт др. доменов. Кроме того, векторы J_s отд. доменов могут поворачиваться по полю (см. *Намагничивание*). На рис. 1 изображены кривые намагничивания и размагничивания ферромагн. образца при наличии Г. (петля Г.). В достаточно сильном магн. поле образец намагничивается до насыщения (точка A). При этом образец состоит из одного домена с намагниченностью насыщения M_s, направленной по полю. При уменьшении напряжённости внеш. магн. поля H значение M будет уменьшаться по кривой I преим. за счёт возникновения и роста доменов с магн. моментом, направленным против поля. Рост доменов обусловлен движением доменных стенок. Это движение происходит скачками из-за наличия в образце разл. дефектов (примесей, неоднородностей и т. п.), на к-рых доменные стенки задерживаются; требуется заметно увеличить магн. поле для того, чтобы их сдвинуть. Поэтому при уменьшении H до нуля у образца сохраняется т. н. остаточная намагниченность M_r (точка B). Образец полностью размагничивается лишь в достаточно сильном поле противоположного направления, наз. коэрцитивным полем (*коэрцитивной силой*) H_c (точка C). При дальнейшем увеличении магн. поля обратного направления образец вновь намагничивается вдоль поля до насыщения (точка D). Перемагничивание образца ($D \to A$) происходит по кривой II. Т. о., при циклич. изменении поля кривая, характеризующая изменение намагниченности образца, образует петлю магн. Г. Если поле H циклически изменять в таких пределах, что насыщение не достигается, то получается непредельная петля магн. Г. (кривая III). Уменьшая амплитуду изменения поля H до нуля, можно образец полностью размагнитить (прийти в точку O). Намагничивание образца из точки O происходит по кривой IV.

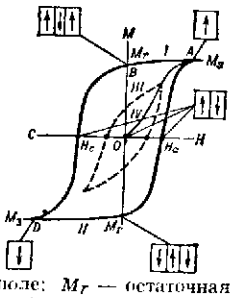


Рис. 1. Кривые намагничивания и размагничивания ферромагнетика при наличии магн. гистерезиса: H — напряжённость внеш. магн. поля; M — намагниченность образца; H_c — коэрцитивное поле; M_r — остаточная намагниченность; M_s — намагниченность насыщения. Пунктиром показана непредельная петля гистерезиса. Схематически приведена доменная структура образца для некрых точек петли. Для ед. объёма $M_s = J_s$.

Вид и размеры петли магн. Г., значение H_c для разл. ферромагнетиков могут меняться в широких пределах. Напр., в чистом железе $H_c = 1$ Э, в сплаве магнико $H_c = 580$ Э. На форму петли магн. Г. сильно влияет обработка материала, при к-рой изменяется число дефектов (рис. 2).

Площадь петли магн. Г. пропорц. энергии, теряемой в образце за один цикл изменения поля. Эта энергия идёт, в конечном счёте, на нагревание образца. Такие потери энергии наз. гистерезисными. В тех случаях, когда потери на Г. нежелательны (напр., в сердечниках трансформаторов, в статорах и роторах электрич. машин), применяют *магнитно-мягкие материалы*, обладающие малыми значениями H_c и площади петли Г. Для изготовления *магнитов постоянных* применяют жёсткие магн. материалы с большой коэрцитивной силой.

С ростом частоты перем. магн. поля (числа циклов перемагничивания в ед. времени) к гистерезисным потерям добавляются др. потери, связанные с *вихревыми токами* и *магнитной вязкостью*. Соотв. площадь петли Г. при высоких частотах увеличивается. Такую петлю иногда наз. динамической, в отличие от описанной выше статич. петли.

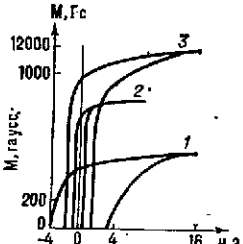


Рис. 2. Влияние механич. и термич. обработки на форму петли магн. гистерезиса железоникелевого сплава (пермаллоя): *1* — после наклёпа; *2* — после отжига; *3* — кривая магнитномягкого железа (для сравнения).

От намагниченности зависят многие др. св-ва ферромагнетика, напр. электрич. сопротивление, механич. деформации. Изменение намагниченности вызывает изменение этих св-в. Соотв. наблюдается, напр., гальваномагнитный Г., магнитострикционный Г.

Сегнетоэлектрический Г.— неоднозначная зависимость электрич. поляризации P сегнетоэлектрика от электрич. поля E (рис. 3). При включении поля E и последующем его возрастании возникшая поляризация сначала резко увеличивается, а затем достигает насыщения P_s. С убыванием поля E поляризация уменьшается медленнее, чем по осн. кривой Oa. При $E=0$ значение $P \neq 0$, оно наз. остаточной поляризацией P_R. Для того чтобы уменьшить поляризацию до нуля, надо приложить электрич. поле E_c противоположного направления, его наз. коэрцитивным. При дальнейшем увеличении обратного поля вновь достигается состояние насыщения P_s. При полном цикле изменения поля E от точки a до точки b и обратно к a изменения P графически характеризуются замкнутой кривой, наз. сегнетоэлектрической петлёй Г.

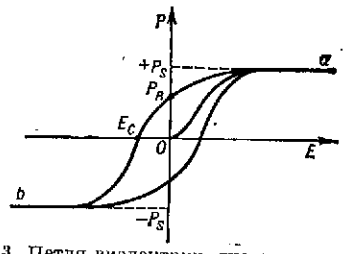


Рис. 3. Петля диэлектрич. гистерезиса в сегнетоэлектрике: P — поляризация образца; E — напряжённость электрич. поля.

Поскольку с поляризацией связаны др. хар-ки сегнетоэлектриков, напр. деформация, то с сегнетоэлектрич. Г. связаны др. виды Г., напр. пьезоэлектрич. Г., Г. электрооптич. эффектов. Гистерезисные потери составляют б. ч. *диэлектрических потерь* в сегнетоэлектриках.

Упругий Г.— отставание во времени развития деформаций упругого тела от напряжений; явл. одним из проявлений *внутреннего трения* в твёрдых телах. При циклич. повторении нагрузки и разгрузки тела диаграмма, изображающая напряжение σ в ф-ции от деформации ε, даёт петлю упругого Г. (рис. 4), площадь к-рой ΔU пропорц. доле энергии упругости, перешедшей в теплоту. Для оценки упругого Г. часто пользуются относит. величиной $\psi = \Delta U / U$, где U — энергия упругой деформации (заштрихованная область на рис. 4).

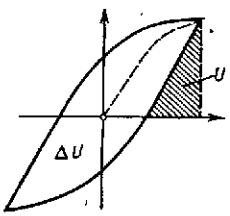


Рис. 4. Петля упругого гистерезиса: по оси абсцисс — деформация, по оси ординат — напряжение.

Причина упругого Г. заключается в появлении в отдельных более слабых зёрнах кристалла местных пластич. деформаций, создающих в окружаю-

щей среде остаточные напряжения; эти последние при изменении нагружения тела производят местную пластич. деформацию обратного знака; в обоих случаях энергия расходуется на необратимые процессы. Кроме того, экспериментально установлена связь упругого Г. с магн. полями и магн. Г. (у ферромагн. тел), с магнитострикционным Г., межкристаллитными включениями, составом сплавов, термо- и технол. обработкой и с рядом др. факторов. Явление упругого Г. как упругого несовершенства свойственно всем телам и отмечалось даже при темп-рах, близких к абс. нулю. Оно явл. причиной затухания свободных колебаний самих упругих тел, затухания в них звука, уменьшения коэфф. восстановления при неупругом ударе и обусловливает необходимость затраты внеш. энергии для поддержания вынужденных колебаний.

Для объяснения природы упругого Г. привлекаются теория *релаксации*, теория дислокаций и др.

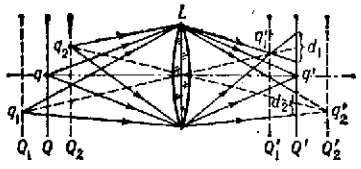
● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Иона Ф., Ширане Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Постников В. С., Внутреннее трение в металлах, М., 1969; Физический энциклопедический словарь, т. 1, М., 1960.

ГЛАВНЫЕ ПЛОСКОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, см. *Кардинальные точки* оптической системы.

ГЛАВНЫЙ ФОКУС в оптике, см. *Кардинальные точки* оптической системы.

ГЛУБИНА ИЗОБРАЖАЕМОГО ПРОСТРАНСТВА (глубина резкости), наибольшее расстояние, измеренное вдоль *оптической оси*, между точками в пр-ве, изображаемыми оптич. системой достаточно резко.

Оптич. система формирует резкое изображение в плоскости фокусировки Q' лишь точек плоского объекта, перпендикулярного оптич. оси и расположенного на определ. расстоянии от системы — в плоскости наводки Q (пример — точка q на рисунке, изо-



бражаемая резко точкой q'). Точки пр-ва q_1 и q_2, расположенные впереди и сзади плоскости Q и лежащие в плоскостях Q_1 и Q_2, изображаются резко (точками q'_1 и q'_2) в сопряжённых плоскостях Q'_1 и Q'_2. (В целях наглядности на рисунке показана простейшая оптич. система — линза L.) В плоскости фокусировки Q' эти точки отображаются не точками, а т. н. кружками рассеяния конечных диаметров d_1 и d_2. Однако если d_1 и d_2 меньше определ. величины (меньше 0,1 мм для норм. глаза), то глаз воспринимает их как точки, т. е. одинаково резко. Расстояние между плоскостями Q_1 и Q_2, точки к-рых на плоском изображении или на фотографии кажутся одинаково резкими, наз. Г. и. п.; расстояние между плоскостями Q'_1 и Q'_2 наз. глубиной резкости (расстояние Q_1Q_2 иногда тоже наз. глубиной резкости). Г. и. п. увеличивается с уменьшением диаметра входного зрачка объектива. Поэтому при фотографировании объекта, протяжённого вдоль оптич. оси системы, необходимо уменьшить отверстие диафрагмы объектива.

● См. лит. при ст. *Изображение оптическое.*

В. И. Малышев.

ГЛУБИНА РЕЗКОСТИ, см. *Глубина изображаемого пространства.*

ГЛУБОКО НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ (глубоко неупругое рассеяние), процессы с участием лептонов и адронов при высокой энергии, в к-рых как передача импульса лептонов, так и общая полная энергия вторичных адронов в системе их центра инерции (в ед. $c=1$) значительно больше характерной энергии покоя адронов (~ 1 ГэВ). Г. н. п. играют важную роль в исследовании структуры адронов и в выяснении динамики вз-ствия на малых расстояниях. См. *Партоны.*

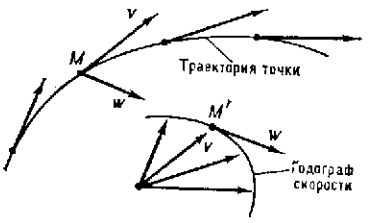
А. В. Ефремов.

ГЛЮОНЫ (от англ. glue — клей), гипотетич. электрически нейтр. ч-цы, со спином 1 и нулевой массой покоя, являющиеся переносчиками сильного вз-ствия между *кварками*. В совр. теории сильного вз-ствия — *квантовой хромодинамике* предполагается существование восьми Г., обладающих квант. хар-кой «*цвет*». Обмен Г. между кварками меняет «цвет» кварков, но оставляет неизменными все остальные квант. числа (электрич. заряд, *странность*, «*очарование*», «*красоту*»), т. е. сохраняет тип кварков (их «аромат»). Так как Г. обладают «цветом», они могут непосредственно взаимодействовать друг с другом путём порождения и поглощения Г. (глюонного поля). Экспериментально Г. проявляются в *глубоко неупругих процессах*. На долю Г. должно приходиться, напр., ок. 50% всей энергии покоя протона. Вследствие *удержания «цвета»* Г. не существуют в свободном состоянии, и, напр., при аннигиляции кварка и антикварка, образующих мезон, родившиеся Г. превращаются в адронные струи. Такие струи были обнаружены при распаде *ипсилон-частицы.*

А. В. Ефремов.

ГОД, промежуток времени, соответствующий периоду обращения Земли вокруг Солнца. Тропический Г.— промежуток времени между двумя последоват. прохождениями Солнца через точку весеннего равноденствия — равен 365,242 ср. солн. суток, т. е. равен 31556925,9747 с.

ГОДОГРАФ (от греч. hodós — путь, движение и gráphō — пишу) в механике, кривая, представляющая собой геом. место концов переменного (изменяющегося со временем) вектора, значения к-рого в разные моменты времени отложены от общего начала (рис.). Понятие «Г.» было введено англ. учёным У. Гамильтоном. Г. даёт наглядное геом. представление о том, как изменяется со временем физ. величина, изображаемая перем. вектором, и о скорости этого изменения, имеющей направление касательной к Г. Напр., скорость точки явл. величиной, изображаемой перем. вектором v. Отложив значения, к-рые имеет



вектор v в разные моменты времени от начала, получим Г. скорости; при этом величина, характеризующая быстроту изменения скорости в точке M, т. е. ускорение w в этой точке, имеет для любого момента времени направление касательной к Г. скорости в соответствующей его точке (M').

ГОЛДСТОУНОВСКИЙ БОЗОН, гипотетич. ч-ца с нулевой массой и нулевым спином; введена амер. физиком Дж. Голдстоуном (J. Goldstone) в нач. 60-х гг. Г. б. возникает в теории как квант возбуждения при *спонтанном нарушении симметрии* в квантово-полевых системах, содержащих непрерывный набор вырожденных низших (вакуумных) энергетич. состояний. Рождение и поглощение Г. б. сопровождают переходы между состояниями из этого набора. Т. о., разл. вакуумные состояния отличаются числом Г. б.

А. В. Ефремов.

ГОЛОГРАФИЯ (от греч. hólos — весь, полный и gráphō — пишу), способ записи и восстановления волн. поля, основанный на регистрации интерференц. картины, к-рая образована волной, отражённой предметом, освещаемым источником света (предметная волна), и когерентной с ней волной, идущей непосредственно от источника света (опорная волна; рис. 1, *а*). Зарегистрированная интерференц. картина наз. голограммой. Голограмма, освещённая опорной волной, создаёт такое же амплитудно-фазовое пространств. распределение волн. поля, к-рое создавала при записи предметная волна. Т. о., в соответствии с *Гюйгенса — Френеля принципом*, голограмма преобразует опорную волну в копию предметной волны (рис. 1, *б*).

Основы Г. были заложены в 1948 физиком Д. Габором (Великобритания). Желая усовершенствовать *электронный микроскоп*, Габор предложил

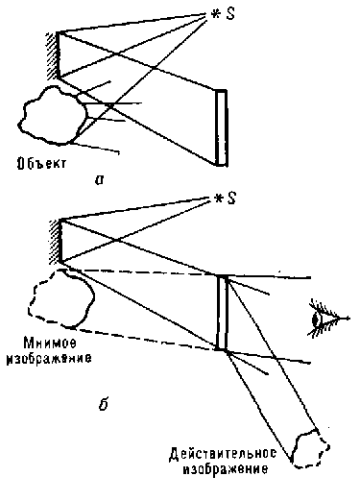


Рис. 1. Схемы получения голограммы (*а*) и восстановления волн. фронта (*б*); штриховкой показаны зеркала.

регистрировать информацию не только об амплитудах, но и о фазах электронных волн путём наложения на предметную волну попутной когерентной опорной волны. Модельные оптич. опыты Габора положили начало Г. Однако отсутствие мощных источников когерентного света не позволило ему получить качественных голографич. изображений. Второе рождение Г. пережила в 1962—63, когда амер. физики Э. Лейт и Ю. Упатниекс применили в кач-ве источника света *лазер* и разработали схему с наклонным опорным пучком, а Ю. Н. Денисюк осуществил запись голограммы в трёхмерной среде (см. ниже), объединив, т. о., идею Габора с цветной фотографией Липпмана. К 1965—66 были созданы теор. и эксперим. основы Г. В последующие годы развитие Г. идёт гл. обр. по пути совершенствования её применений.

Пусть интерференц. структура, образованная опорной и предметной волнами, зарегистрирована позитивным фотоматериалом. Тогда участки голограммы с макс. пропусканием света будут соответствовать тем участкам фронта предметной волны, в к-рых её фаза совпадает с фазой опорной волны. Эти участки будут тем прозрачнее, чем большей была интенсивность предметной волны. Поэтому при последующем освещении голограммы опорной волной в её плоскости непосредственно за ней образуется то же распределение амплитуды и фазы, к-рое было у предметной волны, что и обеспечивает восстановление последней.

Для восстановления предметной волны голограмму освещают источником, создающим копию опорной волны. В результате дифракции света на интерференц. структуре голограммы в дифракц. пучке первого порядка восстанавливается копия предметной волны, образующая неискажённое мнимое изображение предмета, расположенное в том месте, где предмет находился при голографировании. В случае двухмерной голограммы одновременно восстанавливается сопряжённая волна минус первого порядка, образующая искажённое действит. изображение предмета. Углы, под к-рыми распространяются дифракц. пучки нулевых и первых порядков, определяются углами падения на фотопластинку предметной и опорной волн. В схеме Габора *источник опорной волны и объект* располагались на оси голограммы (о с е в а я с х е м а). При этом все три волны распространялись за голограммой в одном и том же направлении, создавая взаимные помехи. В схеме Лейта и Упатниекса такие помехи были устранены наклоном опорной волны (в н е о с е в а я с х е м а).

Типы голограмм. Структура голограммы зависит от способа формирования предметной и опорной волн и от способа записи интерференц. картины. Предмет освещается пучком когерентного света, рассеянная им световая волна, несущая информацию о предмете, падает на фотопластинку, освещаемую опорным пучком. В зависимости от взаимного расположения предмета и пластинки, а также от наличия оптич. элементов между ними, связь между амплитудно-фазовыми распределениями предметной волны в

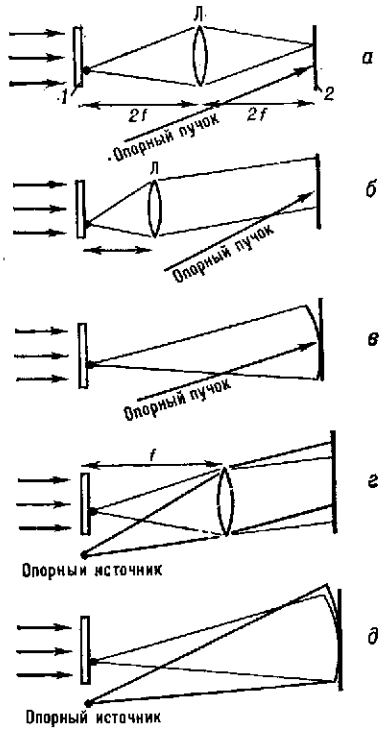


Рис. 2. Схемы получения голограмм разл. типов: *а* — голограмма сфокусиров. изображения; *б* — голограмма Фраунгофера; *в* — голограмма Френеля; *г* — голограмма Фурье; *д* — безлинзовая фурье-голограмма; *1* — предмет; *2* — фотопластинка; Л — линза; *f* — фокусное расстояние линзы.

плоскостях голограммы и предмета различна. Если предмет лежит в плоскости голограммы или сфокусирован на неё (рис. 2, *а*), то амплитудно-фазовое распределение на голограмме будет тем же, что и в плоскости предмета (г о л о г р а м м а с ф о к у с и р о в а н н о г о и з о б р а ж е н и я).

Когда предмет находится достаточно далеко от пластинки, либо в фокусе линзы Л (рис. 2, *б*), то каждая точка предмета посылает на пластинку параллельный световой пучок, при этом связь между амплитудно-фазовыми распределениями предметной волны в плоскости голограммы и в плоскости предмета даётся преобразованием Фурье (комплексная амплитуда предметной волны на пластинке — т. н. ф у р ь е - о б р а з предмета). Голограмма в этом случае наз. г о л о г р а м м о й Ф р а у н г о ф е р а. Если комплексные амплитуды предметной и опорной волн явл. фурье-образами и предмета и опорного источника, то голограмму наз. г о л о г р а м м о й Ф у р ь е. При записи голограммы Фурье предмет и опорный источник обычно располагают в фокусе линзы (рис. 2, *г*). В случае безлинзовой фурье-голограммы опорный источник располагают в плоскости предмета (рис. 2, *д*). При этом фронт опорной волны и фронты элем. волн, рассеянных отд. точками объекта, имеют одинаковую кривизну. В результате структура и св-ва голограммы практически такие же, как у фурье-голограммы. Г о л о г р а м м ы Ф р е н е л я образуются в том случае, когда каждая точка предмета посылает на пластинку сферич. волну (рис. 2, *в*). По мере увеличения расстояния между объектом и пластинкой голограммы Френеля переходят в голограммы Фраунгофера, а с уменьшением этого расстояния — в голограммы сфокусиров. изображений.

При встрече опорной и предметной волн в пр-ве образуется система *стоячих волн*, максимумы к-рых соответствуют зонам, в к-рых интерферирующие волны находятся в одной фазе, а минимумы — в противофазе. Для точечного опорного источника O_1 и точечного предмета O_2 поверхности максимумов и минимумов представляют собой систему гиперболоидов вращения (рис. 3). Пространств. частота ν интерференц. структуры (величина, обратная её периоду) определяется углом α, под к-рым сходятся в данной точке световые лучи, исходящие от опорного источника и предмета: $\nu = \left(2\sin\frac{\alpha}{2}\right)/\lambda$, где λ — длина волны. Плоскости, касательные к поверхности узлов и пучностей в каждой точке пр-ва, делят пополам угол α. В схеме Габора опорный источник и предмет расположены на оси голограммы, угол α близок к нулю и ν минимальна. Осевые голограммы наз. также о д н о л у ч е в ы м и, т. к. используется один пучок света, часть

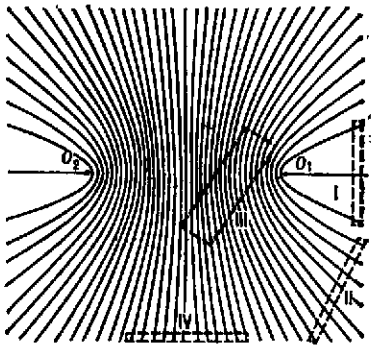


Рис. 3. Пространственная интерференц. структура, образующаяся в случае точечных объекта O_1 и источника света O_2: I — расположение фотопластинки в схеме Габора; II — в схеме Лейта и Упатниекса (с наклонным пучком); III — при записи голограммы на встречных пучках; IV — при записи безлинзовой фурье-голограммы.

к-рого рассеивается предметом и образует предметную волну, а другая часть, прошедшая через объект без искажения,— опорную волну.

В схеме Лейта и Упатниекса когерентный наклонный опорный пучок формируется отдельно (д в у х л у ч е в а я г о л о г р а м м а). Для двухлучевых голограмм ν выше, чем для однолучевых (требуются фотоматериалы с более высоким пространств. разрешением). Если опорный и предметный пучок падают на светочувствит. слой с разных сторон ($\alpha \sim 180°$), то ν максимальна и близка к $2/\lambda$ (г о л о г р а м м ы в о в с т р е ч н ы х п у ч к а х). Интерференц. максимумы располагаются вдоль поверхности материала в его толще. Эта схема была впервые предложена Денисюком. Поскольку при освещении такой голограммы опорным пучком восстановленная предметная волна распространяется навстречу освещающему пучку, такие голограммы иногда наз. о т р а ж а т е л ь н ы м и. Если толщина светочувствит. слоя δ много больше расстояния между соседними поверхностями интерференц. максимумов, то голограмму следует рассматривать как о б ъ ё м н у ю. Если же запись интерференц. структуры происходит на поверхности слоя или если толщина слоя сравнима с расстоянием d между соседними элементами структуры, то голограммы наз. п л о с к и м и. Критерий перехода от двухмерных голограмм к трёхмерным: $\delta \geqslant \geqslant 1{,}6d^2/\lambda$.

Интерференц. структура может быть зарегистрирована светочувствит. материалом одним из след. способов: 1) в виде вариаций коэфф. пропускания света или его отражения. Такие голограммы при восстановлении волн. фронта модулируют амплитуду освещающей волны (см. *Модуляция колебаний*) и наз. а м п л и т у д н ы м и. 2) В виде вариаций коэфф. преломления или толщины (рельефа). Такие голограммы при восстановлении волн. фронта модулируют фазу освещающей волны и поэтому наз. ф а з о в ы м и. Часто одновременно осуществляется фазовая и амплитудная модуляции. Напр., обычная фотопластинка регистрирует интерференц. структуру в виде вариаций почернения, показателя преломления и рельефа. После отбеливания голограммы остаётся только фазовая модуляция.

Зарегистрированная на фотопластинке интерференц. структура обычно сохраняется долго, т. е. процесс записи отделён во времени от процесса восстановления (стационарные голограммы). Однако существуют светочувствит. среды (нек-рые красители, кристаллы, пары металлов), к-рые почти мгновенно реагируют фазовыми или амплитудными хар-ками на освещённость. В этом случае голограмма существует только во время воздействия на среду предметной и опорной волн, а восстановление волн. фронта производится одновременно с записью, в результате вз-ствия опорной и предметной волн с образованной ими же интерференц. структурой (д и н а м и ч е с к и е г о л о г р а м м ы). На принципах динамич. Г. могут быть созданы системы постоянной и оперативной памяти, корректоры излучения лазеров, усилители изображений, устройства управления лазерным излучением, обращения волн. фронта.

Свойства голограмм. а) Осн. св-во голограммы, отличающее её от фотогр. снимка, состоит в том, что на снимке регистрируется лишь распределение амплитуды падающей на неё предметной световой волны, в то время как на голограмме, кроме того, регистрируется и распределение фазы предметной волны относительно фазы опорной волны. Информация об амплитуде предметной волны записана на голограмме в виде контраста интерференц. рельефа, а информация о фазе — в виде формы и частоты интерференц. полос. В результате голограмма при освещении опорной волной восстанавливает копию предметной волны.

б) Св-ва голограммы, регистрируемой обычно на негативном фотоматериале, остаются такими же, как в случае позитивной записи — светлым местам объекта соответствуют светлые места восстановленного изображения, а тёмным — тёмные. Это легко понять, принимая во внимание, что информация об амплитуде предметной волны заключена в контрасте интерференц. структуры, распределение к-рого на голограмме не меняется при замене позитивного процесса на негативный. При такой замене лишь сдвигается на π фаза восстановленной предметной волны, что незаметно при визуальном наблюдении, но иногда проявляется в голографич. интерферометрии (см. ниже).

в) В тех случаях, когда при записи голограммы свет от каждой точки объекта попадает на всю поверхность голограммы, каждый малый участок последней способен восстановить всё изображение объекта. Однако меньший участок голограммы восстановит меньший участок волн. фронта, несущего информацию об объекте. Если этот участок будет очень мал, то кач-во восстановленного изображения ухудшается. В случае голограмм сфокусиров. изображения каждая точка объекта посылает свет на соответствующий ей малый участок голограммы. Поэтому фрагмент такой голограммы восстанавливает лишь соответствующий ему участок объекта.

г) Полный интервал яркостей, передаваемый фотогр. пластинкой, как правило, не превышает одного-двух порядков, между тем реальные объекты часто имеют гораздо большие перепады яркостей. В голограмме, обладающей фокусирующими св-ками, используется для построения наиб. ярких участков изображения весь свет, падающий на всю её поверхность, и она способна передать градации яркости до пяти-шести порядков.

д) Если при восстановлении волн. фронта освещать голограмму опорным источником, расположенным относительно голограммы так же, как и при её экспонировании, то восстановленное мнимое изображение совпадает по форме и положению с самим предметом. При изменении положения восстанавливающего источника, при изменении его длины волны λ или ориентации голограммы и её размера соответствие нарушается. Как правило, такие изменения сопровождаются аберрациями восстановленного изображения.

е) Мин. расстояние между двумя соседними точками предмета, к-рые можно ещё увидеть раздельно при наблюдении изображения предмета с помощью голограммы, наз. р а з р е ш а ю щ е й с п о с о б н о с т ь ю г о л о г р а м м ы. Она растёт с увеличением размеров голограммы. Для круглой голограммы с диаметром D угл. разрешение $\delta\varphi = 1{,}22\lambda/D$; для голограммы квадратной формы со стороной квадрата L: $\delta\varphi = \lambda/L$. Для большинства схем предельный размер голограммы определяется разрешающей способностью регистрирующего фотоматериала (см. ниже), т. к. с ростом размеров голограммы растёт угол между предметным и опорным пучками и пространств. частота ν. Исключение составляет схема безлинзовой фурье-голографии, в к-рой ν при увеличении размеров голограммы не увеличивается.

ж) Яркость восстановленного изображения определяется д и ф р а к ц и о н н о й э ф ф е к т и в н о с т ь ю, равной отношению светового потока в восстановленной волне к световому потоку, падающему на голограмму при восстановлении. Она определяется типом голограммы, условиями её

МАКСИМАЛЬНО ДОСТИЖИМАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГОЛОГРАММ, %

Тип голограмм	Пропускающие		Отражательные	
	амплитудные	фазовые	амплитудные	фазовые
Двухмерные . . .	6,25	33,9	6,25	100
Трёхмерные . . .	3,7	100	7,2	100

записи, а также св-вами регистрирующего материала (см. табл.).

з) Если значения экспозиций в максимумах интерференц. структуры выходят за пределы линейного участка зависимости амплитудного пропускания от экспозиции, то запись голограммы становится нелинейной. Линейно зарегистрированную голограмму можно сравнить с *дифракционной решёткой* с синусоидальным распределением амплитудного пропускания, к-рая не образует дифракц. порядков выше первого. При нелинейной записи голограмма также представляет собой периодич. решётку, однако распределение амплитудного пропускания в этом случае может значительно отличаться от синусоидального из-за нелинейных искажений. Нелинейность проявляется в появлении волн высших порядков, а также в искажении амплитуд восстанавливаемых волн первого порядка. Влияние нелинейности на изображение сводится к усилению фона, появлению ореолов, искажению относит. интенсивностей разных точек объекта, а иногда и в появлении ложных изображений.

«Изображения», образованные дифрагиров. волнами высших порядков,

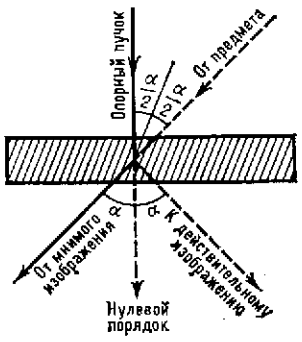


Рис. 4. Восстановление световой волны с помощью трёхмерной голограммы.

имеют мало общего с самим предметом. Однако в ряде случаев (напр., для голограмм сфокусиров. изображений) волны высших порядков всё же образуют изображения предмета, но распределение яркости в них, как правило, сильно искажено, а фаза изображения k-того порядка отличается в k раз от фазы изображения первого порядка. Это св-во используется для повышения чувствительности голографич. интерферометров в случае голограмм фазовых объектов.

Объёмные голограммы представляют собой трёхмерные структуры, в к-рых поверхности узлов и пучностей зарегистрированы в виде вариаций показателя преломления или коэфф. отражения среды. Поверхности узлов и пучностей направлены по биссектрисе угла α, к-рый составляют предметный и опорный пучки. Такие многослойные структуры при освещении опорной волной действуют подобно трёхмерным дифракц. решёткам (рис. 4). Свет, зеркально отражённый от слоёв, восстанавливает предметную волну.

Пучки, отражённые от разных слоёв, усиливают друг друга, если они синфазны, т. е. разность хода между ними равна λ (условие Липмана — Брэгга). Условие автоматически выполняется лишь для той длины волны, в свете к-рой регистрировалась голограмма. Это приводит к избирательности голограммы по отношению к длине волны источника, в свете к-рого происходит восстановление волн. фронта. Возникает возможность восстанавливать изображение с помощью источника света со сплошным спектром (лампа накаливания, Солнце). Если голограмма экспонировалась в свете, содержащем неск. спектр. линий (напр., синюю, зелёную и красную), то для каждой длины волны образуется своя трёхмерная интерференц. структура. Соответствующие длины волн будут выделяться из сплошного спектра при освещении голограммы, что приведёт к восстановлению не только структуры волны, но и её спектр. состава, т. е. к получению цветного изображения. Трёхмерные голограммы одновременно образуют только одно изображение (мнимое или действительное) и не дают волны нулевого порядка.

Источники света в голографии должны создавать когерентное излучение достаточно большой яркости. Временна́я *когерентность* определяет макс. разность хода l между предметным и опорным пучками, допустимую без уменьшения контраста интерференц. структуры. Эта величина определяется *шириной спектральной линии* $\Delta\lambda$ излучения (степенью монохроматичности): $l=\lambda^2/\Delta\lambda$. Пространств. когерентность излучения определяет способность создавать контрастную интерференц. картину световыми волнами, испущенными источником в разных направлениях. Для теплового источника она зависит от его размеров. Контраст K интерференц. картины в случае кругового источника диаметром d_0 равен:

$$K=\left|\frac{J_1\pi d_0\theta/\lambda}{\pi d_0\theta/\lambda}\right|,$$

где J_1 — ф-ция Бесселя 1-го порядка, θ — угол при вершине образованного лучами конуса. Положив $K\geqslant 1/\sqrt{2}$, имеем $d_0\leqslant\frac{1}{2}\frac{\lambda}{\theta}$, что и определяет максимально возможную протяжённость теплового источника света.

Лазерное излучение обладает высокой пространств. и врем. когерентностью при огромной мощности излучения. Для Г. стационарных объектов обычно используются лазеры непрерывного излучения, генерирующие в одной поперечной моде, в частности гелий-неоновый лазер ($\lambda=6328$ Å) и аргоновый ($\lambda=4880$ Å, 5145 Å). Для получения голограмм быстропротекающих процессов обычно применяют импульсные рубиновые лазеры ($\lambda=6943$ Å).

Светочувствительные материалы. Г. предъявляет к регистрирующим материалам ряд требований, из к-рых важнейшее — достаточно высокая разрешающая способность. Макс. пространств. частота ν структуры реализуется во встречных пучках ($\alpha=180°$). Для гелий-неонового лазера и фотоэмульсии с показателем преломления $n=1{,}5$ $\nu=4700$ лин/м. Наиболее подходящий для Г. фотоматериал — фотопластинки ВРЛ, ЛОИ, ПЭ (последние два типа имеют разрешающую способность $\nu_{макс}>5000$ лин/мм) и фотоплёнка ФПГВ ($\nu\sim 3000$ лин/мм). Помимо галогеносеребряных фотоматериалов, применяют и др. среды, в т. ч. допускающие многократное повторение цикла запись — стирание, а в нек-рых случаях и регистрацию голограмм в реальном времени. К их числу относятся термопластики, халькогенидные фотохромные стёкла, диэлектрич. и ПП кристаллы. Голограммы могут также регистрироваться на магн. плёнках, *жидких кристаллах*, фотополимерах, фоторезистах, на нанесённых на подложку слоях металлов, на хромированной желатине и т. д.

Применения. Записанные на голограмме световые волны при их восстановлении создают полную иллюзию существования объекта, неотличимого от оригинала. В пределах телесного угла, охватываемого голограммой, изображение объекта можно осматривать с разных направлений, т. е. оно явл. трёхмерным. Эти св-ва Г. используются в лекционных демонстрациях, при создании объёмных копий произведений искусства, голографич. портретов (изобразительная Г.). Трёхмерные св-ва голографич. изображений используются для исследования движущихся ч-ц, капель дождя или тумана, треков яд. ч-ц в *пузырьковых камерах* и *искровых камерах*. При этом голограмму создают с помощью импульсного лазера, а изображения восстанавливают в непрерывном излучении.

Объёмность изображения делает перспективным создание голографич. ки-

но и телевидения. Гл. трудность — создание огромных голограмм, через к-рые как через окно одновременно могло бы наблюдать изображение большое число зрителей. Эти голограммы должны быть динамическими, т. е. меняться во времени в соответствии с изменениями, происходящими с объектом. Пока голографич. кино используется только в физ. эксперименте для исследования быстропротекающих процессов. Голографич. телевидение также встретилось с трудностями создания динамич. сред в передающей и приёмной частях телевиз. системы. Другая трудность состоит в недостаточно большой полосе пропускания телевиз. канала, к-рую необходимо увеличить на неск. порядков для передачи трёхмерных движущихся сцен. С помощью Г. решается проблема визуализации акустич. полей (см. *Голография акустическая*) и эл.-магн. полей в радиодиапазоне (см. *Радиоголография*).

Если поместить голограмму на то место, где она экспонировалась, и осветить опорным пучком, то восстановится волна, рассеивавшаяся объектом во время экспозиции. Если же объект не убирать, то можно одновременно наблюдать две волны: непосредственно идущую от объекта и восстановленную голограммой. Эти волны когерентны и могут интерферировать. Если с объектом происходят к.-л. изменения, ведущие к фазовым искажениям рассеянной им волны (напр., деформация или изменение коэфф. преломления), то это скажется на виде наблюдаемой картины. Появятся интерференц. полосы, форма к-рых однозначно связана с изменениями. На этом основана голографич. интерферометрия, где, как и в обычной интерферометрии, происходит сравнение неск. волн. Наблюдаемая интерференц. картина указывает на различие форм сравниваемых волн, однако в обычной интерферометрии они формируются одновременно или с очень небольшой временно́й задержкой, макс. величина к-рой определяется временем когерентности ($\leqslant 10^{-4}$—10^{-5} с). Голограмма же позволяет зафиксировать световую волну и восстановить её копию в любой момент времени. Поэтому голографич. интерферометрия не связана с требованием одновременности формирования волн. Эта же особенность снизила требования к качеству оптич. деталей, т. к. обе интерферирующие волны, проходя по одному и тому же каналу, одинаково искажаются погрешностями оптики.

С помощью голограммы можно восстановить интерференц. картины световых волн, рассеянных объектом в разных направлениях. Это позволяет изучать пространств. неоднородности показателя преломления. Одним из первых применений голографич. интерферометрии было исследование механич. деформаций.

Г. применяется для хранения и обработки информации. Информация об объекте, записанная в виде интерференц. структуры, однородно распределена на большой площади. Это обусловливает высокую плотность записи информации и её большую надёжность. Обработка записанного на голограмме массива информации световым пучком происходит одновременно по всей голограмме (с огромной скоростью).

С помощью голографич. устройств осуществляются различные волн. преобразования, в т. ч. обращение волн. фронта с целью исключения аберраций (см. *Обращённый волновой фронт*).

Записывая голограммы в средах со спец. св-вами, можно воспроизводить состояние поляризации предметной волны и даже её изменение во времени.

Голограмма может быть изготовлена не только оптич. методом, но и рассчитана на ЭВМ (цифровая голограмма). Машинные голограммы используются для получения объёмных изображений не существующих ещё объектов. Машинные голограммы сложных оптич. поверхностей служат эталонами для интерференц. контроля поверхностей изделий.

● Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Денисюк Ю. Н., Принципы голографии, Л., 1978; Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В., Голографическая интерферометрия, М., 1977; Островский Ю. И., Голография и ее применение, Л., 1973; Вьено Ж.-Ш., Смигильский П., Руайе Ж., Оптическая голография, пер. с франц., М., 1973; Гудмен Дж., Введение в Фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970; Оптическая голография. Сб. статей, под ред. Ю. Н. Денисюка, Л., 1979; Голография. Методы и аппаратура, М., 1974; Ярославский Л. П., Мерзляков Н., Цифровая голография, М., 1982; Денисюк Ю. Н., Голография — что мы знаем о ней сегодня, «Природа», 1981, № 8.

Ю. И. Островский.

ГОЛОГРАФИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ, интерференционный способ получения изображения предметов с помощью акустич. волн. Осн. принцип получения акустических голографич. изображений подобен оптич. *голографии*: сначала регистрируется поле стоячих волн, образованных интерференцией двух звук. волн — рассеянной предметом и нек-рой опорной, а затем по полученной записи (акустич. голограмме) восстанавливается либо исходное изображение предмета, либо структура рассеянного этим предметом звук. поля на нек-ром расстоянии от него.

Поскольку скорость звука невелика, а большинство акустич. приёмников звука линейны (а не квадратичны, как в оптике), то, в отличие от оптич. голографии, в Г. а. можно вообще отказаться от использования опорной волны (регистрация мгновенного распределения акустич. поля) либо вводить её искусственно уже в электрич. канале. Восстановление акустич. голограммы обычно осуществляется в когерентном свете видимого диапазона, поэтому запись акустич. голограммы осуществляется на спец. носителях, параметры к-рых могут изменять либо амплитуду, либо фазу проходящих через них световых волн. В кач-ве носителей используют фотоплёнки, термопластики, кристаллы с электрооптич. эффектом и т. п. Чтобы акустич. голограмму сделать видимой, используют разл. методы *визуализации звуковых полей*.

Акустич. голограмму поля можно записать в виде последовательности электрич. сигналов на магн. ленте, а их обработку (восстановление) осуществить с помощью вычислит. машины (т. н. цифровые методы восстановления акустич. голограмм). Полученное изображение затем выводится на графический или полутоновый дисплей.

Выбор оптич. или цифровых методов восстановления акустич. голограмм определяется: диапазоном частот, требуемым быстродействием, объёмом входной информации (числом точек в изображении) и допустимыми искажениями в восстановленном изображении. Оптич. методы восстановления могут быть использованы практически в любом диапазоне частот, они дают возможность получения акустич. изображений со скоростью ~16—20 кадров/с при числе точек $\sim 5000 \times \times 5000$. Их недостатки — невысокая точность (от 3 до 5%) и искажения в продольных размерах восстановленного изображения, связанные с тем, что практически невозможно уменьшить размер акустич. голограммы в $\lambda_{эв}/\lambda_{св}$ раз (λ — длина волны соотв. звука и света).

Цифровые методы обычно используются в НЧ звук. диапазоне и пока не позволяют получить изображение в масштабе реального времени. Число точек обычно не превышает $1024 \times \times 1024$. Однако они обеспечивают по сравнению с оптич. восстановлением

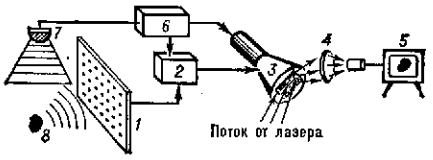


Рис. 1. Схема голографич. устройства с матричной двухмерной антенной: *1* — антенна; *2* — устройство параллельного формирования голограмм; *3* — устройство отображения голограммы на трубке с мишенью из электрооптич. кристалла; *4* — оптич. система восстановления изображения; *5* — индикатор, дающий изображение предмета; *6* — задающий генератор; *7* — излучатель; *8* — предмет.

бо́льшую точность и восстановление неискажённых изображений.

Для оптич. восстановления акустич. голограмм часто пользуются устройством с приёмной антенной в виде двухмерной матрицы приёмников звука (рис. 1), электрич. сигналы

с к-рых с помощью коммутатора модулируют силу тока электронно-лучевой трубки. Мишень трубки выполняют из прозрачного для света электрооптич. кристалла типа ДКДП. Электронный луч изменяет локальный коэфф. преломления крист. мишени в соответствии с интерференц. картиной рассеянного акустич. поля. Направляя на мишень световой поток от лазера, можно наблюдать в нек-рой области пр-ва восстановленное акустич. изображение предмета. В подобных устройствах число приёмных элементов в антенне должно быть достаточно велико, что создаёт техн. трудности при их практич. реализации.

Описанная схема (и ей подобные) используется в осн. в диапазоне звуковых и низких УЗ частот от 1 до 300—500 кГц. В более ВЧ диапазоне методы регистрации голограмм основываются на пространств. носителях, чувствительных к интенсивности звука. Наибольшее распространение получили способы, основанные на методе поверхностного рельефа. Звук. волна, падающая на отражающую поверхность воды, деформирует её, формируя рельеф, представляющий собой акустич. голограмму, к-рая при освещении её светом восстанавливает изображение (рис. 2).

При получении голографич. изображений предметов всегда следует помнить, что акустич. изображения могут быть неадекватны оптическим, даже если длины волн достаточно

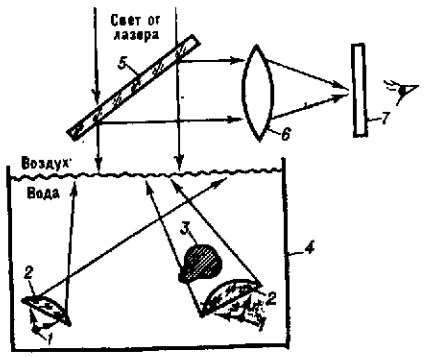


Рис. 2. Схема безлинзовой УЗ голографии: *1* — излучатели; *2* — акустич. линзы; *3* — предмет; *4* — кювета с водой; *5* — полупрозрачное зеркало; *6* — оптич. система восстановления; *7* — плоскость регистрации изображения.

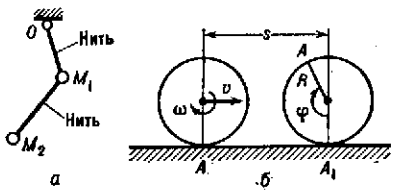
близки. Поскольку в Г. а. используются длины волн, как правило, большие, чем световые, то восстановленные звук. изображения предметов обычно имеют зернистую структуру и худшее разрешение. Для ликвидации этих явлений используют широкополосное излучение и звук. освещение с разл. сторон (аналог белого света и диффузной подсветки) для того, чтобы убрать зеркальные блики.

Благодаря св-ву акустич. волн распространяться на большие расстояния без затухания, Г. а. применяется в геофизике для исследования строения земной коры, поиска полезных ископаемых, получения изображений морского дна, в *гидролокации*.

Методы Г. а. используются в медицинской диагностике вследствие относительной безвредности УЗ умеренной мощности: визуализация мягких тканей, сосудов, новообразований, изображений внутр. органов.

● Бахрах Л. Д., Гаврилов Г. А., Голография, М., 1979; Бабин Л. В., Гуревич С. Б., Акустическая голография, «Акуст. ж.», 1974, т. 17, в. 4; Свет В. Д., Методы акустической голографии. [Обзор], Л., 1976; Применения голографии, пер. с англ., М., 1973.
В. Д. Свет.

ГОЛОНО́МНЫЕ СИСТЕ́МЫ, механич. системы, в к-рых все связи (см. *Связи механические*) явл. геометрическими (голономными), т. е. налагающими ограничения только на положения (или на перемещения за время движения) точек и тел системы, но не на величины их скоростей. Напр., двойной маятник (рис., *а*) явл. Г. с.; в нём связи (нити) налагают ограничения только на положения или перемещения грузов M_1 и M_2, но не на их скорости, к-рые при движении могут иметь любые значения. Связь, налагающая ограничения на скорости точек и тел системы, т. е. устанавливающая между этими скоростями определ. соотношения, наз. кинематической. Однако если эти соотношения можно свести к геометрическим, т. е. к соотношениям между перемещениями (или координатами) точек и тел системы, то такая связь также явл. голономной. Напр., при качении без скольжения колеса радиуса R по прямолинейному рельсу (рис., *б*) скорость v центра колеса и угл. скорость ω колеса связаны соотношением $v=R\omega$, но его можно свести к геом. соотношению $s=R\varphi$ между перемещением $s=AA_1$ центра и углом поворота φ колеса. Следовательно, это Г. с.



Кинематич. связи, не сводящиеся к геометрическим, наз. неголономными, а механич. системы с такими связями — *неголономными системами*. Разделение механич. систем на голономные и неголономные очень существенно, т. к. ряд ур-ний, позволяющих сравнительно просто решать задачи механики (напр., *Лагранжа уравнения* механики), применим только к Г. с.
С. М. Targ.

ГОМЕОПОЛЯ́РНАЯ СВЯЗЬ, то же, что *ковалентная связь*.

ГОМОГЕ́ННАЯ СИСТЕ́МА (от греч. homogenés — однородный), термодинамич. система, св-ва к-рой (состав, плотность, давление и др.) изменяются в пр-ве непрерывно. Гомогенными могут быть газовые смеси, жидкие или тв. р-ры и др. системы. Различают физически однородные и неоднородные Г. с. У однородных Г. с. с-ва в разл. частях системы одинаковы, у неоднородных — различны. Однако благодаря непрерывному изменению св-в в неоднородной Г. с., в отличие от *гетерогенной системы*, нет частей, ограниченных поверхностями раздела, на к-рых хотя бы одно св-во изменялось скачком (система однофазна). Примером физически неоднородной Г. с. может служить газ в поле тяготения — его плотность непрерывно изменяется с высотой.

ГОМОПЕРЕХО́Д, в отличие от *гетероперехода* — контакт двух областей с разными типами проводимости или концентрациями легирующей примеси в одном и том же кристалле *полупроводника*. Различают p — n-переходы, в к-рых одна из двух контактирующих областей легирована донорами, а другая — акцепторами (см. *Электронно-дырочный переход*), n^+—n-переходы (обе области легированы донорной примесью, но в разл. степени) и p^+—p-переходы (обе области легированы акцепторной примесью).
Э. М. Эпштейн.

ГОМОЦЕНТРИ́ЧЕСКИЙ ПУЧО́К ЛУЧЕ́Й в оптике, пучок световых *лучей*, в к-ром или сами лучи, или их продолжения пересекаются в одной точке. Волновая поверхность, соответствующая Г. п. л., явл. сферой; её центр и есть точка перссечения Г. п. л. *Изображение оптическое*, получаемое с помощью к.-л. оптич. системы, точно воспроизводит форму объекта лишь в том случае, если Г. п. л. после прохождения через данную систему снова превращается в Г. п. л.; только при этом условии каждой точке объекта соответствует одна определённая точка изображения.

ГОНИО́МЕТР (от греч. gōnía — угол и metréō — измеряю), прибор для измерения углов между гранями кристаллов. До открытия рентгеноструктурного анализа гониометрич. метод был основным для описания и идентификации кристаллов. В отражательном оптич. Г. кристалл, приклеенный к вращающейся оси, освещается, и лучи, отражённые от разных граней, поочерёдно наблюдаются в зрит. трубу. В более совершенных двухкружных Г. (Фёдорова, Гольдшмидта, Чапского) кристалл или зрит. трубу можно вращать вокруг двух осей.

● Флинт Е. Е., Практическое руководство по геометрической кристаллографии, 3 изд., М., 1956; его же, Начала кристаллографии, М., 1952.
М. П. Шаскольская.

ГОРЕ́НИЕ, сложная хим. реакция, протекающая в условиях прогрессивного самоускорения, связанного с накоплением в системе теплоты или катализирующих продуктов реакции.

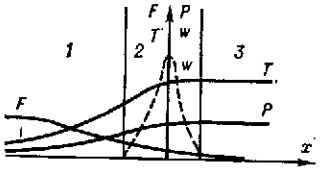
При Г. могут достигаться высокие (до неск. тыс. К) темп-ры, причём часто возникает излучающая свет область — пламя. К Г. относятся, напр., разл. экзотермич. реакции высокотемпературного окисления топлива, разложение взрывчатых в-в (ВВ), озона, ацетилена, соединения ряда в-в с хлором, фтором и др. Г. в большинстве случаев состоит из многих элем. хим. процессов и тесно связано с явлениями тепло- и массопереноса.

Отличит. особенность Г.— протекание хим. реакции в условиях её самоускорения. Механизмов самоускорения два — тепловой и цепной. При тепловом типе Г. скорость хим. реакции резко возрастает с ростом темп-ры и выделяющаяся в реакции теплота всё более её ускоряет. При цепном Г. самоускорение происходит вследствие лавинообразного роста (в процессе разветвлённо-цепной реакции) концентрации активных ч-ц — атомов или радикалов, стимулирующих хим. превращение.

Характерное св-во процесса Г.— способность к распространению в пр-ве. Благодаря процессам переноса (диффузии и теплопроводности) теплота или активные центры, накапливающиеся в горящем объёме, могут передаваться в соседние участки горючей смеси и инициировать там Г. В результате возникает движущийся фронт горения. Его скорость распространения наз. линейной скоростью Г. u. Массовая скорость Г. $m=\rho u$, где ρ — плотность исходной смеси. В отличие от *детонации*, где хим. реакция начинается вследствие быстрого и сильного сжатия в-ва ударной волной (см. *Взрыв*), скорость Г. невелика ($\sim 10^{-3}$—10 м/с), поскольку определяется сравнительно медленными процессами диффузии и теплопроводности. Если движение среды турбулентно, то скорость Г. увеличивается вследствие интенсивного турбулентного перемешивания.

Различают две стадии Г.— воспламенение и последующее сгорание (догорание) в-ва. Воспламенение может быть вынужденным (зажигание), кроме того, может наблюдаться самовоспламенение. В зависимости от агрегатного состояния исходного в-ва и продуктов Г. различают гомогенное Г., Г. взрывчатых в-в, гетерогенное Г.

При гомогенном Г. исходные в-ва и продукты Г. находятся в одинаковом агрегатном состоянии. К этому типу относится Г. газовых смесей (природного газа, водорода и т. п. с окислителем — обычно кислородом воздуха), Г. негазифицирующихся конденсиров. в-в (напр., термитов — смесей алюминия с окислами разл. металлов), а также изотермич. Г.— распространение цепной разветвлённой реакции в газовой смеси без значит. разогрева. На рисунке изображена структура фронта горения в смеси газообразных горючего и окислителя. Хим. реакция происходит в очень узкой зоне ($\sim 10^{-5}$ м) при темпре, близкой к темп-ре Г.: $T=T_0+Q/c_p$ (T_0 — темп-ра исходной смеси, Q — теплота сгорания, c_p — теплоёмкость газа при пост. давлении p). В зоне подогрева темп-ра газа растёт за счёт теплоты, выделившейся при



Изменение скорости тепловыделения w, концентраций продуктов горения P и горючего (или окислителя) F, темп-ры T во фронте гомогенного горения: *1* — зона подогрева; *2* — зона хим. реакции; *3* — продукты горения; x — пространств. координата.

Г. предыдущих порций смеси. В этой зоне происходит также убывание (вследствие диффузии) концентрации исходного в-ва так, что хим. реакция идёт в очень обеднённой смеси. Скорость тепловыделения w имеет резкий максимум, связанный с тем, что в начале реакции низка темп-ра, а в конце её нет горючего. Скорость Г. $u \sim \sqrt{\varkappa/\tau}$, $\tau \sim \exp(E/RT)$, где $\varkappa$ — коэфф. температуропроводности; τ — характерное время хим. реакции в зоне Г., к-рое определяется в осн. энергией активации E и темп-рой Г.; R — универс. газовая постоянная.

При Г. негазифицирующихся конденсиров. в-в диффузия обычно не происходит и процесс распространения Г. идёт только за счёт теплопроводности. При изотермич. Г., напротив, осн. процессом переноса явл. диффузия.

Г. взрывчатых веществ связано с переходом в-ва из конденсиров. состояния в газ. При этом на поверхности раздела фаз происходит сложный физ.-хим. процесс, при к-ром в результате хим. реакции выделяются теплота и горючие газы, догорающие в зоне Г. на нек-ром расстоянии от поверхности. Процесс Г. усложняется явлением диспергирования — переходом части конденсированного ВВ в газовую фазу в виде небольших частичек или капель.

При гетерогенном Г. исходные в-ва (напр., тв. или жидкое горючее и газообразный окислитель) находятся в разных агрегатных состояниях. Важнейшие техн. процессы гетерогенного Г.— Г. угля, металлов, сжигание жидких топлив в нефтяных топках, двигателях внутр. сгорания, камерах сгорания ракетных двигателей. Процесс гетерогенного Г. обычно очень сложен. Хим. превращение сопровождается дроблением горючего в-ва и переходом его в газовую фазу в виде капель и ч-ц, образованием окисных плёнок на ч-цах металла, турбулизацией смеси и т. д.

Важной особенностью процесса Г. явл. наличие критич. условий. Распространение Г. возможно лишь для определённых, характерных для данной горючей системы, областей изменения параметров (состава смеси, темп-ры и давления, условий теплоотвода во внеш. среду и др.). Критич. значения этих параметров наз. пределами Г. За этими пределами Г. прекращается. При эксперим. исследовании Г. обычно изучают зависимость скорости Г. от разл. параметров Г., дисперсности компонентов, структуры фронта Г., скорости хим. реакции, пределов Г. При этом используются разл. оптич. методы (высокоскоростная киносъёмка, голография), микротермопары, манометрич. и калориметрич. бомбы.

● Математическая теория горения и взрыва, М., 1980; Хитрин Л. Н., Физика горения и взрыва, М., 1957; Льюис Б., Эльбе Г., Горение, пламя и взрывы в газах, пер. с англ., М., 1948; Вильямс Ф. А., Теория горения, пер. с англ., М., 1971. См. также лит. при ст. *Взрыв*.

Б. В. Новожилов.

ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ (горячие дырки), подвижные *носители заряда* в тв. проводнике, энергетич. распределение к-рых заметно отличается (в сторону больших энергий) от равновесного распределения, определяемого *Ферми — Дирака статистикой* или *Больцмана статистикой*. Носители заряда становятся «горячими» при протекании электрич. тока через проводник под действием достаточно сильного электрич. поля.

При протекании тока электрич. поле ускоряет большее число носителей, а тормозит меньшее, и тем самым сообщает электронному газу дополнит. энергию. В то же время, если ср. энергия эл-нов выше равновесного значения, к-рое в невырожденном электронном газе равно $(^3/_2)kT$, электронный газ передаёт энергию *фононам* при рассеянии на них. Степень «разогрева» носителей заряда, т. е. увеличение их ср. энергии $\bar{\varepsilon}$ по сравнению с равновесным значением, зависит от величины поля E и *подвижности носителей тока* μ, а также от скорости передачи ими энергии фононам, к-рая характеризуется временем рассеяния энергии τ_ε. По порядку величины $\bar{\varepsilon} - {}^3/_2 kT \approx e\mu\tau_\varepsilon E^2$, где e — заряд эл-на. При темп-рах $T > \theta_D$ (θ_D — *Дебая температура*), когда рассеяние носителей на фононах с энергией $k\theta_D$ (в частности, на оптич. фононах) велико, τ_ε мало (в Ge $\tau_\varepsilon \sim 10^{-11}$ с). Поэтому характерная величина поля $E_р$, при к-ром разогрев носителей становится значительным, также велика: $E_р \geqslant 10^3$ В/см. При $T \ll \theta_D$, когда носители рассеивают энергию только на ДВ акустич. фононах, τ_ε гораздо больше ($3 \cdot 10^{-7}$ с в InSb n-типа при $T \sim 4$—6 К), а напряжённость электрич. поля, при к-рой разогрев носителей уже значителен, составляет: $E_р \sim 10^{-1}$—1 В/см.

Разогрев носителей с ростом поля приводит к изменению электропроводности σ ПП и отклонению его вольт-амперной хар-ки от закона Ома. Эфф. подвижность носителей тока изменяется, т. к. время рассеяния импульса, как правило, зависит от энергии носителя, к-рая в ср. растёт с ростом электрич. поля. Кроме того, Г. э., приобретая достаточно большую энергию, могут переходить в более высокие зоны проводимости, в к-рых их подвижность значительно отличается (обычно в меньшую сторону) от подвижности в ниж. зонах (см. *Зонная теория*). Напр., это имеет место в GaAs *n*-типа, InP *n*-типа и др. ПП. Изменяется и концентрация носителей либо из-за ударной генерации электронно-дырочных пар или ударной ионизации примесей Г. э., либо из-за изменения скорости рекомбинации горячих носителей или скорости захвата их примесными центрами. Обычно захват носителей происходит ионами примеси, знак заряда к-рых противоположен знаку заряда носителей. При этом скорость захвата уменьшается с разогревом, и концентрация носителей и электропроводность ПП растут. Однако иногда примесные центры заряжены одноимённо с носителями заряда и на больших расстояниях отталкивают их по закону Кулона. Тогда носитель, чтобы оказаться захваченным, должен преодолеть *потенциальный барьер*, вследствие чего скорость захвата растёт (время жизни уменьшается) с увеличением энергии Г. э. В результате концентрация носителей и электропроводность σ уменьшаются с ростом электрич. поля (наблюдается, напр., в Ge *n*-типа с примесями Cu и Au).

При достаточно сильном падении σ с ростом электрич. поля на вольтамперной хар-ке появляется т. н. падающий участок с *отрицательным дифференциальным сопротивлением*, она становится *N*-образной (см. *Ганна эффект*). В тех же случаях, когда σ, наоборот, сильно растёт, может наблюдаться *S*-образная хар-ка и, как следствие, *шнурование тока*. Когда при приближении к нек-рой величине напряжения ток очень круто растёт, говорят об электрич. пробое.

Нагрев эл-нов приводит и к др. эффектам: к эмиссии Г. э. из ненагретых ПП, к анизотропии электропроводности и коэфф. диффузии в кристаллах кубич. сингонии в сильных полях (в слабых полях они изотропны), к росту и анизотропии *флуктуаций электрических* (спектр. плотности шума, измеренные вдоль и поперёк тока, разные).

Г. э. возникают также: 1) при инжекции носителей из контакта двух проводников под действием приложенного к ним напряжения, 2) при генерации носителей светом с энергией фотонов, превышающей ширину запрещённой зоны ПП на величину, большую, чем величина характерной тепловой энергии носителей (ф о т о р а з о г р е в).

● Б о н ч-Б р у е в и ч В. Л., К а л а ш н и к о в С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; К о н у э л л Э., Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, пер. с англ., М., 1970; Д е н и с В., П о ж е л а Ю., Горячие электроны, Вильнюс, 1971. См. также лит. при ст. *Полупроводники*. *Ш. М. Коган.*

ГРАВИТАЦИО́ННАЯ МА́ССА (тяжёлая масса), физ. величина, характеризующая св-ва тела как источника *тяготения*; равна инертной массе. См. *Масса*.

ГРАВИТАЦИО́ННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, нарастание со временем отклонений от ср. значения плотности и скорости движения в-ва в косм. пр-ве под действием сил тяготения. При первопачально близком к однородному распределению в-ва (газа, плазмы) Г. н. должна приводить к образованию сгустков в-ва. Теория Г. н. разработана для однородной среды, а также для простейших геом. конфигураций: плоского слоя; цилиндрически симметричных конфигураций, неоднородных по радиусу; тонкого диска. Развитие Г. н. (гравитац. возмущений) в простых конфигурациях исследуется с целью объяснить происхождение скоплений галактик, отд. галактик и их внутр. структуры, звёзд и скоплений звёзд.

Силам тяготения, стремящимся сконцентрировать в-во, противодействуют силы упругости в-ва (определяемые градиентом давления) и др. негравитац. силы (эл.-магн., центробежные, вызванные вращением сгустка, и др.). Для однородной среды силы тяготения пропорц. размеру сгустка l, тогда как сила упругости пропорц. $1/l$. Поэтому при больших l силы тяготения велики по сравнению с силами упругости, и сгусток больших размеров сжимается. Напротив, при малых l действие сил тяготения слабее действия сил упругости. Т. о., среда устойчива относительно распада на отд. малые сгустки и неустойчива относительно образования сгустков больших размеров. Если рассматривать лишь силы тяготения и упругости, то критич. значение l_J, отделяющее область устойчивости от области Г. н., т. н. длина волны Джинса, равно: $l_J \approx a_{зв}\sqrt{\pi/G\rho}$, где $a_{зв}$ — скорость звука, G — *гравитационная постоянная*, ρ — плотность в-ва. Аналогичные ф-лы для критич. размера l_J могут быть получены и при учёте вращения, турбулентности, эл.-магн. и др. сил, противодействующих силам тяготения и повышающих гравитац. устойчивость в-ва. Возмущения больших масштабов ($l \gg l_J$) на фоне стационарного ср. распределения в-ва нарастают со временем экспоненциально (пропорц. $e^{\omega t}$, где $\omega \sim \sqrt{G\rho}$), а в расширяющейся (сжимающейся) среде — по степенному закону (пропорц. t^{α}, где t — время с начала расширения, а значение α определяется из ур-ния состояния в-ва). Следовательно, существующие на начальных стадиях расширения малые по амплитуде неоднородности растут со временем; это положение привлекается для объяснения возникновения галактик в теории расширяющейся Вселенной. Когда небольшие вначале неоднородности вырастают настолько, что относит. величина возмущения плотности становится порядка единицы ($\Delta\rho/\rho \sim 1$), наступает нелинейная стадия роста неоднородностей и возможно образование галактик и скоплений галактик. Всё большее развитие получает числ. моделирование этих нелинейных процессов.

● З е л ь д о в и ч Я. Б., Н о в и к о в И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; их же, Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976.

ГРАВИТАЦИО́ННАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ, фундаментальная физ. константа G, входящая в закон тяготения Ньютона $F=GmM/r^2$, где m и M — массы притягивающихся тел (матер. точек), r — расстояние между ними, F — сила притяжения, G 6,6720(41) $\times 10^{-11}$ Н·м^2·кг$^{-2}$ (на 1980). Наиболее точно значение Г. п. определяется динамич. методом — по изменению периода колебаний *крутильных весов*, вызванному приближением притягивающихся масс.

ГРАВИТАЦИО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ элементарных частиц, наиболее слабое из всех известных фундам. взаимодействий. Наблюдательные проявления Г. в. связаны с его дальнодействующим хар-ром и когерентным усилением гравитац. эффектов в макроскопич. масштабах (см. *Тяготение*). В макропроцессах эффекты Г. в. характеризуются *гравитационной постоянной* $G \approx 6{,}67\cdot10^{-8}$ см^{3}г$^{-1}$с$^{-2}$. В нерелятив. случае потенц. энергия U Г. в. двух ч-ц определяется их массами m_1 и m_2 и расстоянием r между ними по закону всемирного тяготения Ньютона: $U=-Gm_1m_2/r$. Если воспользоваться этим законом для оценки Г. в. элем. ч-ц, то, напр., Г. в. для двух протонов на расстоянии $r=10^{-13}$ см $U \approx 1{,}7\cdot10^{-42}$ эрг $\approx 10^{-36}$ МэВ, что в 10^{36} раз меньше их электростатического (кулоновского) вз-ствия на том же расстоянии. Поскольку Г. в. оказывается столь слабым на характерных малых расстояниях, доступных изучению в совр. экспериментах, эффекты Г. в. в процессах элем. ч-ц обычно не учитываются. Релятив. классич. теорией Г. в. явл. общая теория относительности (ОТО) Эйнштейна, к-рая в нерелятив. случае в пределе слабых гравитац. полей переходит в теорию тяготения Ньютона. В очень сильных гравитац. полях могут происходить квант. процессы образования ч-ц, аналогичные процессам рождения пар в сильных эл.-магн. полях. Теор. описание таких процессов рассматривается на основе ОТО.

Из постоянных G, $\hbar$ и c может быть составлена величина размерности массы: $m_{пл}=\sqrt{\hbar c/G} \approx 10^{-5}$ г. Эта т. н. планковская масса характеризует энергию $m_{пл}c^2 \approx 10^{19}$ ГэВ, при к-рой должен осуществляться переход к квант. описанию Г. в.; при меньших энергиях справедливо классич. описание процессов Г. в.

ОТО связывает Г. в. с общими св-вами *метрики пространства-времени*. Квантование Г. в. может привести к появлению у пространства-времени дискр. св-в (см. *Квантование пространства-времени*), причём комптоновскую длину волны $l_{пл}=\hbar/m_{пл}c \approx 10^{-33}$ см можно интерпретировать как *фундаментальную длину*, а время $t_{пл}=\hbar/m_{пл}c^2 \approx 10^{-43}$ с — как элем. временной интервал.

Последоват. квант. теория Г. в. ещё не построена. В системе ед. $\hbar=c=1$ гравитац. постоянная G явл. размерной константой с размерностью обратного квадрата массы, поэтому квант. описанию Г. в. отвечала бы неперенормируемая теория. Точно такую же размерность имеет фермиевская константа G_F эфф. вз-ствия слабых токов ($G_F \sim 10^{-5}/m_p^2$, где m_p — масса протона). Согласно единой калибровочной теории слабого и эл.-магн. вз-ствий (т. н. электрослабому вз-ствию; см. *Слабое взаимодействие*), величина $\Lambda=\sqrt{\hbar c^5/G_F} \approx 300$ ГэВ характеризует переход к полной симметрии этих вз-ствий. В совр. калибровочных теориях сильного вз-ствия (*квантовой хромодинамике*) и электрослабого вз-ствия эффекты Г. в. не учитываются. В моделях «великого объединения» сильного, слабого и эл.-магн. вз-ствий характерный масштаб масс, при к-ром происходит восстановление симметрии, оказывается $\sim 10^{14}$ — 10^{16} ГэВ, т. е. всего на неск. порядков меньше, чем $m_{пл}c^2$. Это наводит на мысль, что в единых калибровочных теориях при энергиях $\sim 10^{19}$ ГэВ может происходить переход к полной симметрии всех фундам. вз-ствий, т. е. объединение всех четырёх фундам. вз-ствий элем. ч-ц, включая Г. в. В одном из подходов решение этой проблемы связывают с *супергравитацией*. При этом с квант. процессами Г. в. связаны не только ч-цы со спином 2 — *гравитоны*, но и ч-цы со спином $^3/_2$ — «гравитино» и со спином 1 — «грави-фотоны». Интересным следствием существования «гравифотонов» могли бы быть эффекты антигравитации. Другой подход к объединению Г. в. и остальных вз-ствий мог бы быть связан с наличием в теории фундаментальной длины $l_{пл}$, что приводило бы к дискретным квант. св-вам пространства-времени и давало бы, напр., автоматич. обрезание УФ *расходимостей*. *М. Ю. Хлопов.*

ГРАВИТАЦИО́ННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, свободное (не связанное с источниками) гравитац. поле, к-рое (подобно эл.-магн. излучению) в виде волн распространяется в пр-ве со скоростью света. Г. и. возникает при неравномерном движении масс (тел). Существование гравитац. волн следует из общей теории относительности Эйнштейна (см. *Тяготение*). Экспериментально Г. и. не обнаружено из-за его крайне слабого вз-ствия с в-вом. Эффект излучения гравитац. волн очень слаб в земных лаб. условиях, однако в нек-рых катастрофических астрофиз. явлениях, напр. при вспышке *сверхновой звезды*, столкновении *пульсаров*, энергия, уносимая Г. и., может составлять сотые доли от полной энергии звезды. Во мн. лабораториях мира создаются спец. антенны для обнаружения всплесков Г. и. от таких источников. Всплески длительностью 10^{-3}—10^{-4} с, вызванные астрофиз. катастрофами в соседних с нашей галактиках, можно ожидать с частотой один раз в месяц. Гравитац. волна должна вызывать в направлении, перпендикулярном её распространению, относит. смещения свободных «пробных» масс и переменные механич. натяжения в протяжённых телах. Этот эффект и используется при разработке гравитац. антенн. Трудность обнаружения Г. и. с помощью таких антенн ясна из след. оценки: амплитуда относит. удлинения протяжённого тела (гравитац. антенны), по расчётам, лежит в пределах 10^{-19}—10^{-21}. Для регистрации столь малых смещений в одних типах антенн применяются лазерные интерферометры, в других — криогенная электроника.

Обнаружение Г. и. от внеземных источников будет одновременно означать открытие нового канала астрофиз. информации.

● Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Брагинский В.Б., Руденко В. Н., Релятивистские гравитационные эксперименты, «УФН», 1970, т. 100, в. 3, с. 395.

В. Б. Брагинский.

ГРАВИТАЦИО́ННОЕ ПО́ЛЕ (поле тяготения), см. *Тяготение*.

ГРАВИТАЦИО́ННОЕ СМЕЩЕ́НИЕ, изменение частоты эл.-магн. излучения при его распространении в гравитационном поле. См. *Красное смещение*.

ГРАВИТАЦИО́ННЫЕ ВО́ЛНЫ, переменное гравитац. поле, к-рое излучается ускоренно движущимися массами, «отрывается» от своего источника и, подобно эл.-магн. излучению, распространяется в пространстве со скоростью света. См. *Гравитационное излучение*.

ГРАВИТАЦИО́ННЫЙ КОЛЛА́ПС, процесс гидродинамич. сжатия тела под действием собств. сил тяготения. Этот процесс в природе возможен только у достаточно массивных тел, в частности у звёзд. Необходимое условие Г. к.— понижение упругости в-ва внутри звезды, к-рое приводит к более быстрому нарастанию при сжатии сил тяготения по сравнению с силами внутр. давления. Это связано с расходом энергии на расщепление ядер и рождение ч-ц, в т. ч. нейтрино (см. *Нейтронизация вещества*), и потерями энергии с нейтрино, уходящими из звезды. В течение эволюции звезды условия, ведущие к Г. к., осуществляются дважды: 1) при образовании звезды из межзвёздной пыли и газа, 2) при исчерпании термояд. горючего и достижении в центре звезды высоких значений плотности ($\rho \sim 10^7$ — 10^{10} г/см^3) и темп-ры ($T \sim 10^9$—10^{10} К). В первом случае Г. к. останавливается после начала в звезде термояд. реакций *водородного цикла*, ведущих к интенсивному выделению энергии. Второй случай возможен только у достаточно массивных звёзд с $M > M_ч \approx 1{,}2\ M_\odot$ ($M_ч$ — т. н. предел Чандрасекара, $M_\odot$ — масса Солнца). Как показывает гидродинамич. теория, Г. к. развивается катастрофич. образом — скорости сжатия близки к скоростям свободного падения. Г. к. или заканчивается остановкой в состоянии горячей *нейтронной звезды* ($\rho \sim 10^{14}$ г/см^3, $T \sim 10^{11}$ К), если масса $M \leqslant 2$—$3\ M_\odot$, или переходит безостановочно в релятивистский Г. к. (при $M > 2$—$3\ M_\odot$), приводящий к образованию *чёрной дыры*. Очень важную роль при Г. к. играет мощное нейтринное излучение, порождаемое гл. обр. обычными бета-процессами (см. *Бета-распад*, *Нейтринная астрофизика*). Фактически нейтринное излучение определяет всю динамику Г. к., в частности скорости сжатия, время коллапса, темп-ру и плотность в-ва в случае остановки коллапса. Св-ва чёрной дыры описываются общей теорией относительности, поскольку около коллапсирующей звезды изменяются св-ва пространства-времени. За исключением ранних стадий развития Вселенной, Г. к.— единств. путь рождения чёрных дыр. Г. к. звёзд может сопровождаться сбросом внеш. оболочки, что связывается со вспышками *сверхновых звёзд*. Теория предсказывает сброс оболочки у коллапсирующих звёзд сравнительно небольших масс ($M \sim M_ч$). Хар-р сброса зависит от структуры оболочки, наличия в ней вращения и магн. поля. При сбросе оболочки, сопровождающем Г. к. центр. части звезды, образуются в большом кол-ве разл. хим. элементы (происходит *нуклеосинтез*).

● Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Новиков И. Д., Гравитационный коллапс, в кн.: Физика космоса, М., 1976 (Маленькая энциклопедия).

В. С. Имшенник.

ГРАВИТАЦИО́ННЫЙ РА́ДИУС, в общей теории относительности (см. *Тяготение*) — радиус сферы, на к-рой сила тяготения, создаваемая сферической, невращающейся массой m, целиком лежащей внутри этой сферы, стре-

мится к бесконечности. Г. р. (r_g) определяется массой тела : $r_g = 2Gm/c^2$, где G — *гравитационная постоянная*. Г. р. обычных астрофиз. объектов ничтожно малы по сравнению с их действит. размерами; так, для Земли $r_g \approx 0{,}9$ см, для Солнца $r_g \approx 3$ км. Если тело сжать до размеров Г. р., то никакие силы не смогут остановить его дальнейшего сжатия под действием сил тяготения. Такой процесс, наз. релятивистским *гравитационным коллапсом*, может происходить с достаточно массивными звёздами (как показывает расчёт, с массой примерно больше двух солн. масс) в конце их эволюции; если, исчерпав ядерное «горючее», звезда не взрывается и не теряет массу, то, сжимаясь до размеров Г. р., она должна испытывать релятив. гравитац. коллапс. При гравитац. коллапсе из-под сферы радиуса r_g не может выходить никакое излучение, никакие ч-цы, вторая космич. скорость на r_g равна скорости света. С точки зрения внеш. наблюдателя, находящегося далеко от звезды, с приближением размеров звезды к r_g время неограниченно замедляет темп своего течения. Поэтому для такого наблюдателя радиус коллапсирующей звезды приближается к Г. р. асимптотически, никогда не становясь меньше его. *И. Д. Новиков.*

ГРАВИТА́ЦИЯ (от лат. gravitas — тяжесть), то же, что *тяготение*.

ГРАВИТО́Н, квант гравитац. поля (поля *тяготения*), обладающий нулевыми массой и электрич. зарядом и спином 2 (в ед. $\hbar$). Экспериментально пока не обнаружен.

ГРАД (гон), единица плоского угла, равная 1/100 прямого угла, обозначается ^{g}. 1^g 0,0157 *радиан* = 0,900° (угл. градусов). $1° = 1{,}111^g$.

ГРАДУИРО́ВКА средств измерений, метрологич. операция, при помощи к-рой *средство измерений* (меру или измерит. прибор) снабжают шкалой или градуировочной таблицей (кривой). Отметки шкалы должны с требуемой точностью соответствовать значениям измеряемой величины, а таблица (кривая) отражать связь эффекта на выходе прибора с величиной, подводимой к входу (напр., зависимость эдс *термопары* термоэлектрич. термометра от темп-ры рабочего спая). Г. производится с помощью более точных, чем градуируемые, средств измерений, по показаниям к-рых устанавливают действит. значения измеряемой величины. Точные средства измерений градуируют индивидуально, менее точные снабжают типовой шкалой, напечатанной заранее, или стандартной таблицей (кривой) градуировки. *К. П. Широков.*

ГРА́ДУС (от лат. gradus — шаг, ступень, степень) температурный, общее наименование разл. ед. темп-ры, соответствующих разным *температурным шкалам*. Различают Г. шкалы Кельвина, или *кельвин* (К), градус Цельсия (°С), Реомюра (°R), Фаренгейта (°F), Ранкина (°Ra). 1 К = 1°С = 0,8°R = = 1,8°F = 1,8°Ra. Кельвин — одна из осн. ед. СИ.

ГРА́ДУС угловой, единица плоского угла, равна $^1/_{90}$ части прямого угла, обозначается °. $1° = 60' = 3600''$, где $'$ — обозначение угл. минуты, $''$ — угл. секунды. В Г. измеряют также дуги окружности (полная окружность равна 360°).

ГРАММ (франц. gramme, от лат. и греч. gramma — мелкая мера веса), основная ед. массы в *СГС системе единиц* и дольная ед. СИ (0,001 кг). 1 г с точностью до 0,2% равен массе 1 см^3 химически чистой воды при темп-ре её наибольшей плотности (ок. 4°С).

ГРАММ-А́ТОМ, выходящее из употребления наименование ед. кол-ва в-ва, индивидуальной для каждого конкретного в-ва. 1 Г.-а.— кол-во в-ва (хим. элемента), масса к-рого в граммах равна его ат. массе. В СИ осн. ед. количества в-ва — *моль*.

ГРАММ-МОЛЕ́КУЛА, устаревшее наименование ед. количества в-ва — *моля*.

ГРА́СГОФА ЧИСЛО́ [по имени нем. учёного и инженера Ф. Грасгофа (Грасхоф, F. Grashof)], *подобия критерий*, определяющий перенос теплоты для случая свободной *конвекции*, когда движение среды происходит под действием силы тяжести и вызывается разностью плотностей из-за неравномерности поля темп-р, Г. ч.

$$Gr = \frac{gl^3}{\nu^2}\beta\Delta T,$$

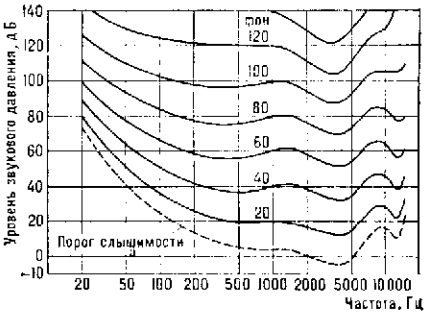
где g — ускорение свободного падения, l — характерный размер, ν — коэфф. кинематич. вязкости, β — коэфф. объёмного расширения, ΔT — разница темп-р между поверхностью тела и средой или разл. слоями среды. Г. ч. явл. произведением числа $g\beta\Delta Tl^2/\nu v$, характеризующего отношение силы трения к подъёмной (архимедовой) силе, на *Рейнольдса число* $Re = vl/\nu$, где v — скорость течения жидкости или газа.

ГРАФИ́Т (нем. Graphit, от греч. *gráphō* — пишу), природный и синтетич. кристалл углерода, устойчивый при норм. условиях. *Точечная группа симметрии* $6/mmm$, плотность 2,23 г/см^3, $T_{пл} = 3850 \pm 50$°С. Кислотоупорен (окисляется только при высоких темп-рах), жаропрочен, легко обрабатывается, хорошо проводит электрич. ток. Обладает малым сечением захвата тепловых нейтронов, малым коэфф. трения, резкой анизотропией св-в: твёрдость вдоль оси 6 по шкале Мооса — 1, перпендикулярно этой оси — 5,5 и выше; коэфф. теплового расширения α вдоль оси 6 равен $28{,}2 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$, перпендикулярно этой оси: $1{,}5 \times 10^{-6}$ К$^{-1}$. При облучении нейтронами увеличиваются твёрдость, электросопротивление, модуль упругости, а теплопроводность уменьшается (в 20 раз). Синтетич. Г. применяется в кач-ве эррозионностойких покрытий для сопел ракетных двигателей, камер сгорания, для изготовления отд. деталей ракет, в электротехнике и хим. промышленности, а также в кач-ве замедлителя нейтронов в *ядерных реакторах*.

ГРАФИ́ЧЕСКАЯ СТА́ТИКА (графостатика), учение о графич. методах решения задач *статики*. Методами Г. с. путём соответствующих геом. построений могут определяться искомые силы, изгибающие моменты, центры тяжести и моменты инерции плоских фигур и др. С использованием *Д'Аламбера принципа* методы Г. с. могут применяться к решению задач динамики. Г. с. пользуются в строит. механике при расчётах балок, ферм и др. конструкций, а также при расчётах усилий в разл. деталях механизмов и машин. По точности расчётов методы Г. с. значительно уступают аналитическим (численным) методам.

● См. лит. при ст. *Статика*.

ГРО́МКОСТЬ ЗВУ́КА, величина, характеризующая слуховое ощущение для данного звука. Г. з. сложным образом зависит от *звукового давления* (или *интенсивности звука*), частоты и формы колебаний. При неизменной частоте и форме колебаний Г. з. растёт с увеличением звук. давления



Кривые равной громкости — зависимость уровня звук. давления (в дБ) от частоты при заданной громкости (в фонах).

(рис.). При *одинаковом* звук. давлении Г. з. чистых тонов (гармонич. колебаний) разл. частоты различна, т. е. на разных частотах одинаковую громкость могут иметь звуки разной интенсивности. Г. з. данной частоты оценивают, сравнивая её с громкостью чистого тона частотой 1000 Гц. Уровень звук. давления (в дБ) чистого тона с частотой 1000 Гц, столь же громкого (сравнением на слух), как и измеряемый звук, наз. уровнем громкости данного звука (в *фонах*).

ГРУППОВА́Я СКО́РОСТЬ, скорость движения группы или цуга волн, образующих в каждый данный момент времени локализованный в пр-ве *волновой пакет* (рис. 1). В линейных средах, где соблюдается *суперпозиции принцип*, его можно рассматривать

как набор гармонич. волн с частотами в интервале $\omega_0-\Delta\omega<\omega<\omega_0+\Delta\omega$ тем более узком, чем плавнее и протяжённее огибающая группы. Длина пакета ΔL и его спектр. полоса $\Delta\omega$ ограничены снизу соотношением $\Delta L\,\Delta k\geqslant 1$, где *волновое число* k связано с частотой ω дисперсионным соотношением $\omega=\omega(k)$ (см. *Дисперсия волн*).

Если среда не обладает дисперсией, то все гармонич. волны распространяются с одной и той же *фазовой*

Рис. 1. Волновой пакет.

скоростью и пакет ведёт себя как строго стационарная волна — его Г. с. совпадает с фазовой скоростью. При наличии дисперсии волны разл. частот распространяются с разными фазовыми скоростями и форма огибающей искажается. Однако для сигналов с достаточно узким спектром, когда фазовые скорости гармонич. волн, образующих волн. пакет, мало отличаются друг от друга, и на не слишком больших расстояниях, когда форма огибающей приближённо сохраняется, влияние дисперсии сказывается лишь на скорости перемещения

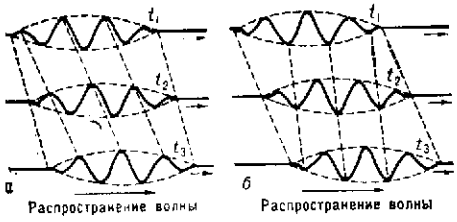


Рис. 2. Последовательные моментальные снимки группы волн в моменты времени t_1, t_2, t_3: *а* — в случае нормальной дисперсии; *б* — в случае аномальной дисперсии.

огибающей, к-рая и есть Г. с. Поскольку распространение двух синусоидальных волн с близкими частотами $\omega_0+\Delta\omega$ пакета описывается выражениями

$$\sin[(\omega_0\pm\Delta\omega)t-(k_0\pm\Delta k)x],$$

то скорость их огибающей равна $\Delta\omega/\Delta k$, что в пределе приводит к ф-ле: $v_{\text{гр}}=\partial\omega/\partial k|_{k_0}$.

На рис. 2 представлены три последовательных мгновенных снимка сигнала с узким спектром, распространяющегося в среде с дисперсией. Наклон пунктирных прямых, соединяющих точки одинаковой фазы, характеризует фазовую скорость; наклон прямых, соединяющих соответствующие точки огибающей (начала и концы сигнала), характеризует Г. с. сигнала. Если при распространении сигнала максимумы и минимумы движутся быстрее, чем огибающая, то это означает, что фазовая скорость данной группы волн превышает её Г. с. (рис. 2, *а*). При распространении сигнала в его «хвостовой» части возникают всё новые максимумы, к-рые постепенно перемещаются вперёд вдоль сигнала, достигают его «головной» части и там исчезают. Такое положение имеет место в случае т. н. норм. дисперсии, т. е. в средах, где показатель преломления n увеличивается с ростом частоты гармонической волны ($dn/d\omega>0$). Такую дисперсию наз. также отрицательной, поскольку с ростом k фазовая скорость v_ϕ волны убывает. Примеры сред с норм. дисперсией — в-ва, прозрачные для оптич. волн, волноводы, изотропная *плазма* и др. Однако в ряде случаев наблюдается аномальная (положительная) дисперсия среды ($dn/d\omega<0$); в этих случаях Г. с. сигнала превышает v_ϕ ($\partial\omega/\partial k>\omega/k$). Максимумы и минимумы появляются в передней части группы (рис. 2, *б*), перемещаются назад и исчезают в «хвосте» сигнала. Аномальная дисперсия характерна для капиллярных волн на поверхности воды ($v_{\text{гр}}=2v_\phi$), для эл.-магн. и акустич. волн в средах с резонансным поглощением, а также (при определ. условиях) для волн в периодич. структурах (кристаллы, замедляющие структуры и т. п.). При этом возможна даже ситуация, при к-рой Г. с. направлена противоположно фазовой.

Понятие Г. с. играет важную роль и в физике и в технике, поскольку все методы измерения скоростей распространения волн, связанные с запаздыванием сигналов (в т. ч. *скорости света*), дают Г. с. Именно она фигурирует при измерении дальности в гидро- и радиолокации, при зондировании ионосферы, в системах управления косм. объектами и т. д. Согласно *относительности теории*, всегда $v_{\text{гр}}\leqslant c$, где c — скорость света в вакууме; для фазовых скоростей ограничений не существует.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Пирс Дж., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 2 изд., М., 1976 (Берклеевский курс физики, т. 3).

М. А. Миллер, Е. В. Суворов.

ГРЭЙ (Гр, Gy), единица СИ поглощённой *дозы* ионизирующего излучения и *кермы*. Названа в честь англ. учёного Л. Грэя (Грей, L. Gray). 1 Гр равен дозе излучения, при к-рой облучённому в-ву массой 1 кг передаётся энергия любого ионизирующего излучения 1 Дж. 1 Гр$=$ $=1$ Дж/кг$=10^4$ эрг/г$=10^2$ *рад*.

ГРЮНАЙЗЕНА ЗАКО́Н, устанавливает, что отношение коэфф. теплового расширения α к *теплоёмкости* C_V тв. тела (при пост. объёме) не зависит от темп-ры. Для кристаллов с простыми крист. решётками (для большинства элементов и ряда простых соединений, напр. галогенидов):

$$\alpha/C_V=\theta_{\text{Д}}Vd\theta_{\text{Д}}/dp,$$

где $\theta_{\text{Д}}$ — *Дебая температура*, V — объём тела, p — давление. Установлен эмпирически в 1908 нем. физиком Э. Грюнайзеном (E. Grüneisen).

ГУ́КА ЗАКО́Н, выражает линейную зависимость между напряжениями и малыми деформациями в упругой среде. В 1660 англ. учёный Р. Гук (R. Hooke) обнаружил, что при растяжении стержня длиной l и площадью поперечного сечения S удлинение стержня Δl пропорц. растягивающей силе F, т. е. $\Delta l=kF$, где $k=l/ES$ (E — модуль Юнга). Г. з. можно представить в виде: $\sigma=E\varepsilon$, где $\sigma=F/S$ — норм. напряжение в поперечном сечении, $\varepsilon=\Delta l/l$ — относит. удлинение стержня. При сдвиге касат. напряжение τ пропорц. деформации сдвига γ, т. е. $\tau=G\gamma$, где G — модуль сдвига.

В сложном напряжённом состоянии изотропного упругого тела шесть компонентов тензора *напряжений* σ_{ij} связаны с шестью компонентами тензора *деформации* ε_{ij} обобщённым Г. з.: $\sigma_{11}=\lambda\theta+2\mu\varepsilon_{11}$, $\sigma_{22}=\lambda\theta+2\mu\varepsilon_{22}$, . . ., $\sigma_{31}=2\mu\varepsilon_{31}$, где $\theta=\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}$ — относит. изменение объёма, λ и μ — постоянные Ламе. Следовательно, упругие св-ва изотропного материала определяются двумя константами λ и μ, через к-рые выражаются др. *модули упругости*.

В анизотропном материале обобщённый Г. з. имеет вид:

$$\sigma_{11}=C_{11}\varepsilon_{11}+C_{12}\varepsilon_{22}+C_{13}\varepsilon_{33}+$$
$$+C_{14}\varepsilon_{12}+C_{15}\varepsilon_{23}+C_{16}\varepsilon_{31},$$
. . . . . .

причём из 36 модулей упругости C_{ij} в общем случае анизотропии независимы 21. Г. з. справедлив для большинства тв. тел при малых деформациях и явл. основным физ. законом *упругости теории*.

● Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959; Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., 2 изд., М., 1979.

В. С. Ленский.

ГЮГОНЬО́ АДИАБА́ТА, кривая, определяемая Гюгоньо ур-нием. См. *Ударная волна*.

ГЮГОНЬО́ УРАВНЕ́НИЕ [по имени франц. учёного П. А. Гюгоньо (P. H. Hugoniot)], уравнение, связывающее плотность и давление в потоке газа перед фронтом ударной волны с плотностью и давлением газа за волной. Кривая, изображающая Г. у., наз. адиабатой Гюгоньо (см. *Ударная волна*). Г. у. применяется в газовой динамике, а также в теории взрыва и детонации.

ГЮЙГЕНСА ОКУЛЯ́Р, см. *Окуляр*.

ГЮЙГЕНСА — ФРЕНЕ́ЛЯ ПРИ́НЦИП, приближённый метод решения задач о распространении волн, особенно световых. Согласно этому принципу, первоначально введённому голл. учёным Х. Гюйгенсом (Ch. Huygens; 1678), каждый элемент поверхности, к-рой достигла в данный момент волна, явл. центром элем. волн, огибающая к-рых будет волн. поверхностью в следующий момент времени (рис. 1);

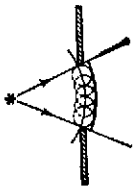


Рис. 1.

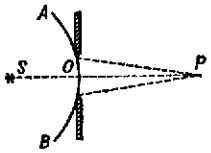


Рис. 2.

обратные элем. волны (пунктирные линии) во внимание не принимаются. Этот принцип упрощает задачу определения влияния всего волн. процесса, совершающегося в нек-ром объёме, на к.-л. точку, сведя её к вычислению действия на данную точку произвольно выбранной волн. поверхности. Принцип Гюйгенса объясняет распространение волн, согласующееся с законами *геометрической оптики*, но не объясняет явлений дифракции. Франц. физик О. Ж. Френель (A. J. Fresnel; 1815) дополнил принцип Гюйгенса, введя представление о *когерентности* элем. волн и *интерференции волн*, что позволило рассмотреть на основе Г.— Ф. п. многие дифракц. явления (см. *Дифракция волн*, *Дифракция света*).

Согласно Г.— Ф. п., волн. возмущение в нек-рой точке P (рис. 2) можно рассматривать как результат интерференции элем. вторичных волн, излучаемых каждым элементом некоторой волн. поверхности. На рис. такой поверхностью явл. сферич. поверхность AOB волны, излучаемой точечным источником S. Если рассматривается распространение волн, ограниченное к.-л. препятствием (напр., отверстие в непрозрачном экране, как на рисунке), то целесообразно выбрать волн. поверхность так, чтобы она касалась краёв препятствия.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (*Общий курс физики*).

Д

ДАВЛЕ́НИЕ, физ. величина, характеризующая интенсивность нормальных (перпендикулярных к поверхности) сил, с к-рыми одно тело действует на поверхность другого (напр., фундамент здания на грунт, жидкость на стенки сосуда, газ в цилиндре двигателя на поршень). Если силы распределены вдоль поверхности равномерно, то Д. p на любую часть поверхности равно: $p=F/S$, где S — площадь этой части, F — сумма приложенных перпендикулярно к ней сил. При неравномерном распределении сил это равенство определяет ср. Д. на данную площадку, а в пределе, при стремлении величины S к нулю,— Д. в данной точке.

Для непрерывной среды аналогично вводится понятие «Д.» в каждой точке среды. В любой точке покоящейся жидкости или газа Д. по всем направлениям одинаково; это справедливо и для движущейся жидкости или газа, если их можно считать идеальными (лишёнными трения). В вязкой жидкости под Д. в данной точке понимают ср. значение Д. по трём взаимно перпендикулярным направлениям. Согласно кинетич. теории газов, Д. в газовой среде связано с передачей импульса при столкновениях находящихся в тепловом движении молекул газа друг с другом или с поверхностью граничащих с газом тел. Д. в газах (его можно назвать тепловым) пропорц. темп-ре (кинетич. энергии ч-ц, см. *Газ*).

Измеряют Д. манометрами, барометрами, вакуумметрами, а также разл. датчиками Д. Единицы Д. имеют размерность силы, делённой на площадь: в Междунар. системе единиц единица Д.—1 Па=$Н/м^2$, в МКГСС системе единиц — 1 кгс/см^2. Существуют внесистемные единицы Д.: физ. атмосфера (атм), техн. атмосфера (ат), бар, а также мм вод. ст. и мм рт. ст. (торр).

О физ. природе Д. волн (звук., ударных, эл.-магн.) см. в ст. *Давление звукового излучения*, *Ударная волна*, *Световое давление*.

ДАВЛЕ́НИЕ ВЫСО́КОЕ. Границы Д. в. условны, обычно высокими считают давления p, превышающие нек-рое характерное для данного физ. явления (или конкретной задачи) значение. Часто Д. в. считают $p>0{,}1$ ГПа (св. 10^3 ат); столь же условно деление Д. в. на высокие и сверхвысокие.

Длительно действующие Д. в. наз. статическими, кратковременно действующие — мгновенными или динамическими. В покоящихся газах и жидкостях Д. в. явл. гидростатическими. При всестороннем сжатии тв. тела в нём возникает т. н. квазигидростатическое Д. в.— сложная система механич. напряжений, к-рые в общем случае изменяются от одной точки среды к другой. Ср. давлением (ср. норм. напряжением) в данной точке тела наз. ср. арифметич. значение норм. напряжений σ в трёх взаимно перпендикулярных направлениях. Чем меньше величина напряжений сдвига ($\tau\sim|\sigma_{макс}-\sigma_{мин}|$) по сравнению со ср. давлением, тем ближе квазигидростатич. Д. в. к гидростатическому. Термином «Д. в.» обозначают как гидростатич., так и квазигидростатич. давление.

В природе статич. Д. в. существуют в осн. благодаря силам тяготения. В земных условиях давление изменяется от атмосферного у поверхности до $\sim3{,}5\cdot10^2$ ГПа в центре Земли. В центре Солнца оно составляет $\sim2\cdot10^7$ ГПа, в сердцевине белых карликов предполагается равным 10^9—10^{12} ГПа, а на поверхности пульсара $\sim10^{20}$ ГПа. Динамич. Д. в. возникают, напр., при падении метеоритов, при вулканич. деятельности и тектонич. движениях.

В технике используются (70-е — нач. 80-х гг.) Д. в. $\sim$ 5—10 ГПа; в науч. экспериментах осваиваются статич. Д. в. до $1-3\cdot10^2$ ГПа («мегабарный диапазон»). Динамич. Д. в., полученные при взрыве, достигают $30\cdot10^2$ ГПа. Исследования при динамич. давлениях ведутся в диапазоне от 1—2 ГПа до неск. тыс. ГПа. Перекрытие доступных для исследования диапазонов статич. и динамич. Д. в.— важное достижение физики высоких давлений 60—70-х гг.

Действие Д. в. на вещество. Под Д. в. происходит сжатие в-ва (увеличение его плотности; см. *Сжимаемость*) и энергетически выгодными становятся те направления физ. и хим. процессов, к-рые ведут к уменьшению объёма всех взаимодействующих в-в (при условии сохранения их массы, см. *Ле Шателье — Брауна принцип*).

Д. в. влияет на скорость (кинетику) процессов, причём оно может как ускорять, так и замедлять их. Ускорение нек-рых хим. реакций наблюдается, напр., в газах и происходит благодаря увеличению частоты столкновений молекул в результате повышения плотности газа, в тв. телах оно может происходить благодаря увеличению дефектности структуры. Замедляются же, напр., нек-рые фазовые превращения в сплавах вследствие уменьшения скорости диффузии, уменьшения равновесной концентрации вакансий. Мн. практически важные процессы при Д. в. проводят при высоких темп-рах, что ускоряет достижение равновесного (энергетически более выгодного) состояния.

При сжатии тела работа силы давления идёт на увеличение энергии тела: внутренней — при изоэнтропийном процессе и свободной — при изотермическом. Статич. сжатие, при к-ром темп-ра быстро выравнивается, относят обычно к изотермич. процессам. Если в результате сжатия темп-ра тела повышается, то в нём развивается большее Д. в., чем при изотермич. сжатии (при одинаковых нач. условиях и относительном изменении объёма).

В конденсиров. фазах различают упругую и теплоную составляющие

Д. в. Первая связана с упругим вз-ствием ч-ц при уменьшении объёма тела (т. н. холодное давление p_x), а вторая — с их тепловым движением, обусловленным повышением темп-ры при сжатии. При статич. сжатии тепловая составляющая много меньше упругой, при сжатии в сильной ударной волне они сравнимы по величине. Сумма этих составляющих наз. горячим давлением $p_т$.

Уменьшение межат. и межмол. расстояний при сжатии приводит к деформации молекул и электронных оболочек атомов, что приводит к относит. смещению *уровней энергии*, изменению осн. энергетич. состояния системы, конфигурац. вз-ствия в молекулах и их конформац. состояния. Это проявляется в изменении физ. и хим. свойств в-ва.

При статич. сжатии в пределах неск. ГПа изменяются условия взаимной растворимости газов, плотность газов становится сравнимой с плотностью жидкостей, большинство жидкостей затвердевает при комнатной темп-ре и Д. в. до 3—6 ГПа. Под Д. в. мн. крист. в-ва переходят в более плотные крист. модификации (см. *Полиморфизм*), наблюдаются переходы тв. диэлектриков и ПП в проводящее и сверхпроводящее состояние, изменения постоянной радиоакт. распада, ускоренная полимеризация мономеров, переходы хрупких материалов в пластич. состояние. Интерес представляют также физ. и хим. эффекты, возникающие при одновремен. действии Д. в. и деформаций сдвига.

Для мн. научных и практич. целей часто необходимо сохранить при норм. условиях ту фазу в-ва, к-рая была получена при статич. или динамич. Д. в., однако, как правило, в-во при снижении давления претерпевает обратный переход. Иногда всё же удаётся сохранить фазу Д. в. в метастабильном состоянии, для этого снижают сначала темп-ру сжатого в-ва, а затем давление.

При статич. Д. в. до 3—5 ГПа исследуются в-ва в газообразном и конденсиров. состояниях, при бо́льших Д. в.— в осн. тв. тела. В физике *твёрдого тела*, наряду с феноменологич. описанием поведения в-в, определением крист. структуры и построением *диаграмм состояния*, при Д. в. исследуются свойства в-ва, связанные с явлениями на «молекулярном уровне». К ним относятся св-ва, обусловленные движением атомов, молекул, точечных и линейных дефектов крист. структуры и т. д. (диффузия, кинетика фазовых переходов, деформация и разрушение под действием механич. нагрузок и др.); св-ва, определяемые взаимным расположением атомов, расстоянием между ними и колебаниями крист. решётки (сжимаемость, упругость, электропроводность, ферромагнетизм); св-ва, связанные с видом возникающих в тв. теле элем. возбуждений (*квазичастиц*) и их вз-ствием (напр., зависимость сжимаемости, электропроводности, магн. эффектов от темп-ры, магн. поля, эл.-магн. излучения и др. внеш. параметров). В совр. физике тв. тела значит. интерес представляют исследования свойств в-ва в условиях совместного действия Д. в., низких и сверхнизких темп-р, сильных магн. полей; в таких исследованиях получают, в частности, существ. информацию об электронных св-вах металлов. Эксперименты при Д. в. дают сведения о зависимости плотности в-ва от давления и темп-ры, необходимые для построения уравнений состояния в «нетеоретическом» диапазоне (до Д. в. $\sim 10^4$ ГПа).

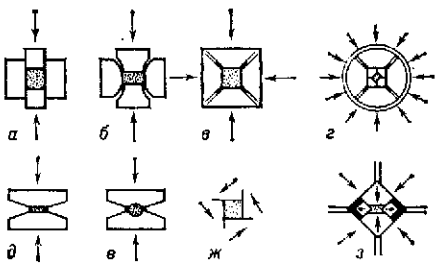
При Д. в. $\sim 10^{11}$ ГПа плотность ρ в-ва становится в 10 и более раз выше плотности тв. тела при норм. условиях, а зависимость ρ от p_x приближается к предельной, одинаковой для всех в-в: $\rho^{6}/_{5} \sim p_x$. При таких Д. в. ядра полностью ионизов. атомов могут сближаться и вступать в яд. реакции. При достаточных Д. в., но темпрах ниже *вырождения температуры*, в-во переходит в вырожденное состояние, при к-ром энергия и давление не зависят от темп-ры (см. *Вырожденный газ*).

Во 2-й пол. 20 в. с помощью статич. Д. в. получены важные научные результаты, мн. из к-рых нашли широкое практич. применение. Синтезированы алмаз и алмазоподобные модификации нитрида бора ($p \geqslant 4$ ГПа и $t \geqslant 1100$ °С), получены плотные крист. модификации важных породообразующих минералов (кремнезёма, оливина), зафиксирован переход диэлектриков в проводящее и сверхпроводящее состояние, установлены диаграммы состояний для мн. одно- и многокомпонентных систем. Д. в. используются при механич. обработке металлов и при полимеризации. Динамич. Д. в., возникающие при взрыве, используют для получения при сильном сжатии плотных модификаций, сохраняющихся при норм. условиях, для сварки металлов, для исследования изменения плотности в-в и фазовых переходов в них, в особенности при таких высоких давлениях и темп-рах, какие ещё недоступны статич. методам.

Получение и измерение Д. в. Динамич. Д. в. получают с помощью искрового разряда, яд. и хим. взрывов, импульсного магн. поля (напр., в горячей плазме), одновремен. действия взрыва и магн. поля, инерц. методов (сжатия тела при торможении им другого тела, летящего с большой скоростью). Для измерения динамич. Д. в. применяются пьезо- и эл.-магн. датчики, манганиновые манометры, методы оптич. регистрации.

Статич. Д. в. получают тепловыми или механич. методами. В первых Д. в. создаётся либо нагреванием жидкости или газа в замкнутых сосудах (в газах т. о. получены давления до 3—4 ГПа), либо охлаждением жидкостей, увеличивающих свой объём при затвердевании (напр., замораживая воду, можно получить фиксированные Д. в. ок. 0,2 ГПа).

Механич. методы получения Д. в. явл. основными; в них используют насосы и компрессоры, к-рыми сжимаемые газы или жидкости нагнетают в замкнутый объём или проточную систему (гидравлич. компрессором получены Д. в. до 1,6 ГПа), и аппараты, в к-рых масса сжимаемого в-ва остаётся постоянной (рис., *а*) или почти постоянной (рис., *б* — *з*), а занимаемый ею объём уменьшается под действием внеш. силы, создаваемой гидравлич. прессами (рис., *а*, *б*, *в*, *д*, *е*, *ж*, *з*), сжатой жидкостью (рис., *г*), а в миниатюрных устройствах (типа показанного на рис. *д*) — пружиной.



Типы аппаратов, применяемых для создания статических высоких давлений. Сжимаемое в-во (рабочее тело, участки с нанесёнными точками) располагается между поршнями (пуансонами), к-рые приводятся в движение в направлениях, указанных стрелками; зачернённые участки — деформируемые прокладки, служащие для уплотнения разъёмов между пуансонами, создания поддерживающих усилий и позволяющие пуансонам перемещаться. Для исследований при высоких темп-рах применяют металлич. и графитовые электронагреватели, для исследований при низких темп-рах всю камеру помещают в криостат. *а* — классич. камера с цилиндрич. поршнями, применяемая для сжатия газов, жидкостей и тв. тела; *б* — *з* — камеры для сжатия тв. тел (жидкости и газы можно помещать в сжимаемое тв. тело в ампулах); *б* — камера с криволинейными или конич. пуансонами и соответствующей формой сосуда Д. в.; *в* — шестипуансонный (показаны четыре пуансона) аппарат с кубич. формой рабочего тела; *г* — двухступенчатый многопуансонный аппарат типа «разрезная сфера». Усилие, равномерно прикладываемое к пуансонам первой ступени, передаётся большему числу пуансонов ступени Д. в., в свою очередь передающих его рабочему телу, к-рое в данном случае имеет форму октаэдра; *д* — двухпуансонные «наковальни» из алмазов ювелирного качества (позволяют проводить рентгеноструктурные и оптич. исследования под Д. в., нагрев с помощью лазера и т. д.); *е* — двухпуансонные «наковальни» с лункой, имеют увеличенный объём рабочей камеры по сравнению с камерой, представленной на рис. *д*; *ж* и *з* — многопуансонные системы со скользящими пуансонами; *з* — двухступенчатый аппарат. В мегабарном диапазоне Д. в. применяются камеры типа *г* и *д*.

Аппараты Д. в., схемы к-рых приведены на рис. *б*—*з*, позволяют получить в них Д. в., превосходящее прочность на сжатие (при норм. условиях) материалов, из к-рых они изготовлены (высокопрочные стали,

тв. сплавы на основе карбида вольфрама, природные и синтетич. алмазы; для спец. измерений используются немагнитные и (или) прозрачные для эл.-магн. излучения материалы]. Мн. исследования проводятся на образцах в виде тонких ($\sim 10^{-6}$ м) плёнок, сжатых до давлений $\sim$ 10—100 ГПа.

Д. в. в жидкостях и газах может быть измерено манометрами (для абс. измерений применяют поршневые манометры), в тв. среде в аппаратах типа цилиндр — поршень (рис., *а*) Д. в. может быть определено по величине приложенной к поршням силы (с поправкой на трение); в др. типах аппаратов значит. часть внеш. усилия расходуется на уплотнение разъёмов между пуансонами и сжатие пластичных прокладок, поэтому квазигидростатич. Д. в. определяется косвенными методами: по изменению параметров крист. решётки известного в-ва (см. *Рентгеновский структурный анализ*), по скачкам электросопротивления, сопровождающим полиморфные переходы в реперных в-вах, по остаточным явлениям сжатия (увеличению плотности стёкол, образованию плотных модификаций); в аппаратах с прозрачными пуансонами применяется также оценка величины Д. в. по сдвигу частоты линии люминесценции рубина (этот метод особенно эффективен в «мегабарном» диапазоне Д. в.). До создания абс. шкалы давлений применяемые методы измерения Д. в. явл. в осн. эмпирическими и основанными на экстраполяции опытных данных.

● Верещагин Л. Ф., Твердое тело при высоких давлениях, Избр. труды, М., 1981; Верещагин Л. Ф., Кабалкина С. С., Рентгеноструктурные исследования при высоком давлении, М., 1979; Цикл и с Д. С., Плотные газы, М., 1977; Попова С. В., Тонделиани Н. А., Высокие давления, М., 1974; Киржниц Д. А., Экстремальные состояния вещества, «УФН», 1971, т. 104, в. 3, с. 489; Николаевский В. Н., Лившиц Л. Д., Сизов И. А., Механические свойства горных пород, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Механика твердого деформируемого тела, т. 11, М., 1978; Лившиц Л. Д., Механические свойства твердых тел при высоких давлениях, ФЭС, т. 3, М., 1963, с. 224; Альтшулер Л. В., Фазовые превращения в ударных волнах, «ПМТФ», 1978, № 4.

Л. Д. Лившиц.

ДАВЛЕ́НИЕ ЗВУКОВО́ГО ИЗЛУЧЕ́НИЯ (давление звука, радиационное давление), постоянное давление, испытываемое телом, находящимся в стационарном звук. поле. Д. з. и. пропорц. плотности звук. энергии. Оно мало́ по сравнению со *звуковым давлением*; так, напр., в звук. поле в воздухе, в к-ром звук. давление равно 10^2 Па при норм. падении звук. волны на полностью отражающее звук препятствие, Д. з. и. приблизительно равно 0,1 Па. Измерение Д. з. и. производится *радиометром акустическим*. Зная величину Д. з. и., можно определить абс. значение *интенсивности звука* в данной среде.

ДАВЛЕ́НИЕ ИЗЛУЧЕ́НИЯ, см. *Световое давление*.

ДАВЛЕ́НИЕ СВЕ́ТА, то же, что *световое давление*.

Д'АЛАМБЕ́РА ПРИ́НЦИП, один из осн. принципов динамики, согласно к-рому, если к заданным (активным) силам, действующим на точки механич. системы, и реакциям наложенных связей присоединить силы инерции, то получится уравновешенная система сил. Назв. по имени франц. учёного Ж. Д'Аламбера (J. D'Alembert). Из Д. п. следует, что для каждой i-той точки системы $\boldsymbol{F}_i+\boldsymbol{N}_i+\boldsymbol{J}_i=0$, где $\boldsymbol{F}_i$ — действующая на эту точку активная сила, $\boldsymbol{N}_i$ — реакция наложенной на точку связи (см. *Связи механические*), $\boldsymbol{J}$ — сила инерции. Д. п. позволяет применить к решению задач динамики более простые методы статики, поэтому им широко пользуются в инженерной практике, особенно для определения реакции связей в случаях, когда закон происходящего движения известен или найден из решения ур-ний, не содержащих реакций, напр. *Лагранжа уравнений*.

С. М. Targ.

Д'АЛАМБЕ́РА — ЛАГРАНЖА ПРИ́НЦИП, один из осн. принципов механики, дающий общий метод решения задач динамики и статики; объединяет *возможных перемещений принцип* и *Д'Аламбера принцип*. Если к действующим на точки механич. системы активным силам $\boldsymbol{F}_i$ присоединить силы инерции $\boldsymbol{J}_i$, то, согласно Д.— Л. п., при движении механич. системы с идеальными связями (см. *Связи механические*) в каждый момент времени сумма элем. работ активных сил δA_i^a и элем. работ сил инерции δA_i^u на любом возможном перемещении системы равна нулю. Математически Д.— Л. п. выражается равенством, которое наз. общим уравнением механики:

$$\sum(\delta A_i^a+\delta A_i^u)=0,$$

или

$$\sum(F_i\cos\alpha_i+J_i\cos\beta_i)\delta s_i-0.$$

Здесь δs_i — величина возможных перемещений точек системы, α_i и β_i — углы между направлениями соответствующих сил и возможных перемещений, $J_i=-m_i w_i$ — силы инерции, где m_i — массы точек системы, w_i — их ускорения. Преимущество Д.— Л. п. в том, что он позволяет изучить движение системы с идеальными связями, не вводя в ур-ния неизвестные реакции связей.

С. М. Targ.

Д'АЛАМБЕ́РА — ЭЙЛЕ́РА ПАРАДО́КС, положение *гидродинамики*, согласно к-рому при равномерном и прямолинейном движении тела внутри безграничной жидкости, лишённой вязкости, вихреобразований и поверхностей разрыва скоростей, результирующая сила сопротивления жидкости движению тела равна нулю (высказан франц. учёным Ж. Д'Аламбером в 1744 и петерб. акад. Л. Эйлером в 1745). Физически отсутствие сопротивления объясняется тем, что при указанных условиях поток жидкости должен замыкаться позади движущегося тела, причём жидкость оказывает на заднюю сторону тела воздействие, уравновешивающее воздействие (всегда имеющее место) на переднюю сторону.

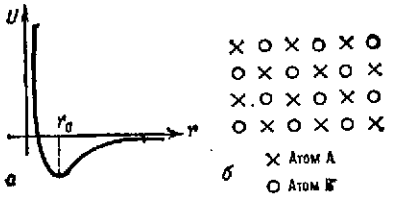
В действительности тело при движении в жидкости или газе всегда испытывает сопротивление. Противоречие между действительностью и Д.— Э. п. объясняется тем, что в реальной среде не выполняются те предположения, на к-рых строится доказательство парадокса. При движении тела в жидкости всегда проявляется вязкость жидкости, образуются вихри (особенно позади тела) и возникают поверхности разрыва скорости. Эти термодинамически необратимые процессы и вызывают сопротивление движению тела со стороны жидкости.

ДА́ЛЬНИЙ И БЛИ́ЖНИЙ ПОРЯ́ДОК, упорядоченность в расположении структурных ч-ц в-ва (атомов, молекул, ионов), в ориентации их магн. и дипольных электрич. моментов и т. п. Упорядоченность на расстояниях, сравнимых с межатомными, наз. б л и ж н и м п о р я д к о м, а упорядоченность, повторяющаяся на неограниченно больших расстояниях, дальним порядком. В *идеальном газе* нет никакой закономерности во взаимном расположении атомов; положение любого атома не зависит от положения остальных атомов, т. е. нет ни ближнего, ни дальнего порядков. В *жидкостях* и аморфных тв. телах (см. *Аморфное состояние*) существует только ближний порядок, т. е. некая закономерность в расположении соседних атомов. На больших расстояниях порядок «размывается» и переходит в «беспорядок». Дальнего порядка в жидкостях и аморфных телах нет. В *кристаллах* правильное чередование атомов на одних и тех же расстояниях друг от друга повторяется для сколь угодно отдалённых атомов, т. е. существует Д. и б. п. Основным признаком дальнего порядка явл. *симметрия кристаллов*.

Наличие Д. и б. п. обусловлено вз-ствием между ч-цами. Равновесному состоянию любой системы ч-ц при абс. нуле темп-ры (если квант. эффекты, связанные с нулевыми колебаниями атомов, малы) соответствует минимум её потенц. энергии U (рис., *а*). Т. к. энергия вз-ствия зависит от расстояния r между ними и их взаимного расположения, то при $T=0$ К ч-цы (за исключением атомов He) образуют правильную крист. решётку. Для системы ч-ц одного сорта, имеющей минимум U при $r=r_0$, период решётки равен r_0. При наличии ч-ц двух сортов A и B, напр. в двухкомпонентных сплавах, если выполняется соотношение $U_{AB}<\frac{1}{2}(U_{AA}+U_{BB})$,

то соседями атомов А, как правило, будут атомы В (рис., *б*).

Д. и б. п. существует не только во взаимном расположении ч-ц (к о о р д и н а ц и о н н ы й п о р я д о к). В жидкостях, содержащих несимметричные молекулы, существует ближний порядок, а в *жидких кристаллах* — и дальний порядок в ориентации молекул (о р и е н т а ц и о н н ы й



п о р я д о к). В *ферромагнетиках*, *ферримагнетиках* и *антиферромагнетиках* существует Д. и б. п. в ориентации маги. моментов ч-ц (м а г н и т н о е у п о р я д о ч е н и е), в *сегнетоэлектриках* — в ориентации электрич. дипольных моментов.

Образование координац. порядка явл. результатом фазового перехода I рода (см. *Кристаллизация*). Магн. и сегнетоэлектрич. упорядоченности возникают в результате фазовых переходов II рода.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Френкель Я. И., Статистическая физика, 2 изд., М.—Л., 1948; Зейтц Ф., Современная теория твердого тела, пер. с англ., М., 1949; Уайт Р., Джембелл Т., Дальний порядок в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1982.

ДАЛЬНОДЕЙСТВИЕ, см. *Взаимодействие* в физике.

ДАЛЬНОМЕР ОПТИЧЕСКИЙ, см. *Светодальномер*.

ДАЛЬТОНА ЗАКОНЫ, 1) давление смеси химически невзаимодействующих *идеальных газов* равно сумме *парциальных давлений*. Приближённо применим к реальным газам при значениях темп-р и давлений, далёких от критических. 2) При пост. темп-ре растворимость в данной жидкости каждого из компонентов газовой смеси, находящейся над жидкостью, пропорц. его парц. давлению. Каждый газ смеси растворяется так, как будто остальных компонентов нет, т. е. в соответствии с Генри законом. Строго выполняется для смеси идеальных газов; применим и к реальным газам, если их растворимость невелика, а поведение близко к поведению идеального газа. Д. з. открыты англ. учёным Дж. Дальтоном (J. Dalton) в 1801 и 1803.

ДАРСИ — ВЕЙСБАХА ФОРМУЛА (в гидравлике), определяет величину потерь напора на трение при движении жидкости в трубах: $h_v=\lambda\frac{l}{d}\frac{v^2}{2g}$, где λ — коэфф. гидравлич. трения, l и d — длина и диаметр трубы, v — ср. скорость течения жидкости, g — ускорение свободного падения. Коэфф. λ зависит от хар-ра течения: при ламинарном течении $\lambda=64/Re$, где Re — *Рейнольдса число*: при турбулентном течении (приближённо) $\lambda=0{,}11\left(\frac{K_э}{d}+\frac{68}{Re}\right)^{1/4}$, где $K_э$ — эквивалентная шероховатость стенок трубы. Выведена нем. учёным Ю. Вейсбахом (J. Weisbach, 1845) и франц. инженером А. Дарси (H. Darcy, 1857).

ДВОЙНИКОВАНИЕ, образование в монокристалле областей с разл. ориентацией крист. структуры, связанных друг с другом операцией точечной симметрии, напр. зеркальным отражением в определ. плоскости (плоскости Д.), поворотом вокруг кристаллографич. оси (оси Д.), либо др. преобразованиями (см. *Симметрия кристаллов*). Осн. структура вместе с двойниковым образованием наз. двойником.

Д. может происходить в процессе *кристаллизации*, при механич. деформации, а также при срастании соседних зародышей (двойники роста, рис. 1). Д. происходит также при быстром тепловом расширении или сжатии, при нагревании деформиров. кристаллов (двойники рекристаллизации), при переходе из одной крист. модификации в другую (см. *Полиморфизм*).

Переброс в двойниковое положение часто осуществляется послойным сдвигом ат. плоскостей. Каждый ат. слой последовательно смещается на долю межат. расстояния, при этом все атомы в двойниковой области перемещаются на длину, пропорц. их расстоянию от плоскости Д. (плоскости зеркального отражения). Механич. двойники образуются в тех случаях, когда деформация сдвига затруднена (см. *Пластичность*). Д. может

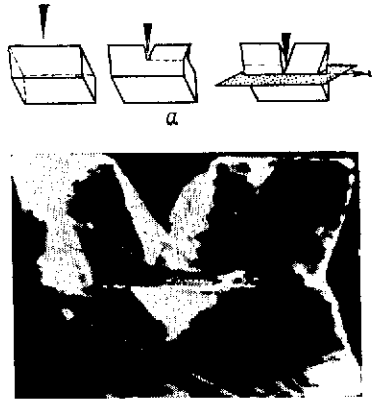


Рис. 2. *а* — двойникование кальцита при нажатии лезвием ножа (метод Баумгауэра); *б* — сдвойникованный кристалл кальцита.

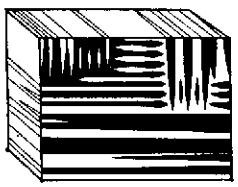


Рис. 3. Полисинтетич. двойник сегнетовой соли, выявленный травлением (фотография в отражённом свете).

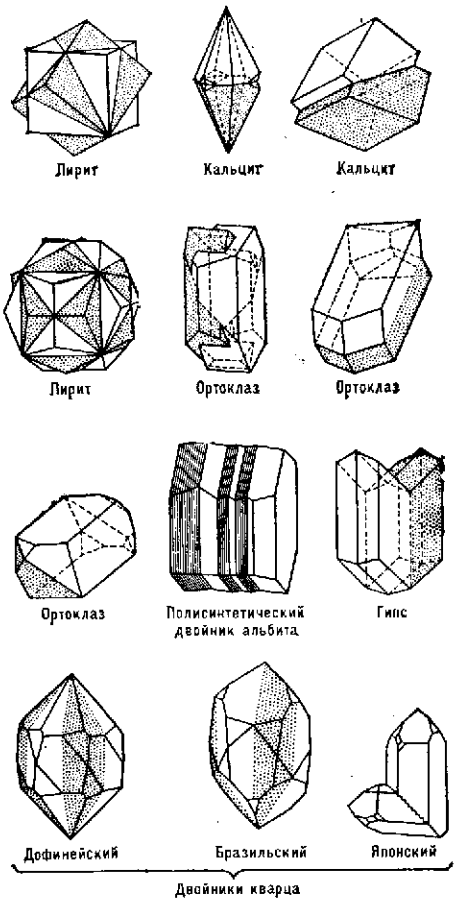


Рис. 1. Двойники роста.

сопровождаться изменением размеров и формы кристалла, что характерно, напр., для кристалла $CaCO_3$. Д. $CaCO_3$ можно осуществить нажатием лезвия ножа (рис. 2, *а*), при этом в двойниковое положение переходит участок в правой части кристалла (рис. 2, *б*). Д. с изменением формы имеют место у всех металлов, нек-рых ПП (Ge, Si) и диэлектриков. Другой вид Д., не вызывающий изменений формы кристалла, наблюдается, напр., у *кварца* и *триглицинсульфата*.

Если однородность структуры монокристалла нарушена многочисл. двойниковыми образованиями, то его наз. п о л и с и н т е т и ч е с к и м д в о й н и к о м. В кристаллах *сегнетовой соли* двойники, являющиеся одновременно сегнетоэлектрич. *доменами*, возникают в результате перехода кристалла из ромбич. сингонии в моноклинную (при темп-ре Кюри). Двойники сегнетовой соли имеют различные оптич. св-ва. Это позволяет обнаруживать домённое строение кристаллов сегнетовой соли оптическими методами (рис. 3).

М. В. Классен-Неклюдова.

ДВОЙНО́Е ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕ́НИЕ, раздвоение световых лучей при прохождении через анизотропную среду (напр., кристалл), обусловленное зависимостью *преломления показателя* этой среды от направления электрич. вектора световой волны (см. *Кристаллооптика, Оптическая анизотропия*). При падении световой волны на анизотропную среду в ней возникают две волны с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации (см. *Поляризация света*). В одноосных кристаллах одна из волн имеет плоскость поляризации, перпендикулярную гл. сечению, т. е. плоскости, проходящей через направление луча света и *оптическую ось кристалла* (обыкновенный луч), а другая — плоскость, параллельную главному сечению (необыкновенный луч). Скорость распространения обыкновенной волны и, следовательно, показатель преломления для неё n_0 не зависят от направления её распространения, а скорость распространения и показатель преломления n_e необыкновенной волны — зависят. Для необыкновенного луча обычные законы преломления изменяются; в частности, он может не лежать в плоскости падения. При распространении вдоль оптич. оси $n_0 = n_e$ и Д. л. отсутствует. Одноосные кристаллы наз. положительными или отрицательными в зависимости от знака разности $n_e - n_0$. Макс. абс. величина этой разности служит числовой хар-кой Д. л. В двуосных кристаллах показатели преломления обоих лучей, возникающих при Д. л., зависят от направления распространения. Д. л. двуосных кристаллов можно характеризовать тремя главными показателями преломления.

Д. л. может наблюдаться не только в естественно-анизотропной среде, но и в среде с искусственно вызванной анизотропией, напр. при наложении внеш. поля — электрического (см. *Керра эффект*), магнитного (см. *Коттона — Мутона эффект*), поля упругих сил (см. *Поляризационно-оптический метод исследования* напряжений, *Фотоупругость*).

Явление, аналогичное Д. л., наблюдается и в др. диапазонах эл.-магн. волн, напр. в диапазоне СВЧ в плазме, находящейся в маги. поле (а следовательно, анизотропной); см. *Распространение радиоволн* в ионосфере.

● См. лит. при ст. *Кристаллооптика.*

М. Д. Галанин.

ДВОЙНО́Й ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ СЛОЙ, совокупность электрич. зарядов противоположных знаков, распределённых вдоль границы соприкосновения двух фаз. В образовании Д. э. с. могут принимать участие эл-ны, ионы и ориентированные полярные (обладающие собств. *дипольным моментом*) молекулы. Так, Д. э. с. образуется при погружении металла в электролит, напр. цинка в серную к-ту. Цинк при этом отдаёт в электролит положительно заряж. ионы, сам заряжаясь отрицательно. Положительно заряж. ионы электролита притягиваются поверхностью металла, и вдоль поверхности соприкосновения фаз образуется Д. э. с. Электрич. поле, возникающее между заряж. слоями, препятствует растворению цинка, а при определ. значении прекращает его совсем. На границе электрод — электролит возникает скачок потенциала.

В целом Д. э. с. электрически нейтрален, внутри же слоя напряжённость электрич. поля может достигать больших значений. Благодаря значит. размерам заряж. переходностей и малым расстояниям между ними Д. э. с. обладает большой электроёмкостью. Образование Д. э. с. обусловливает *электрокинетические явления*, строение Д. э. с. существенно для электрохим. реакций (напр., в хим. источниках тока), для электролиза и т. д.

ДВОЙНО́Й ЭЛЕКТРО́ННО-ЯДЕРНЫЙ РЕЗОНА́НС, один из методов *радиоспектроскопии*, состоящий в регистрации квант. переходов между яд. магн. подуровнями (*ядерный магнитный резонанс*) по их влиянию на сигнал *электронного парамагнитного резонанса*. Предложен амер. физиком Дж. Феером (G. Feher) в 1956. Пусть исследуемое в-во содержит парамагн. ч-цы с электронным *спином* $s=1/2$ и спином ядра $I=1$; расщепление уровней ч-цы в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ определяется вз-ствием электронного и яд. спинов с полем $\boldsymbol{H}$ (см. *Зеемана эффект*), т. н. сверхтонким вз-ствием эл-на и ядра и вз-ствием электрич. *квадрупольного момента ядра с внутрикристаллическим полем* (рис. *а*). Под

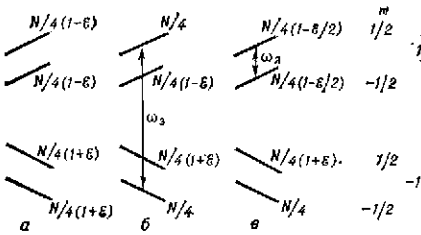


Рис. *а* — Расщепление уровней энергии парамагн. ч-цы с электронным спином $s=1/2$ и спином ядра $I=1$ в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$; M и m — проекции электронного и яд. спинов на направление $\boldsymbol{H}$; N — общее число парамагн. атомов; $\varepsilon=\hbar\omega_э/kT$. *б* — Выравнивание населённостей уровней под действием эл.-магн. поля частоты $\omega_э$. *в* — Изменение населённостей после подключения радиочастотного поля частоты $\omega_я$.

действием эл.-магн. поля СВЧ на частоте $\omega_э$, соответствующей одному из электронных переходов (рис. *б*), населённости соответствующих уровней выравниваются, поглощение эл.-магн. энергии прекращается, сигнал ЭПР исчезает. Если далее приложить радиочастотное поле частоты $\omega_я$, соответствующей яд. переходу, то населённости всех уровней изменяются, что приводит к появлению сигнала ЭПР на частоте $\omega_я$ (рис., *в*). Приведённое описание справедливо при адиабатически быстром прохождении через резонанс, когда можно пренебречь релаксац. процессами (см. *Релаксация*).

Сочетая высокую чувствительность ЭПР с высокой разрешающей способностью ЯМР, Д. э.-я. р. позволяет получить информацию о природе парамагн. центров в диэлектриках и ПП и распределении в них эл-нов, о константах сверхтонкого и квадрупольного вз-ствий, а также о зонной структуре, внутрикристаллических полях и деформац. потенциалах в кристалле.

Исследования Д. э.-я. р. послужили толчком к развитию др. комбиниров. резонансов, напр. двойных резонансов, где одно или оба эл.-магн. поля заменены акустическими (двойной акустомагн. электронно-ядерный резонанс и др.). Идея регистрации квант. переходов на другой, более высокой частоте лежит в основе оптич. методов детектирования в радиоспектроскопии.

● Грачев В. Г., Дейген М. Ф., Двойной электронноядерный резонанс..., «УФН», 1978, т. 125, в. 4, с. 631; Голенищев-Кутузов В. А., Сабурова Р. В., Шамуков Н. А., Двойные магнитоакустические резонансы в кристаллах, там же, 1976, т. 119, в. 2, с. 201.

В. А. Голенищев-Кутузов.

ДВО́ЙСТВЕННОСТИ ПРИНЦИП, устанавливает перекрёстную связь между эл.-магн. полями, образующимися в результате дифракции на отверстии S, прорезанном в бесконечно тонком идеально проводящем плоском экране, и на плоской пластине, совпадающей по форме с отверстием S. Д. п. и его оптич. аналог — теорема Бабине, связывающая в оптике дифракц. явления во «взаимно дополняющих экранах», — результат инвариантности *Максвелла уравнений* относительно одновременных перестановок $\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{H}\to-\boldsymbol{E}$, $\mu\to\varepsilon$, $\varepsilon\to\mu$, где ε, μ — диэлектрич. и магн. проницаемости среды.

В теории *антенн* Д. п. приводит к соотношению между полями, создаваемыми электрич. вибратором ($\boldsymbol{E}_1$, $\boldsymbol{H}_1$), и щелевым излучателем точно таких же размеров ($\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{H}_2$):

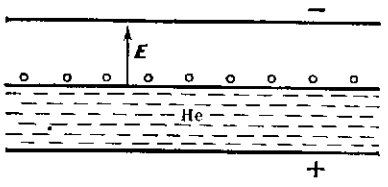
$$\boldsymbol{E}_1=\rho\boldsymbol{H}_2,\quad \boldsymbol{H}_1=-\frac{1}{\rho}\boldsymbol{E}_2,$$

где $\rho=\sqrt{\mu/\varepsilon}$ — *волновое сопротивление* среды.

● См. лит. при ст. *Антенна.*

ДВУМЕ́РНЫЕ ПРОВО́ДНИКИ, искусственно созданные электропроводящие системы на границе раздела двух плохо проводящих сред, напр. вакуум — *диэлектрик*, *полупроводник* — диэлектрик. Простейший Д. п. — слой эл-нов, удерживаемых над поверхностью диэлектрика (напр., жидкого He, рис.) силами электростатич. изображения (эл-ны поляризуют диэлектрик и притягиваются к нему), а также внешним пост. электрич. полем, приложенным перпендикулярно поверхности диэлектрика. Аналогично в гетероструктурах (напр., на ос-

нове GaAs) и у поверхности ПП (Si, Ge, InSb и др.) образуется двухмерный слой с избыточной концентрацией носителей заряда или с инверсной проводимостью (см. *Инверсионный слой*) из-за изгиба зон или при



приложении разности потенциалов к структуре металл — диэлектрик — полупроводник (см. *М—Д—П-структура*). В Д. п., помещённых в переменное эл.-магн. поле достаточно малой частоты, ток может течь только параллельно границе раздела.

● Electronic properties of two-dimensional systems (3-d international conference), Amst., 1980 (Surface sci., v. 98); Эдельман В. С., Левитирующие электроны, «УФН», 1980, т. 130, в. 4, с. 675.

В. С. Эдельман.

ДВУ́ОСНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ, кристаллы, в к-рых происходит *двойное лучепреломление* при всех направлениях падающего на них луча света, кроме двух, каждое из к-рых наз. оптической осью кристалла. См. *Кристаллооптика.*

ДВУХ ТЕЛ ЗАДА́ЧА, одна из частных задач *небесной механики*, состоящая в определении движения двух тел, взаимно притягивающихся согласно закону тяготения Ньютона. В общем случае, когда приходится учитывать неоднородность строения взаимодействующих тел и разл. виды возмущений движения, Д. т. з. точного решения не имеет. Если притягивающиеся тела можно рассматривать как материальные точки (что приближённо выполняется, напр., для Солнца и каждой из планет Солн. системы в отдельности или для двойной звёздной системы), то Д. т. з. допускает решение в конечном виде. Движение, соответствующее такому решению Д. т. з., наз. невозмущённым или кеплеровым. При кеплеровом движении в зависимости от нач. условий (скорости, её направления и др.) траектория тела в поле тяготения др. тела может быть окружностью или эллипсом (как у планет и их спутников, см. *Кеплера законы*), параболой или гиперболой (у тел с пролётной траекторией), наконец прямой, соединяющей центры масс тел. Учёт возмущений (отклонений от движения по эллипсу, параболе и т. д.), особенно в столь сложной системе, как Солнечная, очень труден. В результате возмущающего действия на планету др. планет Солн. системы истинная траектория планеты — сложная пространств. кривая, к-рую нельзя описать простой аналитич. ф-лой. Поэтому при решении Д. т. з. с учётом возмущений широко пользуются приближёнными численными методами.

ДЕБА́ЕВСКИЙ РАДИУС ЭКРАНИ́РОВАНИЯ [по имени голл. физика П. Дебая (P. Debye)], характерное расстояние, на к-рое в *плазме*, электролите или ПП распространяется действие электрич. поля отд. заряда. В вакууме электростатич. потенциал φ уединённой ч-цы с зарядом q на расстоянии r определяется по ф-ле: $\varphi=q/r$. В среде, содержащей положит. и отрицат. заряды, напр. в плазме, эл-ны в нек-рой окрестности иона притягиваются к нему и экранируют его электростатич. поле. Точно так же «неподвижный» эл-н отталкивает др. эл-ны и притягивает ионы. В результате поле вокруг заряж. ч-цы становится очень слабым на расстояниях, превышающих Д. р. э. Выражение для потенциала заряда, покоящегося в плазме, принимает вид:

$$\varphi=(q/r)\exp(-r/D),$$

где D — Д. р. э., зависящий от концентрации заряж. ч-ц, энергии их теплового движения (темп-ры) и величины заряда. Для изотермич. электрон-протонной плазмы

$$D=(kT/8\pi ne^2)^{1/2},$$

здесь n — концентрация эл-нов (или ионов). Подстановка численных значений констант даёт

$$D\simeq 5\,(T/n)^{1/2}$$

(все величины в системе СГС). В ПП D^2 пропорц. ср. энергии тепловых колебаний ионов и обратно пропорц. плотности носителей тока, к-рая увеличивается при возрастании темп-ры.

ДЕБАЕГРА́ММА, *рентгенограмма*, снятая по *Дебая — Шеррера методу*. Представляет собой дифракц. изображение поликрист. образца в монохроматич. рентг. излучении (см. *Дифракция рентгеновских лучей*).

Д., зафиксированная на плоской фотоплёнке в дебаевской *рентгеновской камере*, имеет вид системы концентрич. окружностей. Если образец состоит из очень мелких кристалликов, хаотически ориентированных в пр-ве, то дифракц. линии имеют равномерное почернение. Когда кристаллики преим. ориентированы (т. н. текстура), почернение дифракц. линии неравномерно. Д., регистрируемая фотоэлектрич. или ионизац. приёмником в *рентгеновском дифрактометре*, наз. дифрактограммой.

Углы раствора конусов (радиусы дифракц. линий на Д.) и интенсивности дифракц. линий характерны для каждой крист. структуры, что позволяет составить стандартные картотеки Д. и с их помощью определять фазовый состав образца (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Рентгенография материалов*). *А. В. Колпаков.*

ДЕБА́Й (Д, D), внесистемная ед. электрич. дипольного момента; применяется в ат. физике. Названа в честь голл. физика П. Дебая (P. Debye). 1Д$=1\cdot10^{-18}$ ед. СГС$=3{,}33564\cdot10^{-30}$ Кл·м.

ДЕБА́Я ЗАКО́Н ТЕПЛОЁМКОСТИ, кубич. зависимость *теплоёмкости* C кристалла от темп-ры T в области низких темп-р:

$$C=\frac{2\pi^2k}{5\,(\hbar\bar{u})^3}(kT)^3V. \qquad (*)$$

Здесь V — объём, $\bar{u}$ — усреднённая скорость звука. Ф-ла (*) теоретически выведена голл. физиком П. Дебаем в 1912. Д. з. т. относится и к теплоёмкости при пост. объёме C_V, и к теплоёмкости при пост. давлении C_p, т. к. при низких темп-рах разность C_p-C_V пропорц. T^7.

Д. з. т. имеет место в условиях, когда в кристалле возбуждены лишь НЧ *колебания кристаллической решётки*, длина волны к-рых велика по сравнению с постоянной решётки. Для кристаллов с простой решёткой (элементы и простые соединения) Д. з. т. начинает выполняться при T порядка десятков К; для сложных решёток (в частности, для сильно анизотропных крист. структур — слоистых и квазиодномерных) Д. з. т. наблюдается при значительно более низких темп-рах (см. *Дебая температура*).

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976.

Э. М. Эпштейн.

ДЕБА́Я ТЕМПЕРАТУ́РА, характеристич. темп-ра θ_D тв. тела, определяемая соотношением $k\theta_D=\hbar\omega_D$, где $\omega_D=\bar{u}(6\pi^2n)^{1/3}$ — предельная частота упругих *колебаний кристаллической решётки* (n — число атомов в ед. объёма, $\bar{u}$ — усреднённая скорость звука в тв. теле), наз. также дебаевской частотой. При темп-рах $T\gg\theta_D$ (классич. область) теплоёмкость тв. тела описывается *Дюлонга и Пти законом*; при $T\ll\theta_D$ (квант. область) — выполняется *Дебая закон теплоёмкости*. Д. т. зависит от упругих постоянных кристалла (см. табл.).

ТЕМПЕРАТУРА ДЕБАЯ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ КРИСТАЛЛОВ

Металлы	θ_D, К	Металлы	θ_D, К
Hg	60—90	W	270
Pb	94,5	Cu	339
Na	160	Fe	467
Ag	225	Be	1160
Полупроводники	θ_D, К	**Диэлектрики**	θ_D, К
Sn (серое)	212	AgBr	150
Ge	366	NaCl	320
Si	658	Алмаз	1850

Д. т. табулируется как физ. параметр в-ва. Она даёт наиб. удобный в динамич. теории решётки масштаб темп-ры: величина $k\theta_D$ представляет собой макс. квант энергии, способный возбудить колебания решётки. Выше θ_D возбуждены все моды, ниже θ_D

моды начинают «вымерзать». Д. т. отделяет низкотемпературную область, где проявляются квант. эффекты и где необходимо пользоваться квант. статистикой, от высокотемпературной, где справедлива классич. статистич. механика (см. *Статистическая физика*).

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976.

Э. М. Эпштейн.

ДЕБА́Я ФО́РМУЛЫ, описывают зависимость действительной ε' и мнимой ε'' частей комплексной *диэлектрической проницаемости* $\varepsilon=\varepsilon'-i\varepsilon''$ среды с ориентац. поляризацией (разбавленные р-ры диполей в жидкостях и тв. телах) от частоты ω приложенного перем. электрич. поля и времени *релаксации* τ:

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}{1+\omega^2\tau^2},$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_0-\varepsilon_\infty)\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}.$$

Здесь ε_0 — значения ε' для НЧ ($\omega \ll 1/\tau$), ε_∞ — для высоких ($\omega \gg 1/\tau$). Величина ε'' определяет потери энергии, рассеиваемой в диэлектрике в результате изменения поляризации. Д. ф. описывают св-ва *диэлектрика* в перем. электрич. поле в предположении экспоненц. установления равновесия. Д. ф. установлены голл. физиком П. Дебаем в 1929.

● См. лит. при ст. *Диэлектрики.*

И. Н. Грознов.

ДЕБА́Я — ШЕ́РРЕРА МЕ́ТОД, метод исследования поликрист. материалов с помощью *дифракции рентгеновских лучей*. Предложен голл. физиком П. Дебаем и швейц. физиком П. Шеррером (P. Scherrer) в 1916. В Д.—Ш. м. тонкий пучок монохроматич. рентг. излучения падает на образец,

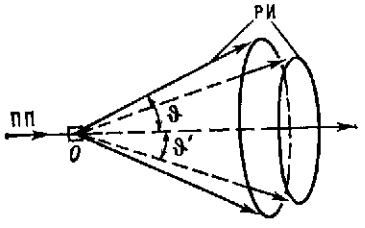


Рис. 1. Рассеяние первичного рентг. излучения ПП на поликрист. образце 0. Рассеянное излучение РИ направлено к ПП под углами ϑ и ϑ'.

к-рый рассеивает излучение вдоль образующих соосных конусов с углом раствора ϑ (рис. 1). При этом излучение рассеивается только теми кристалликами, к-рые ориентированы в пр-ве так, что для них при данной длине волны излучения выполняется *Брэгга — Вульфа условие*. Поскольку это условие может одновременно выполняться для неск. семейств кристаллографич. плоскостей, то возникает совокупность дифракц. конусов с различными углами раствора 2ϑ. Для того чтобы все кристаллики последовательно вывести в отражающее положение, образец равномерно вращают вокруг оси, перпендикулярной направлению первичного пучка. Рассеянное излучение можно регистрировать на фотоплёнке (*дебаеграмма*) в цилиндрич. (дебаевской) *рентгеновской камере* (рис. 2). В *рентгеновском дифрактометре* дифракц. максимумы

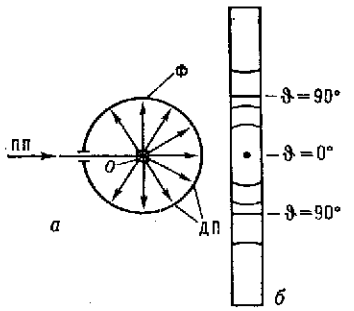


Рис. 2. Схема получения дебаеграммы *б* в цилиндрич. дебаевской камере *а* (0 — образец, ПП — первичный рентг. пучок). На дебаеграмме *б* видны полосы, оставляемые на фотоплёнке Ф дифракц. пучками ДП.

регистрируются фотоэлектрич. или ионизац. приёмником.

Д.— Ш. м. применяется для установления размеров и формы элем. крист. ячейки, размеров и пространств. ориентации кристалликов, определения деформаций и напряжений, а также для фазового анализа поликрист. объектов (см. *Рентгеновский структурный анализ, Рентгенография материалов*).

М. В. Колпиков.

ДЕ-БРО́ЙЛЕВСКАЯ ДЛИНА́ ВОЛНЫ, длина *волны де Бройля*.

ДЕ БРО́ЙЛЯ ВО́ЛНЫ, см. *Волны де Бройля*.

ДЕВИА́ТОР ДЕФОРМА́ЦИИ, тензор, определяющий в окрестности точки малую деформацию, не связанную с изменением объёма. Через компоненты тензора деформации ε_{ij} (см. *Деформация* механическая) Д. д. выражается ф-лами:

$$\vartheta_{11}=\varepsilon_{11}-\varepsilon,\ \vartheta_{22}=\varepsilon_{22}-\varepsilon,\ \vartheta_{33}=\varepsilon_{33}-\varepsilon,$$
$$\vartheta_{12}=\varepsilon_{12},\ \vartheta_{23}=\varepsilon_{23},\ \vartheta_{31}=\varepsilon_{31},$$

где $\varepsilon=(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33})/3$ — ср. деформация. При этом $\vartheta_{11}+\vartheta_{22}+\vartheta_{33}=0$. Д. д. пользуются в механике сплошной среды.

ДЕВИА́ТОР НАПРЯЖЕ́НИЙ, тензор, определяющий напряжения в точке, не связанные с гидростатич. напряжением (всесторонним давлением). Через компоненты тензора напряжений σ_{ij} выражается ф-лами

$$s_{11}=\sigma_{11}-\sigma,\ s_{22}=\sigma_{22}-\sigma,\ s_{33}=\sigma_{33}-\sigma,$$
$$s_{12}=\sigma_{12},\ s_{23}=\sigma_{23},\ s_{31}=\sigma_{31},$$

где $\sigma=(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})/3$ — гидростатич. (среднее) напряжение. При этом $s_{11}+s_{22}+s_{33}=0$. Д. н. применяется в *механике сплошной среды*.

ДЕИОНИЗА́ЦИЯ газа, исчезновение носителей свободного электрич. заряда (положит. и отрицат. ионов и эл-нов) из занимаемого газом объёма. К Д. приводят *рекомбинация* ионов и эл-нов, их диффузия к границам занимаемого газом объёма, а также выход заряж. ч-ц из занимаемого объёма под действием внеш. электрич. поля. Время, необходимое для уменьшения концентрации носителей заряда в определ. число раз (напр., в 10^3 или 10^6 раз от нач. концентрации), наз. временем Д. Оно явл. важной хар-кой газоразрядных и др. приборов, для работы к-рых существенно поддержание определ. степени ионизации. Время Д. зависит от природы газа, геометрии занимаемого им объёма, наличия и изменения во времени внеш. электрич. поля, а также от распределения полей пространств. зарядов.

● См. лит. при ст. *Ионизация.*

ДЕ́ЙСТВИЕ, физ. величина, имеющая размерность произведения энергии на время и являющаяся одной из существ. хар-к движения системы. Для механич. системы Д. обладает след. важным св-вом: если рассмотреть некрую совокупность возможных движений этой системы между двумя её положениями, то истинное (фактически происходящее) движение системы будет отличаться от этих возможных движений тем, что для него значение Д. явл. наименьшим (см. *Наименьшего действия принцип*). Это позволяет найти ур-ния движения механич. системы и изучить это движение.

В зависимости от св-в механич. системы и применяемого метода изучения её движения рассматривают разные выражения для величины Д. Если ввести т. н. функцию Лагранжа $L = T - \Pi$, где T и Π — кинетич. и потенц. энергии системы, то величина

$$S=\int_{t_0}^{t} L\,dt$$

наз. действием по Гамильтону за промежуток времени $t - t_0$. Она входит в выражение принципа наименьшего действия в форме Гамильтона — Остроградского. Другая величина

$$W=\int_{t_0}^{t} 2T\,dt$$

наз. действием по Лагранжу за промежуток времени $t - t_0$ и входит в выражение принципа наименьшего действия в форме Мопертюи — Лагранжа.

Для системы, в к-рой выполняется закон сохранения механич. энергии, величины S и W связаны соотношением

$$S = W - h(t-t_0),$$

где $h = T + \Pi$ — полная механич. энергия системы.

Помимо классич. механики, понятием Д. пользуются в теории упругости, *электродинамике*, *термодинамике* обратимых процессов.

Если характерные для физ. задачи величины размерности действия срав-

нимы с квантом действия $\hbar$, то рассмотрение следует вести на основе квантовой механики. *С. М. Тарг.*

ДЕЙСТВИ́ТЕЛЬНОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ, см. *Изображение оптическое.*

ДЕЙСТВИЯ И ПРОТИВОДЕ́ЙСТВИЯ ЗАКО́Н, один из осн. законов механики (третий закон Ньютона), согласно к-рому действия двух матер. тел друг на друга равны по величине и противоположны по направлению. Напр., сила, с к-рой груз, лежащий на плоскости, давит на эту плоскость, равна силе (реакции), с к-рой плоскость давит на груз; сила, с к-рой Земля притягивает Луну, равна силе, с к-рой Луна притягивает Землю, и т. д. Д. и п. з. играет важную роль при изучении движения механич. систем.

ДЕЙТРО́Н, ядро тяжёлого изотопа водорода — дейтерия, содержит один протон и один нейтрон. Обозначается ^{2}H, d, реже D. Масса равна 2,01423 *атомной единицы массы*, энергия связи нейтрона — 2,23 (4) МэВ, спин — 1, магн. момент — 0,857348(9) яд. магнетона, квадрупольный электрический момент — $2{,}738(4)\cdot10^{-27}$ см^2.

● См. лит. при ст. *Ядро атомное.*

ДЕКА... (от греч. déka — десять), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *кратной единицы*, равной 10 исходным ед. Обозначения: да, da. Напр., 1 дал (декалитр) = 10 л.

ДЕКА́ДА (от греч. dekás, род. п. dekádos — десяток), единица частотного интервала; равна интервалу между двумя частотами (f_1 и f_2), десятичный логарифм отношения к-рых $\lg(f_2/f_1) = 1$, что соответствует $f_2/f_1 = 10$.

ДЕКОРИ́РОВАНИЕ (от лат. decoro — украшаю), метод обнаружения в кристаллах точечных дефектов, *дислокаций*, ступеней роста и др. дефектов, заключающийся в осаждении на поверхность кристалла из газовой или жидкой фазы либо во введении в его объём хим. путём в-в, осаждающихся в виде ч-ц на дефектах и тем самым их выявляющих. Декориров. кристаллы изучаются методами оптич. или электронной микроскопии. Д. используется при исследовании процессов кристаллизации, реальной структуры кристалла, *эпитаксии*, а также при изучении хим. реакций на поверхностях тв. тел.

● Декорирование поверхности твердых тел, М., 1976.

ДЕКРЕМЕ́НТ ЗАТУХА́НИЯ (от лат. decrementum — уменьшение, убыль), количественная хар-ка быстроты затухания колебаний. Д. з. δ равен натуральному логарифму отношения двух последующих макс. отклонений x колеблющейся величины в одну и ту же сторону: $\delta = \ln(x_1/x_2)$. Д. з.— величина, обратная числу колебаний, по истечении к-рых амплитуда убывает в e раз. Напр., если $\delta = 0{,}01$, то амплитуда уменьшится в e раз после 100 колебаний. Д. з. характеризует число периодов T, в течение к-рых происходит затухание колебаний. Полное время затухания определяется отношением T/δ. Напр., величина ср. значений Д. з. *колебательного контура* $\delta = 0{,}02$—$0{,}05$, камертона $\delta \approx 0{,}001$, кварцевой пластинки $\delta \approx 10^{-4}$—10^{-5}, *оптического резонатора* $\delta \approx 10^{-6}$—10^{-7}.

Обычно вместо Д. з. пользуются понятием *добротности* колебательной системы Q, с к-рой Д. з. связан соотношением:

$$\delta = \pi/\sqrt{Q^2 - 1/4},$$

а при больших добротностях $\delta \approx \pi/Q$.

● Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964.

ДЕЛЕ́НИЕ А́ТОМНОГО ЯДРА́, деление ат. ядра на неск. более лёгких ядер (осколков), чаще всего на два ядра, близких по массе. В 1939 нем. учёные О. Ган и Ф. Штрасман установили, что при бомбардировке урана нейтронами образуются ядра щёлочноземельных элементов, в частности Ba. Вскоре австр. физики Л. Майтнер и О. Фриш показали, что ядро ^{235}U делится под действием нейтрона на два осколка (рис. 1), и дали первое

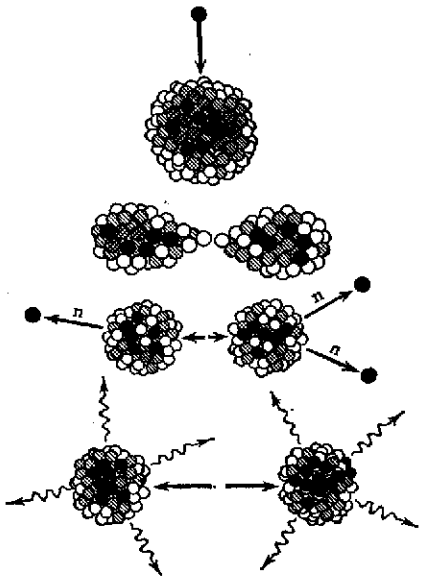


Рис. 1. Деление тяжёлого ядра ^{235}U (n — нейтроны, испускаемые осколками).

качеств. объяснение деления. В 1940 Г. Н. Флёров и К. А. Петржак обнаружили *спонтанное деление ядер*. Для того чтобы ядро достигло формы, предшествующей его разрыву, необходима затрата определ. энергии для преодоления *потенциального барьера*, наз. б а р ь е р о м д е л е н и я (рис. 2). Эту энергию ядро может получить извне, напр. при захвате нейтрона. В случае спонтанного деления ядер происходит туннельное просачивание через барьер (см. *Туннельный эффект*).

Масса тяжёлого ядра больше суммы масс образующихся осколков. Разница в массах соответствует энергии, выделяемой при делении. Значит. часть этой энергии выделяется в виде кинетич. энергии осколков, равной энергии их электростатич. отталкивания в момент деления. Суммарная кинетич. энергия осколков несколько увеличивается по мере возрастания A (ат. массы) делящегося ядра и составляет для урана и трансурановых элементов ок. 200 МэВ. Осколки бы-

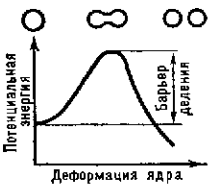


Рис. 2. Барьер деления и последовательность форм, принимаемых делящимся ядром.

стро тормозятся в среде, вызывая ионизацию, нагревание и нарушая её структуру. Утилизация кинетич. энергии осколков деления за счёт нагревания ими среды — основа использования яд. энергии.

Осколки деления образуются в возбуждённых состояниях. В дальнейшем энергия возбуждения осколков уменьшается в результате испускания ими нейтронов (н е й т р о н ы д е л е н и я). Энергетич. спектр нейтронов деления можно считать максвелловским со среднеквадратичной энергией 1,3 МэВ. Когда энергия возбуждения становится меньше энергии, необходимой для отделения нейтрона от ядра, эмиссия нейтронов прекращается, начинается испускание γ-квантов. В ср. на один акт деления испускается 8—10 γ-квантов.

Масса, заряд и энергия возбуждения осколков, образующихся в отд. актах деления, различны. Число нейтронов ν, испущенных в одном акте деления, также флуктуирует. При бомбардировке ^{235}U медленными нейтронами ср. число испускаемых нейтронов $\nu = 2{,}5$. Для более тяжёлых элементов ν увеличивается. Именно превышение ν над 1 позволяет осуществить *ядерную цепную реакцию*. Осколки перегружены нейтронами и радиоактивны. Соотношение между числами протонов Z и нейтронов $N = A - Z$ в осколках зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. При достаточно высоком возбуждении оно в осколках остаётся тем же, что у делящегося ядра. При малой энергии возбуждения нейтроны и протоны распределяются между осколками так, что в дальнейшем происходит примерно одинаковое число β-распадов, прежде чем они превратятся в стабильные ядра. В отд. случаях (прибл. 0,7% по отношению к общему числу делений) образующееся при β-распаде возбуждённое ядро также испускает нейтрон. Эмиссия этого нейтрона из возбуждённого ядра — процесс быстрый ($\sim 10^{-16}$ с), однако он запаздывает по отношению к моменту деления ядра

на время, к-рое может достигать десятков с (запаздывающие нейтроны).

Деление наз. асимметричным, когда отношение масс наиболее часто возникающих осколков порядка 1,5. По мере увеличения энергии возбуждения ядра всё большую роль начинает играть симметричное деление на два осколка с близкими массами. Для нек-рых спонтанно делящихся ядер (U, Pu) характерно асимметричное деление (рис. 3), но по мере увеличения A деление приближается к симметричному. Наиболее отчётливо это

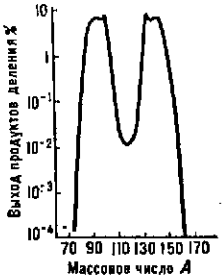


Рис. 3. Спектр масс осколков деления ядра ^{235}U при захвате медленных нейтронов.

проявляется у ^{256}Fm. Значительно реже наблюдается деление на три осколка, обычно сопровождающееся испусканием α-частицы, ядер ^{6}He, ^{8}He, Li, Be и др. Предельный случай — деление на три почти равных осколка — наблюдался при бомбардировке ядер ускоренными тяжёлыми ионами (^{40}Ar и др.).

Теория Д. а. я. впервые была дана дат. физиком Н. Бором и амер. физиком Дж. А. Уилером и независимо от них Я. И. Френкелем. Они развили капельную модель ядра, в к-рой ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости. На нуклоны действуют уравновешивающие друг друга яд. силы притяжения и электростатич. силы отталкивания, стремящиеся разорвать ядро. Деформация ядра нарушает равновесие; при этом возникают силы, аналогичные поверхностному натяжению жидкой капли, стремящиеся вернуть ядро к нач. форме. Деформация ядра при делении сопровождается увеличением его поверхности, и, как в жидкой капле, силы поверхностного натяжения возрастают, препятствуя его дальнейшей деформации. Чем ниже барьер деления (чем больше величина Z^2/A), тем меньше период спонтанного деления.

Капельная модель описывает лишь усреднённые св-ва ядер. В действительности же хар-р процесса деления может существенно зависеть от внутр. структуры ядра и состояния отд. нуклонов. Из-за этого, в частности, барьер деления больше для ядер с нечётным числом нуклонов, чем для соседних чётно-чётных ядер (чётные Z и N). Напр., деление ядер ^{238}U под действием нейтронов становится достаточно вероятным лишь в том случае, когда кинетич. энергия нейтронов превышает нек-рый порог, а в случае ^{235}U даже при захвате теплового нейтрона энергия возбуждения составного ядра ^{236}U превышает барьер деления (рис. 4). Влияние структуры ядра на Д. а. я. видно при сравнении периодов спонтанного деления чётно-нечётных ядер. Вместо регулярного увеличения периода спонтанного деления ядра с ростом A иногда наблюдается его резкое уменьшение. Этот эффект чётко проявляется при $N=152$, что необъяснимо в рамках капельной модели и свидетельствует о влиянии на барьер деления и вообще на процесс Д. а. я. оболочечной структуры ядра (см. *Ядро атомное*).

Рис. 4. Зависимость сечения деления ^{235}U и ^{238}U от энергии нейтронов.

● Петржак К. А., Флеров Г. Н., Спонтанное деление ядер, «УФН», 1961, т. 73, в. 4, с. 655; Халперн И., Деление ядер, пер. с англ., М., 1962; Обухов А. И., Перфилов Н. А., Деление ядер, «УФН», 1967, т. 92, в. 4; Струтинский В. М., Деление ядер, «Природа», 1976, № 9; Лихман Р. Б., Деление ядра, в кн.: Физика атомного ядра и плазмы, пер. с англ., М., 1974; Фриш О., Уилер Дж., Открытие деления ядер, «УФН», 1968, т. 96, в. 4.

ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕ́РЫ, изомерные состояния ядер (см. *Изомерия атомных ядер*) с высокой вероятностью *спонтанного деления ядер*. Известно ок. 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для к-рых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, примерно в 10^{26} раз. Очевидно, форма ядра в таком состоянии более вытянута, чем в основном. Совр. рабочая модель

Рис. Двугорбый потенц. барьер деления в случае спонтанного деления из изомерного состояния. По оси абсцисс отложена степень отклонения ядра от сферич. формы (степень вытянутости).

Д. и. основывается на идее двугорбого барьера деления (рис.). Нижнее состояние во второй потенц. яме на барьере деления должно быть изомерным. Эл.-магн. переходы из этого состояния в основное, лежащее в первой яме, сильно подавлены из-за барьера, разделяющего обе ямы. В то же время барьер деления для изомерных состояний мал, и это объясняет высокую вероятность деления изомеров.

ДЁМБЕРА ЭФФЕ́КТ, возникновение электрич. поля и эдс в однородном *полупроводнике* при его неравномерном освещении. В частности, эдс возникает между освещаемой и неосвещаемой поверхностями ПП при сильном поглощении света в нём (диффузионная фотоэдс). Открыт нем. физиком Х. Дембером (H. Dember; 1931); теория разработана Я. И. Френкелем (1933), нем. физиком Х. Фрёлихом (1935), Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем (1936). При неравномерном освещении в ПП возникают градиент концентрации и, следовательно, диффузия неравновесных эл-нов и дырок от освещаемого участка в сторону неосвещаемого. Т. к. коэфф. диффузии эл-нов и дырок различны, то в образце появляется электрич. поле. Эдс Дембера (U), напр. в ПП n-типа при сильном освещении, равна:

$$U = -\frac{D_э - D_д}{\mu_э + \mu_д} \int_0^d \frac{d\sigma}{\sigma},$$

где $D_э$ и $D_д$ — коэфф. диффузии эл-нов и дырок, $\mu_э$ и $\mu_д$ — их подвижности, d — толщина образца, σ — уд. электропроводность.

Фотоэдс Д. э. мала и практич. применения не имеет.

● См. лит. при ст. *Фотоэдс*.

ДЕМОДУЛЯЦИЯ СВЕ́ТА, то же, что *детектирование света*.

ДЕПОЛЯРИЗА́ЦИЯ СВЕ́ТА, уменьшение степени поляризации света. Д. с. наблюдается при многих оптич. явлениях, напр. при *рассеянии света* в мутной среде или на матовой поверхности. При мол. рассеянии поляризов. света Д. с. зависит от анизотропии молекул в-ва. Д. с. поляризов. *люминесценции* р-ров происходит в результате вращения молекул за время жизни возбуждённого состояния (вращательная Д. с.) или вследствие передачи энергии возбуждения от возбуждённых молекул к невозбуждённым (концентрационная Д. с.). Д. с.— одно из проявлений магнитооптич. *Ханле эффекта*.

Искусств. уменьшение (подавление) степени поляризации как мешающего фактора при оптич. исследованиях также наз. Д. с. При этом световой пучок, как правило, не перестаёт быть поляризованным (получить *естественный свет* из поляризованного практически невозможно), но меняет состояние поляризации во времени, по сечению пучка или по спектру т. о., что степень поляризации пучка значительно уменьшается.

● См. лит. при ст. *Поляризация света*.

ДЕСО́РБЦИЯ (от лат. de — приставка, означающая удаление, и sorbeo — поглощаю), удаление адсорбированного в-ва с поверхности адсорбента; процесс, обратный *адсорбции*. Происходит при уменьшении концентрации адсорбирующегося в-ва в среде, окружающей адсорбент, а также при повышении темп-ры. Скорость Д.

(кол-во молекул, покидающих поверхность адсорбента в секунду, отнесённое к её площади) зависит от темп-ры, давления, а также природы и особенностей структуры адсорбирующей поверхности. Д. применяется для извлечения из адсорбентов поглощённых ими газов или растворённых в-в, а также для исследования поверхностей.

ДЕТА́ЛЬНОГО РАВНОВЕ́СИЯ ПРИ́НЦИП, общее положение *статистической физики*, согласно к-рому любой микропроцесс в равновесной системе протекает с той же скоростью, что и обратный ему.

Когда система, состоящая из большого числа ч-ц, находится в равновесии, постоянными во времени остаются лишь физ. величины, относящиеся к системе в целом (т. н. термодинамич. величины). В то же время составляющие систему отд. микрочастицы меняют своё состояние: в равновесной системе происходят столкновения ч-ц, могут протекать хим. реакции и т. п. Чтобы равновесие системы сохранялось, наряду с любым микропроцессом должен осуществляться и обратный ему. Д. р. п. утверждает, что скорость любого микропроцесса в состоянии равновесия совпадает со скоростью обратного ему процесса. Скорость при этом трактуется статистически: как среднее по большому числу одинаковых микропроцессов. В квант. теории Д. р. п. состоит в равенстве вероятностей прямого и обратного процессов. Этими процессами могут быть *квантовые переходы*, реакции между элем. ч-цами и т. п.

Д. р. п., связывая хар-ки прямого и обратного процессов, имеет важное прикладное значение. В нек-рых случаях наблюдать один из этих процессов значительно легче, чем другой. Напр., легко измерить вероятность фотоионизации атома. Скорости этого процесса и обратного ему процесса рекомбинации легко выразить через соответствующие вероятности процессов. Таким образом, Д. р. п. позволяет вычислить вероятность рекомбинации. Д. р. п. находит применение в физ. и хим. кинетике.

ДЕТЕКТИ́РОВАНИЕ (демодуляция) (от лат. detectio — открытие, обнаружение), преобразование электрич. колебаний, в результате к-рого получаются колебания более низкой частоты (или пост. ток). В радиотехнике Д.— выделение НЧ модулирующего сигнала из модулиров. ВЧ колебаний (см. *Модуляция колебаний*). Д. применяется в радиоприёмном устройстве для получения колебаний звук. частоты, сигналов изображений в телевидении и т. д. В большинстве случаев Д. осуществляют с помощью устройств с нелинейной проводимостью (диодов, электронных ламп, транзисторов и т. д.).

ДЕТЕКТИ́РОВАНИЕ СВЕ́ТА (демодуляция света), преобразование модулиров. колебаний поля оптич. частоты (10^{13}—10^{15} Гц) с целью выявления закона модуляции интенсивности поля, его частоты или фазы (см. *Модуляция света*). Д. с. основано на нелинейной (чаще всего квадратичной) зависимости фототока приёмника (фотоэлемента) от напряжённости E электрич. поля световой волны. Вопрос о возможности Д. с. впервые возник в связи с исследованием *дублетов* в тонкой структуре ат. спектров. Любая модуляция (амплитудная, частотная, фазовая) световой волны ведёт к изменению спектр. состава первоначально монохроматич. излучения. И

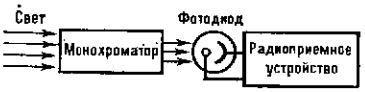


Рис. 1. Принципиальная схема устройства для детектирования света.

наоборот, наличие дублетов в спектре можно рассматривать как результат модуляции. Поэтому демодуляц. анализ был применён для обнаружения дублетного расщепления. Схема соответствующего устройства приведена на рис. 1 и является оптич. аналогом радиоприёмника. *Монохроматор*, выделяющий исследуемый дублет, играет роль резонансного контура, а фотоэлемент — роль демодулятора.

Электрич. поле каждой линии дублета может быть представлено в виде

$$E(t) = A(t)\cos[\omega t - \varphi(t)], \qquad (1)$$

где $A(t)$ и $\varphi(t)$ — ф-ции, изменяющиеся со временем t медленно по сравнению с оптич. частотой ω спектр. линии. Результирующее поле дублета с частотами ω_1 и ω_2 на фотоэлементе имеет вид:

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) = A_1(t)\cos[\omega_1 t - \varphi_1(t)] + A_2(t)\cos[\omega_2 t - \varphi_2(t)]. \qquad (2)$$

Ток фотоэлемента, усреднённый за время, малое по сравнению с периодом биений $\tau = 1/(\omega_1 - \omega_2)$, но большое по сравнению с периодом $T = 1/\omega$, изменяется по закону:

$$I \approx E^2 = \frac{A_1^2(t) + A_2^2(t)}{2} + A_1(t)\,A_2(t)\cos[(\omega_1 - \omega_2)t - \varphi_1(t) + \varphi_2(t)]. \qquad (3)$$

Если A, φ, ω_1 и ω_2 не зависят от времени, то спектры $E(t)$ и $E^2(t)$ имеют вид, изображённый на рис. 2. Спектр $E^2(t)$ состоит из пост. составляющей $\omega = 0$ и разностной частоты $\Omega = |\omega_1 - \omega_2|$. Т. к. каждая линия дублета имеет спектр. ширину $\Delta\omega$, то реальные спектры $E(t)$ и $E^2(t)$ имеют вид, изображённый на рис. 3. Максимум в спектре $E^2(t)$ лежит вблизи разностной частоты Ω и имеет ширину порядка ширины компонентов дублета.

Для обнаружения дублетного расщепления посредством анализа спектра демодулиров. колебания необходим колебат. контур с добротностью $Q = \frac{|\omega_1 - \omega_2|}{\Delta\omega}$. При $\Delta\omega \sim 10^9\,\text{с}^{-1}$ даже весьма плохой контур (с $Q \approx 10$) позволяет обнаружить дублетное расщепление $|\omega_1 - \omega_2| = 10^{10}\,\text{с}^{-1}$. В то же время для обнаружения такого дублетного расщепления обычными оптич. спектр. приборами необходимо, чтобы они имели разрешение $R = \frac{\omega_1}{\Delta\omega} \geqslant 10^6$ ($\omega_1 \approx 10^{15}\,\text{с}^{-1}$), что практически не достигается даже в лучших спектр. приборах. Демодуляц. анализ имеет особенно важное значение при анализе спектра излучения газовых лазеров,

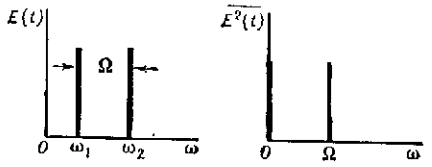


Рис. 2. Спектры $E(t)$ и $E^2(t)$ в случае не зависящих от времени A, φ, ω_1 и ω_2.

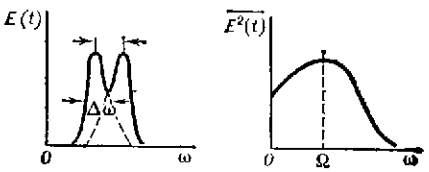


Рис. 3. Реальные спектры $E(t)$ и $E^2(t)$ для дублета.

у к-рых значения $\Delta\omega$ и $|\omega_1 - \omega_2|$ лежат в диапазоне $\Delta\omega \simeq 10^4\,\text{с}^{-1}$ и $|\omega_1 - \omega_2| \simeq 10^6\,\text{с}^{-1}$.

Высокая степень когерентности, направленности и монохроматичности лазерного излучения позволяет использовать также для демодуляц. анализа т. н. супергетеродинный метод, где в кач-ве гетеродина применяется *лазер*. По гетеродинной схеме можно определить закон изменения частоты или фазы исследуемого излучения, что используется при т. н. доплеровском лоцировании объектов, позволяющем определять их скорости. В этом случае принимаемым сигналом явл. излучение лазера, отражённое от движущегося объекта. Частота этого излучения сдвинута относительно частоты лазера-гетеродина на величину, пропорц. скорости объекта (*Доплера эффект*). Существ. развитие этот метод получает при определении скорости сверхмедленно движущихся объектов, напр. ледников или континентальных плит земной коры.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Белоусова И. М. [и др.], Исследование динамики движения ледников с помощью лазера, «Доклады АН СССР», 1971, т. 199, № 5. *О. Б. Данилов.*

ДЕТЕ́КТОРЫ частиц, приборы и устройства для регистрации элем. ч-ц (протонов, нейтронов, эл-нов, мезонов и т. д.), ат. ядер (дейтронов, α-частиц и др.), а также рентгеновских

и γ-квантов. Различают электронные Д., вырабатывающие электрич. импульс, когда в объём Д. попадает ч-ца или квант, и трековые Д., позволяющие не только зарегистрировать факт и момент прохождения ч-цы, но и воспроизвести её траекторию (трек).

Важнейшие характеристики детекторов: 1) эффективность — вероятность регистрации ч-цы при попадании её в рабочий объём Д.; 2) пространств. разрешение — точность, с к-рой Д. способен локализовать положение ч-цы в пр-ве; 3) временно́е разрешение (разрешающее время) — мин. интервал времени между прохождением двух ч-ц через Д., когда они регистрируются порознь, т. е. сигналы Д. не накладываются друг на друга; 4) мёртвое время (время восстановления) — время, за к-рое Д., зарегистрировавший одну ч-цу, успевает вернуться в исходное состояние и быть готовым для регистрации след. ч-цы. Частицы, прошедшие через Д. за это время, не регистрируются. Время нечувствительности явл. мерой инерционности Д. Оно ограничивает макс. интенсивность излучения, к-рое может регистрировать Д. (см. табл.).

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Детектор	Пространств. разрешение, см	Временно́е разрешение, с	Время восстановления, с
Ионизац. камера	1	10^{-4}	10^{-4}
Пропорц. счётчик	1	10^{-7}	10^{-5}
Счётчик Гейгера	1	10^{-4}	10^{-4}
Сцинтилляц. счётчик	1	10^{-9}	10^{-8}
ПП детектор	1	10^{-9}	10^{-9}
Фотоэмульсии	10^{-4}	—	—
Камера Вильсона	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
Диффуз. камера	10^{-1}	10^{-3}	10^{-2}
Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-3}	1
Искровая камера	10^{-2}	10^{-6}	10^{-3}
Пропорц. камера	10^{-2}	10^{-7}	10^{-6}

Ионизационные детекторы составляют наиб. обширную группу электронных Д. Их действие основано на ионизации атомов и молекул, вызываемой регистрируемой ч-цей. Если ч-ца не имеет электрич. заряда (нейтроны, γ-кванты), то ионизацию могут вызывать вторичные заряж. ч-цы (протоны отдачи, эл-ны и позитроны). Один из первых Д., применявшихся англ. физиком Э. Резерфордом,— *ионизационная камера*. Это — камера, заполненная газом с электродами, на к-рые подаётся напряжение. Заряж. ч-ца, проходя через камеру, ионизует газ; образующиеся ионы и эл-ны собираются на электродах, создавая в цепи камеры ток. Ионизац. камеры применяются для регистрации как отд. ч-ц (импульс тока), так и для измерения их интегр. потоков. Т. к. время собирания на электрод эл-нов в 10^3—10^4 раз меньше, чем время собирания ионов, то при регистрации отд. ч-ц для получения высокого временно́го разрешения используется, как правило, только электронный компонент сигнала. Временно́е разрешение определяется подвижностью эл-нов и составляет 10^{-6} с. Пространств. разрешение определяется геом. размерами камеры. Ионизац. камеры применяются до сих пор, в частности в *дозиметрии*. Они просты, имеют высокую эффективность регистрации, позволяют оценивать энергию ч-цы (выходной сигнал пропорц. энергии, затраченной ч-цей на ионизацию) и т. п.; однако их временно́е разрешение невелико и амплитуда электрич. сигнала мала, что приводит к необходимости усиления сигнала и делает аппаратуру чувствительной к помехам и шумам.

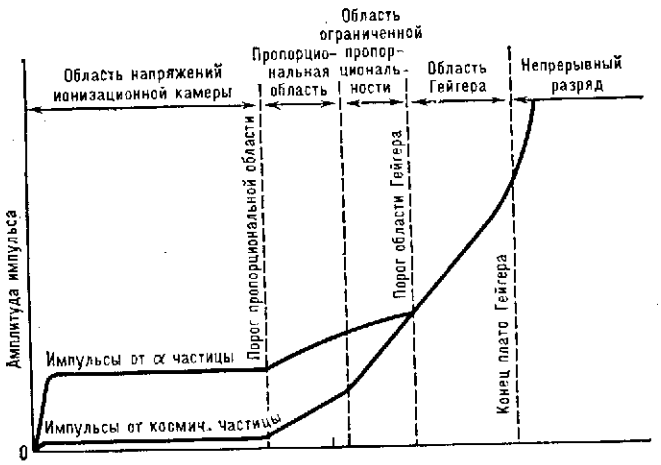


Рис. 1. Зависимость амплитуды импульсов, вырабатываемых ионизац. детектором, от напряжения V на электродах в случае прохождения через детектор быстрой косм. ч-цы, образующей 10—20 пар ионов, и α-частицы, создающей 10^5 пар ионов.

Недостатки ионизац. камеры в значит. степени устранены в *пропорциональном счётчике*, где эл-ны, образованные заряж. ч-цей, двигаясь к аноду, приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации. В результате на анод приходит электронная лавина, амплитуда сигнала велика и в ряде случаев (напр., при регистрации α-частиц) не требуется усиления. В пропорц. счётчике сигнал, так же как и в ионизац. камере, пропорц. энергии ч-цы, затраченной на ионизацию (рис. 1). Гл. недостатки: сильная зависимость амплитуды импульса от состава газовой смеси и приложенного напряжения и недостаточно высокое временно́е разрешение ($\sim 10^{-7}$ с). В связи с появлением ЭВМ пропорц. счётчики получили второе рождение в виде пропорциональных камер, к-рые представляют собой совокупность большого числа ($\sim 10^3$—10^4) пропорц. счётчиков в одном объёме.

Если увеличивать напряжение на электродах пропорц. счётчика, то, начиная с нек-рого напряжения, все импульсы, какими бы ч-цами они ни были вызваны, становятся одинаковыми по величине и продолжают расти с увеличением напряжения. Это т. н. область Гейгера, а Д. наз. счётчиками Гейгера (см. *Гейгера счётчик*). Счётчики Гейгера имеют высокую эффективность и большую амплитуду сигнала. Недостатки: невысокое временно́е разрешение (10^{-6} с), большое время восстановления (10^{-4}—10^{-3} с), а также невозможность измерять энергию ч-цы.

Ионизац. Д. сыграли фундам. роль на раннем этапе развития яд. физики. Они применялись для регистрации радиоакт. излучений от слабых естеств. радиоакт. источников (α-, β-частицы, γ-лучи, см. *Радиоактивность*) и *космических лучей*. С появлением *ускорителей*, создающих интенсивные пучки заряж. ч-ц (10^6—10^7 частиц/с) высоких энергий, ионизац. Д. оказались слишком медленными и были вытеснены *сцинтилляционными счётчиками* и *черенковскими счётчиками*. Появившись в экспериментах на ускорителях, эти Д. оказались удобными и при исследовании космических лучей и др.

Сцинтилляционные детекторы состоят из *сцинтиллятора*, в к-ром заряж. ч-ца создаёт световую вспышку, и одного или нескольких ФЭУ, регистрирующих эту вспышку. Высокое временно́е разрешение сцинтилляц. счётчика $\sim 10^{-9}$ с, большая амплитуда сигнала на выходе ФЭУ и малое время восстановления $\sim 10^{-8}$ с обеспечили ему широкое применение. Пространств. разрешение определяется размерами сцинтиллятора. Существуют огромные сцинтилляц. Д., размер к-рых порядка неск. $м^3$. Дальнейшее развитие этих Д. связано с разработкой более быстрых ФЭУ и сцинтилляторов (пластмасс) с более короткими временами высвечивания.

Черенковские счётчики. Заряж. ч-ца, двигаясь в в-ве (радиаторе) со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, излучает свет, коррелированный с направлением движения (см. *Черенкова — Вавилова излучение*). Общее кол-во света, к-рое попадает на фотокатод в черенковском счётчике, как правило, в неск. десятков раз меньше, чем в сцинтилляц. Д., но всё же достаточно для регистрации прошедших через радиатор ч-ц. Т. к. испускание света в этих Д. возможно только для ч-ц, скорость к-рых больше фазовой скорости света в данной среде, то они используются для выделения ч-ц заданной скорости (п о р о г о в ы е Д.) и определения скорости ч-цы по углу раствора конуса излучения. Применение спец. оптич. систем позволяет сделать черенковские счётчики чувствительными к нек-рому интервалу скоростей регистрируемых ч-ц (д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы е Д.). Т. к. излучение света в счётчиках Черенкова происходит мгновенно, то их разрешающее время достигает 10^{-9} с. Для регистрации заряж. ч-ц с энергией $\sim 10^{11}$—10^{12} эВ используются Д., в к-рых вспышки света возникают при прохождении регистрируемой ч-цы через границу двух сред с резко различными св-вами (обычно газ — тв. тело, см. *Переходное излучение*). Интенсивность света, излучаемого при этом, пропорц. энергии ч-цы, но значительно меньше, чем в случае черенковского излучения. Поэтому Д. на переходном излучении делают многослойными, они содержат сотни слоёв газ — тв. в-во.

Полупроводниковые детекторы по принципу работы аналогичны ионизационным с тем преимуществом для быстрых ч-ц, что в нём используется тв. среда с более высокой тормозной способностью. Разрешающее время ПП Д. мало ($\sim 10^{-9}$ с). ПП Д. обладают высокой надёжностью, могут работать в магн. полях. Осн. недостаток, ограничивающий их применение, небольшие размеры ($\leqslant 10$ см^2, см. *Полупроводниковый детектор*).

Для работы всех импульсных Д. (включая *диэлектрический детектор* и *кристаллический счётчик*), регистрирующих отд. ч-цы, большое значение имеет электронная регистрирующая аппаратура. Она явл. по существу частью Д., к-рый можно рассматривать как датчик сигнала. Помимо усиления амплитуды сигнала и преобразования электрич. сигналов, эта аппаратура выполняет ряд логич. операций, необходимых для изучения разл. яд. процессов (см. *Ядерная электроника, Совпадений метод*).

Трековые детекторы обладают высоким пространств. разрешением. Временно́е же разрешение их либо не очень высоко, либо практически отсутствует. Этот недостаток они компенсируют чрезвычайно полной и детальной картиной «события», к-рое может быть элем. актом вз-ствия ч-цы с веществом, распадом ч-цы и т. д.

Простейшими трековыми Д. явл. *ядерные фотографические эмульсии*. Прохождение заряж. ч-цы в эмульсии вызывает ионизацию, приводящую к образованию центров скрытого изображения. После проявления следы заряж. ч-ц предстают в виде цепочки зёрен металлич. серебра. Благодаря малому размеру зёрен можно получить высокое пространств. разрешение, а детальное изучение структуры следа позволяет определить массу, заряд и энергию ч-ц. По трекам иногда можно восстановить всю историю ч-ц от их «рождения» до распада, акта вз-ствия или остановки. В эмульсии были открыты и изучены мн. элем. ч-цы. Гл. недостатки: сложность процедуры поиска и обмера событий, ограниченный набор ядер-мишеней, с к-рыми взаимодействуют изучаемые ч-цы, трудности при обработке треков ч-ц высоких энергий.

Классическим трековым Д., к-рый сыграл большую роль в изучении *радиоактивности* и косм. лучей, явл. *Вильсона камера* и её разновидность — *диффузионная камера*. След ионизирующей ч-цы, попавшей в камеру, наполненную газом и пересыщенными парами спирта или воды, становится видимым благодаря возникновению вокруг образованных ею ионов капелек конденсиров. пара. Для регистрации треков камеру Вильсона в нужный момент освещают импульсным источником света и фотографируют (стереоскопически). Помещая камеру Вильсона в магн. поле, можно по кривизне треков определить импульс ч-цы и знак её электрич. заряда. Разновидностью камеры Вильсона явл. диффузионная камера. В дальнейшем камеры Вильсона в экспериментах были вытеснены пузырьковыми и искровыми камерами.

Пузырьковая камера — один из осн. трековых Д. в экспериментах на ускорителях. Если привести жидкость в перегретое состояние, то она нек-рое время не вскипает. Когда через такую перегретую жидкость пролетает ионизирующая ч-ца, то начинается вскипание. Пока пузырьки пара не успели вырасти до больших размеров, их можно осветить и сфотографировать. Измерение кривизны треков заряж. ч-ц в магн. поле, как и в камерах Вильсона, позволяет измерить импульс и знак заряда ч-цы. Гл. достоинства пузырьковых камер: высокая эффективность при регистрации практически любого числа заряж. ч-ц, появляющихся в одном акте вз-ствия, высокая точность при измерении углов и импульсов ч-ц, а для камер с тяжёлыми жидкостями — высокая конверсионная способность к γ-квантам (см. *Конверсия внутренняя*). Недостаток — ограниченное число исследуемых ч-ц, к-рые одновременно можно пропустить через камеру, т. к. при большом их числе на одной фотографии возникают сложности обработки каждого отд. события.

Искровые камеры появились в кон. 50-х гг. Заряж. ч-ца ионизует газ, и вдоль траектории ч-цы в момент её прохождения образуется колонка из эл-нов и ионов. Если после прохождения ч-цы через время $\leqslant 1$ мкс на электроды камеры подать достаточно высокое напряжение, то между ними произойдёт искровой пробой именно в том месте, где проходила ч-ца. Искровые камеры обладают пространств. разрешением пузырьковых камер и в то же время позволяют работать в пучках в $\sim 10^5$ раз более интенсивных, причём можно регистрировать не все ч-цы, а выборочно. Простейший способ регистрации искр — фотографирование. Однако в связи с внедрением ЭВМ появились т. н. бесфильмовые искровые камеры. В них координаты искр записываются в память ЭВМ, где сразу же подвергаются матем. обработке.

Траектория ч-цы может быть зарегистрирована с помощью системы импульсных Д., образующих *телескоп счётчиков*. По номерам счётчиков, давших сигнал о прохождении ч-цы, можно определить её траекторию. Точность измерений определяется величиной зачернённого угла (рис. 2). Помещая их в магн. поле, можно измерять импульсы заряж. ч-ц и их знак. Следы тяжёлых заряж. ч-ц, образующихся, напр., при *делении атомного ядра*, можно обнаруживать с помощью нек-рых кристаллов.

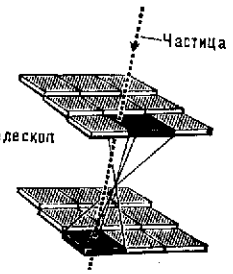


Рис. 2. Прохождение быстрой ч-цы через две группы импульсных детекторов (каждый квадрат — детектор), расположенные поперёк траектории ч-ц (годоскопы) и образующие телескоп счётчиков.

См. также *Дозиметрические приборы* и *Калориметр ионизационный*.

● Экспериментальная ядерная физика, пер. с англ., т. 1, М., 1955; В е к с л е р В., Г р о ш е в Л., И с а е в В., Ионизационные методы исследования излучений, М.—Л., 1949; Р и т с о н Д., Экспериментальные методы в физике высоких энергий, пер. с англ., М., 1964; К а л а ш н и к о в а В. И., К о з о д а е в М. С., Детекторы элементарных частиц, М., 1966; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., М., 1969; Принципы и методы регистрации элементарных частиц, пер. с англ., М., 1963; П р а й с В., Регистрация ядерного излучения, пер. с англ., М., 1960.
В. С. Кафтанов.

ДЕТОНАЦИЯ (франц. détoner — взрываться, от лат. detono — гремлю), процесс хим. превращения взрывчатого в-ва (ВВ), сопровождающийся выделением теплоты и распространяющийся с пост. скоростью, превышающей скорость звука в данном в-ве.

В отличие от *горения*, где распространение пламени обусловлено медленными процессами *диффузии* и *теплопроводности*, Д. представляет собой комплекс мощной *ударной волны* и следующей за её фронтом зоны хим. превращения в-ва (детонационная волна).

Ударная волна (рис. 1) сжимает и нагревает ВВ, вызывая в нём хим. реакцию, продукты к-рой сильно расширяются — происходит *взрыв*. С другой

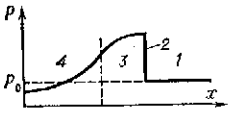


Рис. 1. Распределение давления p в детонац. волне (x — пространств. координата): *1* — зона исходного в-ва; *2* — фронт волны; *3* — зона хим. реакции; *4* — зона продуктов детонации; p_0 — нач. давление.

стороны, энергия, выделяющаяся в результате хим. реакции, поддерживает ударную волну, не давая ей затухать. Скорость детонац. волн постоянна для каждого ВВ, принимается в кач-ве его хар-ки и достигает 1—3 км/с в газовых смесях и 8—9 км/с в конденсированных ВВ; давление на фронте ударной волны составляет ~1—5 МПа (~10—50 атм) и ~10 ГПа (~10^5 атм) соответственно.

Гидродинамич. теория Д. позволяет рассчитать значение её скорости и распределение давления, плотности и темп-ры в детонац. волне на основе законов сохранения массы, импульса и энергии, ур-ния состояния в-ва, а также требования равенства скорости детонац. волны относительно продуктов реакции и скорости звука в них.

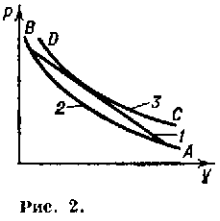


Рис. 2.

На рис. 2 адиабата AB отвечает ударной волне, бегущей в газе (p — давление, V — объём) и не вызывающей хим. реакции; CD — адиабата, построенная в предположении, что хим. реакция завершилась. При Д. сначала происходит ударный переход *1—2 (адиабатический процесс)*, затем хим. реакция переводит в-во из состояния *2* в состояние *3* по прямой, касающейся адиабаты CD. Дальнейшее расширение в-ва идёт по адиабате CD. Скорость v газовой Д. выражается через тепловой эффект q реакции (на 1 г в-ва) и показатель адиабаты γ: $v = \sqrt{2q(\gamma^2-1)}$.

Кроме рассмотренной классич. Д. интенсивно исследуются т. н. спиновая Д., характеризующаяся движением детонац. волны по спирали, Д. в гетерогенных системах, малоскоростная Д.

Устойчивый процесс Д. не всегда возможен. Так, Д. не может распространяться в цилиндрич. заряде малого диаметра (в-во разлетается через боковую поверхность, что вызывает прекращение хим. реакции) или при концентрациях ВВ ниже или выше нек-рых предельных значений, зависящих от давления и темп-ры.

Д. создаётся в ВВ интенсивным механич. или тепловым воздействием (удар, искра) и служит для возбуждения взрыва с помощью детонаторов. Во мн. случаях (напр., при горении топливной смеси в двигателях внутр. сгорания) Д. недопустима, поэтому подбираются определ. условия её сгорания, исключающие Д.

● См. лит. при ст. *Взрыв*. *Б. В. Новожилов.*

ДЕФЕКТ МАСС, разность δ между суммой масс нуклонов (нейтронов и протонов), составляющих атомное ядро, и массой ядра M: $\delta = ZM_p + (A-Z)M_n - M$. Здесь Z — число протонов в ядре, A — массовое число ядра, M_p и M_n — массы протона и нейтрона. Д. м. выражается в ат. единицах массы и равен (с обратным знаком) энергии связи нуклонов в ядре. Чем больше Д. м., тем выше энергия связи и тем устойчивее ядро (см. *Ядро атомное*).

ДЕФЕКТОН, *квазичастица*, описывающая поведение *дефектов* в *квантовых кристаллах*.

ДЕФЕ́КТЫ кристаллической решётки (от лат. defectus — недостаток, изъян), любое отклонение от её идеального периодич. ат. строения. Д. могут быть либо атомарного масштаба, либо макроскопич. размеров. Образуются в процессе *кристаллизации*, под влиянием тепловых, механич. и электрич. воздействий, а также при облучении нейтронами, эл-нами, рентг. лучами, УФ излучением (см. *Радиационные дефекты*), при введении примесей и т. п. Различают точечные Д., линейные Д., Д., образующие в кристалле поверхности, и объёмные Д. Простейшим точечным Д. явл. *вакансия* — узел крист. решётки, в к-ром отсутствует атом. В кристаллах могут присутствовать чужеродные атомы или ионы, замещая осн. ч-цы, образующие кристалл (примесные), или внедрившись между ними (междоузлия). Точечными Д. явл. также собств. атомы или ионы, сместившиеся из норм. положений (междоузельные атомы), а также *центры окраски* — комбинации вакансий с *электронами проводимости* или с *дырками* и др. В *ионных кристаллах* точечные Д. возникают парами. Две вакансии противоположного знака образуют т. н. дефект Шотки. Пара, состоящая из междоузельного иона и оставленной им вакансии, наз. дефектом Френкеля.

Если один из атомов кристалла сместится из своего положения под ударом налетевшей ч-цы, вызванной облучением, он может в свою очередь сместить соседний атом и т. д. В результате смещённым может оказаться ряд атомов. Одномерное сгущение в расположении атомов или ионов, содержащее атом или ион на отд. участке ряда, наз. к р а у д и о н о м. Эстафетная передача импульса налетевшей ч-цы ионам или атомам кристалла с фокусировкой импульса вдоль плотно упакованных ат. рядов описывается квазичастицей, наз. ф о к у с о н о м. При росте кристаллов и в процессе пластич. деформации в кристаллах могут возникать линейные Д., наз. *дислокациями*. Поверхностными Д. с разной ориентацией явл. границы между разориентированными участками кристалла, в частности границы двойников (см. *Двойникование*), Д. упаковки, границы сегнетоэлектрич. и магн. *доменов*, антифазные границы в сплавах, границы включений и др. Многие из поверхностных Д. представляют собой ряды и сетки дислокаций. К объёмным Д. относятся: скопления вакансий, образующие по́ры и каналы; включение посторонней фазы, пузырьки газов, пузырьки маточного р-ра; скопления примесей на дислокациях и в зонах роста.

Д. в кристаллах вызывают упругие искажения структуры, обусловливающие появление внутр. механич. напряжений. Д. влияют на спектры поглощения и *люминесценции*, на рассеяние света в кристалле и т. д. Они изменяют электропроводность, теплопроводность, сегнетоэлектрич. и магн. св-ва и т. п. Дислокации определяют *пластичность* кристаллов и явл. местами скопления примесей. Объёмные Д. также снижают пластичность, влияют на прочность, электрич. и магн. св-ва кристалла.

Все перечисленные Д. часто наз. статическими. Отклонения от периодичности, связанные с тепловыми колебаниями ч-ц, составляющих кристалл, наз. динамич. Д. (см. *Колебания кристаллической решётки*).

● Вакансии и другие точечные дефекты в металлах и сплавах, М., 1961; Г е г у з и н Я. Е., Макроскопические дефекты в металлах, М., 1962; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; С и р о т и н Ю. И., Ш а с к о л ь с к а я М. П., Основы кристаллофизики, М., 1975; Л е й б ф р и д Г., Б р о й е р Н., Точечные дефекты в металлах, пер. с англ., М., 1981; В а в и л о в В. С., К и в А. Е., Н и й з о в а О. Р., Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках, М., 1981.

М. В. Классен-Неклюдова, А. А. Урусовская.

ДЕФОРМА́ЦИЯ (от лат. deformatio — искажение), изменение конфигурации к.-л. объекта, возникающее в результате внеш. воздействий или внутр. сил. Д. могут испытывать тв. тела (крист., аморфные, органич. происхождения), жидкости, газы, *поля физические*, живые организмы и др.

ДЕФОРМА́ЦИЯ механическая, изменение взаимного расположения множества ч-ц матер. среды (твёрдой, жидкой, газообразной), к-рое приводит к изменению формы и размеров тела или его частей и вызывает изменение сил вз-ствия между ч-цами, т. е. возникновение *напряжений*. Деформируемыми явл. все в-ва. Д. может быть следствием теплового расширения, воздействия магн. или электрич. полей, а также внешних механических сил.

В тв. телах Д. наз. **упругой**, если она исчезает после снятия нагрузки, и **пластической**, если она после снятия нагрузки не исчезает; если она исчезает неполностью, то Д. наз. **упругопластической**. Если величина Д. явно зависит от времени, напр. возрастает при неизменной нагрузке (см. *Ползучесть материалов*), но обратима, она наз. **вязкоупругой**. Все реальные тв. тела даже при малых Д. в большей или меньшей степени обладают пластич. св-вами. При нек-рых условиях пластич. св-вами тел можно пренебречь, как это делается в *упругости теории*. Тв. тело с достаточной точностью можно считать упругим, т. е. не обнаруживающим заметных пластич. Д., пока нагрузка не превысит нек-рого предела (предела упругости). Природа пластич. Д. может быть различной в зависимости от темп-ры, продолжительности действия нагрузки или скорости Д.

Количественные хар-ки Д. входят в ур-ния, описывающие термомеханич. св-ва вещества, и в расчёты течений жидкости и газов, прочностных параметров конструкций и сооружений, технол. процессов обработки давлением и т. п. Наиболее просто Д. тела описывается, когда изменение формы и размеров любых двух одинаковых элементов (напр., кубиков, мысленно вырезанных из тела) одинаково. Напр., при гидростатич. Д., к-рая возникает в теле при равномерном всестороннем сжатии, все линейные размеры любого элемента тела уменьшаются в одинаковое число раз, т. е. Д. тела определяется относит. изменением объёма любой его части, в т. ч. и тела в целом. В нек-рых других случаях Д. разл. элементов тела неодинакова, но можно выделить характерную Д., определяющую тип Д. тела в целом. Так, при кручении стержня характерной Д. явл. взаимный поворот двух поперечных сечений, при изгибе бруса — кривизна изогнутой оси. Эти суммарные Д. порождаются неоднородными полями Д. множества элементов объёма.

Простейшими элем. Д. являются относит. удлинение и сдвиг. **Относительным удлинением** ε стержня или матер. волокна среды длины l_0 наз. отношение изменения длины $l-l_0$ к первонач. длине: $\varepsilon=(l-l_0)/l_0$. **Сдвигом** наз. изменение угла между элем. волокнами, исходящими из одной точки и образующими прямой угол до Д.

Для описания Д. тела произвольной формы вводится количеств. мера Д. бесконечно малой окрестности к.-л. точки. Считается, что Д. окрестности точки определена, если известны относит. удлинения бесчисленного множества элементарных (бесконечно малых) волокон, содержащих рассматриваемую точку, и изменения углов между ними. Д. наз. **малой**, если относит. удлинения и сдвиги значительно меньше единицы. Относит. удлинения элем. волокон, содержащих нек-рую точку M и направленных до Д. параллельно координатным осям прямоуг. системы $Ox_1x_2x_3$, при малой Д. обозначаются ε_{11}, ε_{22}, ε_{33}, а сдвиги между ними — $2\varepsilon_{12}$, $2\varepsilon_{23}$, $2\varepsilon_{33}$, причём $\varepsilon_{12}=\varepsilon_{21}$, $\varepsilon_{23}=\varepsilon_{32}$, $\varepsilon_{31}=\varepsilon_{13}$. Шесть величин ε_{11}, ε_{22}, ε_{33}, ε_{12}, ε_{23}, ε_{31} образуют тензор Д. в точке M. Относит. удлинение и поворот любого элем. волокна, содержащего точку M, вычисляются по значениям ε_{ij}. Т. о., тензор Д. полностью определяет деформированное состояние тела, к-рое наз. однородным, если ε_{ij} одинаковы во всех точках тела.

Относит. изменение объёма окрестности точки $0=\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}$. Величина $\varepsilon=\theta/3$ наз. **средней** (гидростатической) Д. В каждой точке среды существуют три таких взаимно перпендикулярных волокна, что углы между ними при Д. остаются прямыми (сдвиги равны нулю). Относит. удлинения волокон ε_1, ε_2, ε_3 наз. **главными удлинениями** или главными Д., а их направления — **главными осями** Д. в точке.

Компоненты тензора малой Д. выражаются через перемещения точек u_1, u_2, u_3 в направлениях координатных осей ф-лами:

$$\varepsilon_{11}=\partial u_1/\partial x_1,\ \varepsilon_{22}=\partial u_2/\partial x_2,$$
$$\varepsilon_{33}=\partial u_3/\partial x_3,$$
$$\varepsilon_{12}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}+\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right),$$
$$\varepsilon_{23}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3}+\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right),$$
$$\varepsilon_{31}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1}+\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right).$$

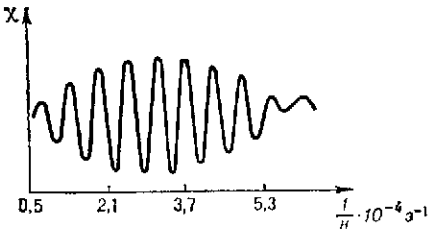
Количеств. мера конечной (**большой**) Д. определяется изменениями хар-к геометрии системы координатных линий, к-рые как бы вморожены в среду и деформируются вместе с ней. См. также *Девиатор деформации* и *Интенсивность деформации*.

Измерения Д. (механич., электрич., магнитные и др.) основаны на прямом или косвенном измерении расстояний между фиксиров. точками тела или порождаемых Д. эффектов (оптич., пьезоэлектрических и др.).

● Ильюшин А. А., Механика сплошной среды, 2 изд., М., 1978; Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 3 изд., М., 1976.

В. С. Ленский.

ДЕ ХААЗА — ВАН АЛЬФЕНА ЭФФЕКТ, осциллирующая зависимость *магнитной восприимчивости* χ многих металлов от напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ (точнее, от $1/\boldsymbol{H}$), наблюдаемая при темп-рах, близких к абс. нулю (рис.); открыт голл. физиками В. де Хаазом (W. de Haas) и П. ван Альфеном (P. van Alphen) в 1930. Природа Де Х.— ван А. э. та же, что и в случае *Шубникова — де Хааза эффекта*. Период осцилляции связан с площадью экстремальных (по проекции *квазиимпульса* на $\boldsymbol{H}$) сечений *Ферми поверхности*, поэтому исследование Де Х.— ван А. э. позволяет получить информацию о её форме.



● См. при ст. *Металлы*, *Твёрдое тело*.

ДЕЦИ... (от лат. decem — десять), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *дольной единицы*, равной $^1/_{10}$ от исходной. Обозначения: д, d. Напр., 1 дг (дециграмм) = 0,1 г.

ДЕЦИБЕ́Л (дБ, dB), дольная ед. от *бела* — ед. логарифмич. относит. величины; 1 дБ = 0,1 Б. В акустике — ед. уровня звук. давления; 1 дБ — уровень звук. давления p, для к-рого выполняется соотношение $20\lg(p/p_0)=1$, где p_0 — пороговое звук. давление, принимаемое равным $2\cdot10^{-5}$ Па.

ДЖОЗЕФСОНА ЭФФЕ́КТ, протекание сверхпроводящего тока через тонкий слой диэлектрика, разделяющий два сверхпроводника (т. н. контакт Джозефсона); предсказан на основе теории сверхпроводимости англ. физиком Б. Джозефсоном (B. Josephson) [1962, Нобелевская премия (1973)], экспериментально обнаружен в 1963. Эл-ны проводимости проходят через диэлектрик (обычно плёнку окиси металла толщиной ~10 Å $=10^{-9}$ м) благодаря *туннельному эффекту*. Если ток через контакт Джозефсона не превышает определ. значения, наз. критич. током контакта, то падение напряжения на контакте отсутствует (т. н. **стационарный Д. э.**). Если же через контакт пропускать ток, больший критического, то на контакте возникает падение напряжения, и контакт излучает эл.-магн. волны (**нестационарный Д. э.**). Излучать эл.-магн. волны может только перем. ток — именно такой ток течёт сквозь контакт Джозефсона при **постоянном** падении напряжения V на контакте. Частота излучения ν связана с V соотношением $\nu=2\ eV/h$, где e - - заряд эл-на. Излучение обусловлено тем, что объединённые в пары эл-ны, создающие сверхпроводящий ток, при переходе через контакт приобретают избыточную по отношению к осн. состоянию сверхпроводника энергию $2\ eV$. Единств. возможность для пары эл-нов вернуться в осн. состояние — это излучить квант эл.-магн. энергии $h\nu=2\ eV$. Д. э. указывает на существование в сверхпроводниках электронной упорядоченности — фазовой когерентности: в осн. состоянии все электронные пары (куперов-

ские пары, см. *Купера эффект*) имеют одинаковую фазу φ, характеризующую их *волновую функцию* $\psi = |\psi|e^{i\varphi}$. Контакту Джозефсона соответствует определ. разность фаз $\varphi^* = \varphi_1 - \varphi_2$, где φ_1 и φ_2 — значения фазы волн. функции для сверхпроводников, разделённых контактом. Согласно квант. механике, при наличии разности фаз φ^* через контакт должен течь ток, плотность к-рого $j = j_0 \sin\varphi^*$. Эксперим. обнаружение этого тока доказывает, что в природе существуют макроскопич. явления, непосредственно определяемые фазой волн. функции.

Аналогичный эффект наблюдается, когда сверхпроводники соединены тонкой перемычкой (мостиком или точечным контактом), а также если между ними находится тонкий слой металла в норм. состоянии или полупроводника. Такие системы вместе с контактами Джозефсона наз. с л а б о с в я з а н н ы м и с в е р х п р о в о д н и к а м и. На основе Д. э. созданы сверхпроводящие интерферометры, содержащие параллельно включённые слабые связи между сверхпроводниками. Результирующий ток, текущий через эти слабые связи, $I = I_1 \sin\varphi^*_1 + I_2 \sin\varphi^*_2$, где φ^*_1 и φ^*_2 — разности фаз на первом и втором контактах Джозефсона. Происходит своеобразная интерференция сверхпроводящих токов через слабые связи. При этом критич. ток оказывается периодически зависящим от потока внеш. магн. поля (с периодом, равным кванту потока Φ_0), что позволяет использовать такое устройство для чрезвычайно точного измерения слабых магн. полей (до 10^{-18} Тл; такие магнитометры наз. с к в и д а м и), малых токов (до 10^{-10} А) и напряжений (до 10^{-15} В). Слабосвязанные сверхпроводники могут быть также использованы в кач-ве быстродействующих элементов логич. устройств ЭВМ, параметрич. преобразователей, чувствит. детекторов СВЧ, усилителей и др. электронных приборов.

● Лангенберг Д. Н., Скалапино Д. Ж., Тейлор Б. Н., Эффекты Джозефсона, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, в. 2, с. 317; Кулик И. О., Янсон И. К., Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М., 1970; Лихарев К. К., Ульрих Б. Т., Системы с джозефсоновскими контактами, М., 1978.

Л. Г. Асламазов.

ДЖО́РДЖИ СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц, название, установленное Междунар. электротехн. комиссией (1958) для системы ед. электрич. и магн. величин, в основу к-рой положены четыре ед.: *метр*, *килограмм*, *секунда* и *ампер*. Названа в честь итал. учёного Дж. Джорджи (G. Giorgi), впервые предложившего эту систему в 1901. Другое наименование этой системы — *МКСА система единиц*.

ДЖО́УЛЬ (Дж, J), единица СИ работы, энергии и кол-ва теплоты. Названа в честь англ. физика Дж. П. Джоуля (J. P. Joule). 1 Дж равен работе силы 1 Н при перемещении точки приложения силы на расстояние 1 м в направлении действия силы. 1 Дж = 1 Н·м = 10^7 эрг = 0,2388 кал.

ДЖО́УЛЯ ЗАКО́Н, закон, согласно к-рому внутр. энергия определ. массы *идеального газа* не зависит от его объёма, а зависит только от темп-ры. Д. з. следует из представлений кинетич. теории об идеальном газе: вз-ствие между молекулами отсутствует (потенц. энергия вз-ствия равна нулю), поэтому изменение расстояний между ними (изменение объёма) не изменяет внутр. энергии. Назван в честь Дж. П. Джоуля.

ДЖО́УЛЯ — ЛЁНЦА ЗАКО́Н, определяет кол-во теплоты Q, выделяющееся в проводнике с сопротивлением R за время t при прохождении через него тока I: $Q = aI^2Rt$. Коэфф. пропорциональности a зависит от выбора ед. измерений: если I измеряется в амперах, R — в омах, t — в секундах, то при $a = 0{,}239$ Q выражается в *калориях*, а при $a = 1$ — в *джоулях*. Д.— Л. з. установлен в 1841 Дж. П. Джоулем и подтверждён в 1842 точными опытами Э. Х. Ленца.

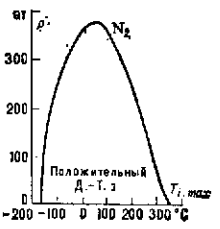
ДЖО́УЛЯ — ТО́МСОНА ЭФФЕ́КТ, изменение темп-ры газа в результате адиабатич. дросселирования — медл. протекания газа под действием пост. перепада давления сквозь дроссель — местное препятствие газовому потоку (напр., пористую перегородку, расположенную на пути потока).

Д.— Т. э. был обнаружен и исследован англ. учёными Дж. П. Джоулем и У. Томсоном (Кельвином) в 1852—62. В опытах Джоуля и Томсона измерялась темп-ра в двух последоват. сечениях непрерывного и стационарного потока газа (до дросселя и за ним). Вследствие значит. трения газа в дросселе (мелкопористой пробке из ваты) скорость газового потока была очень малой и кинетич. энергия потока при дросселировании практически не изменялась. Благодаря низкой теплопроводности стенок трубы и дросселя теплообмен между газом и внеш. средой отсутствовал. При перепаде давления на дросселе $\Delta p = p_1 - p_2$, равном атм. давлению, измеренная разность темп-р $\Delta T = T_2 - T_1$ для воздуха составила —0,25°С (опыт проводился при комнатной темп-ре). Для CO_2 и H_2 в тех же условиях ΔT оказалась соотв. равной —1,25 и +0,02°С. Д.— Т. э. принято называть п о л о ж и т е л ь н ы м, если газ в процессе дросселирования охлаждается ($\Delta T < 0$), и отрицательным, если газ нагревается ($\Delta T > 0$).

Согласно молекулярно-кинетич. теории строения в-ва, Д.—Т. э. свидетельствует о наличии в газе сил межмол. вз-ствия (обнаружение этих сил и было целью опытов Джоуля и Томсона). Действительно, при взаимном притяжении молекул *внутренняя энергия* (U) газа включает как кинетич. энергию молекул, так и потенц. энергию их вз-ствия. Расширение газа в условиях энергетич. изоляции не меняет его внутр. энергии, но приводит к росту потенц. энергии вз-ствия молекул (поскольку расстояния между ними увеличиваются) за счёт кинетич. энергии. В результате замедления теплового движения молекул темп-ра расширяющегося газа понижается. Реальные процессы сложнее, т. к. газ не изолирован энергетически от внеш. среды. Он совершает внеш. работу (последующие порции газа теснят предыдущие), а над самим газом совершают работу силы внеш. давления (поддерживающие стационарность потока). Это учитывается при составлении энергетич. баланса в опытах Джоуля — Томсона. Работа продавливания через дроссель порции газа, занимающего до дросселя объём V_1, равна p_1V_1. Эта же порция газа, занимающая за дросселем объём V_2, совершает работу p_2V_2. Проделанная над газом результирующая внеш. работа $A = p_1V_1 - p_2V_2$ в адиабатич. условиях может пойти только на изменение его внутр. энергии: $U_2 - U_1 = p_1V_1 - p_2V_2$. Из этого соотношения следует, что $U_1 + p_1V_1 = U_2 + p_2V_2 = h$, где h — *энтальпия* газа (при адиабатич. дросселировании энтальпия газа с о х р а н я е т с я). Отсюда, зная ур-ние состояния газа и выражение для U, можно найти ΔT.

Величина и знак Д.— Т. э. определяются соотношением между работой газа и работой сил внеш. давления, а также св-вами самого газа, в частности размером его молекул и их вз-ствием. Для идеального газа, молекулы к-рого рассматриваются как материальные точки, не взаимодействующие между собой, Д.— Т. э. равен нулю.

В зависимости от условий дросселирования один и тот же газ может как нагреваться, так и охлаждаться.



Кривая инверсии азота. В пределах кривой эффект Джоуля — Томсона положителен ($\Delta T < 0$), вне кривой — отрицателен ($\Delta T > 0$). Для точек на самой кривой эффект равен нулю.

Темп-ра T_i, при к-рой (для данного давления) разность ΔT, проходя через нулевое значение, меняет свой знак, наз. т е м п е р а т у р о й и н в е р с и и Д.— Т. э. Типичная кривая зависимости темп-ры инверсии от давления (кривая инверсии) показана на рисунке. Кривая инверсии разделяет совокупность состояний газа (на рисунке — азота) на такие совокупности, при переходе между к-рыми он охлаждается, и на такие, между к-рыми он нагревается. Значение верхних температур инверсии ($T_{i,\,макс}$)

при $p \to 0$ для ряда газов приведены ниже:

Газ	CO_2	Ar	N_2	H_2	He	Воздух
$T_{i,\text{макс}}$, К	1500	723	621	202	50	603

Д.— Т. э., характеризуемый малыми изменениями темп-ры ΔT при малых перепадах давления Δp, наз. дифференциальным. В случае дифф. Д.— Т. э.

$$\Delta T = -\frac{1}{c_p}\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T \Delta p,$$

где c_p — *теплоёмкость* газа при пост. давлении. При больших перепадах давления на дросселе темп-ра газа может изменяться значительно. Напр., при дросселировании от 200 до 1 атм и нач. темп-ре 17°С воздух охлаждается на 35°С. Этот интегральный Д.— Т. э. положен в основу многих техн. способов сжижения газов.

● Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М., Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, М., 1965.

И. А. Яковлев.

ДИАГНО́СТИКА ПЛА́ЗМЫ, совокупность методов определения параметров ионизов. газа. К определяемым параметрам плазмы относятся плотность n, электронная T_e и ионная T_i темпры, интенсивность излучения, электрич. и маги. поля и др. Понятие «температура» обычно используется условно, т. к. распределение ч-ц по энергиям в лаб. и косм. плазме редко бывает максвелловским. В таких случаях речь идёт о кинетич. темп-ре, т. е. о ср. энергии ч-ц.

Методы Д. п. делятся на активные и пассивные. Пассивные методы (напр., измерение собств. излучения плазмы) не оказывают влияния на исследуемый объект. К ним относятся спектроскопич. методы, а также фотографирование и измерения эл.-магн. волн в широком диапазоне (*тормозное излучение*, *циклотронное излучение* и др.). В активных методах плазма непосредственно вовлекается в процесс измерения, и это может внести искажения в её состояние. Активные методы тем не менее используются наряду с пассивными, расширяя диапазон определяемых параметров. Наиболее распространены след. активные методы Д. п.: зондирование плазмы электрич. и магн. зондами, СВЧ излучением, пучками заряж. и нейтр. ч-ц (корпускулярная Д. п.). Корпускулярная Д. п. может быть и пассивным методом, если исследуются св-ва ч-ц, выходящих из объёма изучаемой плазмы.

Зонды вводятся внутрь плазмы для измерения её локальных параметров. Электрическим (ленгмюровским) зондом измеряют ток на него в зависимости от потенциала зонда относительно плазмы. Ток насыщения позволяет определить плотность плазмы, а форма хар-ки при малых потенциалах даёт электронную темп-ру T_e. Эти зонды находят широкое применение при исследованиях холодной незамагниченной лаб. плазмы и *космической плазмы*. Применение зондов при исследованиях горячей плазмы ограничено вследствие загрязнений, вносимых материалом зонда, а также вследствие трудностей анализа измерений при наличии сильных магн. полей.

Для измерений магн. полей используются магнитные зонды — соленоиды разл. размеров, вводимые в плазму. Такой зонд регистрирует $\partial H/\partial t$, а для получения напряжённости магн. поля H сигнал с зонда интегрируется. В косм. плазме магн. поля измеряются феррозондами и квантовыми магнетометрами, а также по вращению плоскости поляризации (*Фарадея эффект*).

Активная корпускулярная Д. п. (зондирование нейтр. атомами и быстрыми заряж. ч-цами) позволяет получать данные о её плотности, темп-ре и полях. При прохождении пучка эл-нов через плазму с сильно изменяющимися полями он отклоняется за счёт поперечной составляющей электрич. поля. Регистрируя величины отклонения от первонач. направления, можно оценить усреднённое вдоль пучка значение электрич. поля. Для плазмы, находящейся в сильном магн. поле, эфф. зондирование осуществляется потоком быстрых нейтр. атомов. Каждый атом зондирующего пучка, потерявший эл-н вследствие перезарядки или ионизации электронным ударом, отклоняется магн. полем и не попадает на регистратор. По наблюдаемому ослаблению пучка можно получить информацию об усреднённых вдоль его траектории n и T_e.

Зондирование плазмы СВЧ излучением явл. одним из удобных методов определения n_e (особенно для косм. плазмы). Он основан на зависимости *диэлектрической проницаемости* ε плазмы от её плотности: $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, где ω_p — плазменная частота. Каждому значению ω_p соответствует определ. критич. электронная плотность

$$n_{\text{крит}} = m_e\omega_p^2/4\pi e^2,$$

где m_e — масса электрона. Если частота падающей эл.-магн. волны $\omega > \omega_p$, сигнал проходит через плазму, при $\omega \leqslant \omega_p$ плазма отражает волны. Этот метод широко используется для зондирования ионосферы, а также при исследовании лаб. плазмы. Однако этот т. н. метод «отсечки» сигнала требует изменения частоты генератора в широких пределах и не позволяет вести наблюдение за плазмой с быстроменяющимися параметрами. Поэтому более широкое применение в исследованиях лаб. плазмы, особенно нестационарной, находят интерферометрические методы, основанные на зависимости разности фаз между опорным излучением и излучением, прошедшим через плазму, от плотности плазмы. При плотностях плазмы $n \leqslant 10^{14}$ см$^{-3}$ используют *интерферометры* в СВЧ диапазоне, а при $n \geqslant 10^{17}$ см$^{-3}$ пригодны только оптические интерферометры. Наибольшая чувствительность достигнута на интерферометре Фабри—Перо, работающем в ИК диапазоне. Приборы с широким углом зрения позволяют получить мгновенную пространств. картину распределения плотности плазмы. При $n \geqslant 10^{15}$ см$^{-3}$ удобно использовать голографич. интерферометрию (см. *Голография*). Измерение циклотронного излучения плазмы, позволяющее определить её плотность, находит особенно широкое применение в исследованиях косм. плазмы (регистрация излучений Солнца и др. звёзд).

Спектроскопическая Д. п. явл. другим важнейшим методом исследования косм. и лаб. плазмы. Каждый из спектроскопич. методов пригоден лишь в очень ограниченной области параметров плазмы. Анализ непрерывного спектра излучения плазмы позволяет определить T_e и n_e. Ширина и форма наблюдаемых спектр. линий могут дать информацию о темп-ре газа (по *Доплера эффекту*), о плотности заряж. ч-ц (по *Штарка эффекту*), о магн. полях (по *Зеемана эффекту* и эффекту Фарадея). Вклад каждого из этих механизмов в наблюдаемый контур линии можно выделить даже в тех случаях, когда их влияние соизмеримо. Эффект Штарка сильнее всего влияет на далёкие «крылья» спектр. линии, эффект Доплера — на центральную её часть, а зеемановские компоненты легко выделить, исследуя поляризацию. Анализ контуров линий излучения высокоионизов. атомов позволяет получить ионную темп-ру T_i горячей плазмы. Отношение интенсивностей спектр. линий даёт возможность в ряде случаев определить T_e. При данной T_e в плазме существуют в осн. ионы с определ. зарядом, поэтому уже только идентификация наиб. ярких спектр. линий позволяет грубо определить электронную темп-ру. При $T_e \geqslant 1$ кэВ осн. информацию о ней несут линии рентг. спектра. Измерение рентг. тормозного излучения плазмы позволяет определить n и T_e. Сплошной рентг. спектр излучения успешно регистрируется в лаборатории только для плазмы высокой плотности ($n \geqslant 10^{17}$ см$^{-3}$); при низкой плотности плазмы рентг. излучение возникает в осн. из-за попадания ч-ц на стенки камеры. Спектроскопич. измерения в радиодиапазоне позволяют определять уровень электромагнитных шумов в плазме.

Лазерная Д. п. Анализ рассеянного на свободно движущихся эл-нах эл.-магн. излучения стал возможным только благодаря появлению и развитию *лазеров* большой мощности.

При небольшой плотности плазмы интенсивность рассеянного излучения пропорц. плотности. Контур линии рассеянного света определяется эффектом Доплера, причём, т. к. рассеяние происходит на эл-нах, а не на ионах, ширины спектр. линий составляют сотни Å. В плотной плазме возникает рассеяние на флуктуациях плотности зарядов, и линия рассеянного излучения имеет в центре довольно острый пик, близкий по форме ионному доплеровскому.

Кроме осн. максимума, соответствующего частоте падающего излучения, наблюдаются максимумы комбинационного рассеяния на шумах плазмы, позволяющие получить информацию об уровне её турбулентности. По положению комбинац. максимумов, отвечающих ленгмюровским плазменным частотам ω_p, определяют плотность плазмы. Сложность этих исследований заключается в том, что при малых плотностях ($n \leqslant 10^{12}$ см$^{-3}$) трудно выделить сигнал на фоне излучения, рассеянного на деталях установки, а при $n \sim 10^{17}$ см$^{-3}$ сильный фон создаёт собственное излучение плазмы.

Пассивная корпускулярная Д. п. применяет электрич. и магн. анализаторы (см. *Масс-спектроскопия*) и калориметрич. методы измерения для ч-ц, выходящих из объёма изучаемой плазмы. Трудности выведения ч-ц из плазмы, находящейся в сильном магн. поле, делают предпочтительным анализ быстрых нейтр. атомов, возникших в плазме за счёт перезарядки. Такие атомы ионизуются затем в потоке эл-нов или при «обдирке» на газовых мишенях (либо на тонких фольгах) и далее анализируются по энергиям. При высоких темп-рах, когда в плазме возникают *термоядерные реакции* D+D и D+T, измерения потоков и распределения по энергиям продуктов яд. реакций, в частности нейтронов, позволяют определять T_i и нек-рые др. параметры плазмы.

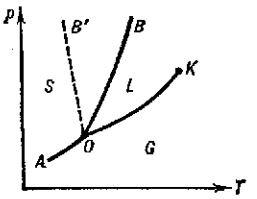
Фотографирование плазмы в разл. спектр. диапазонах позволяет грубо оценить пространств. распределение n и T_e. Особенно полезны фотографии плазмы с помощью *камеры-обскуры* в мягком рентг. излучении. Сверхскоростная фотография позволяет понять динамику развития неустойчивостей и получить информацию о хар-ре вз-ствия плазмы с магн. полем.

● Диагностика плазмы. Сб. статей, под ред. С. Ю. Лукьянова, М., 1973; Подгорный И. М., Лекции по диагностике плазмы, М., 1968; Диагностика плазмы, под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда, пер. с англ., М., 1967; Кузнецов Э. И., Щеглов Д. А., Методы диагностики высокотемпературной плазмы, М., 1974; Голант В. Е., Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы, М., 1968.

И. М. Подгорный.

ДИАГРА́ММА НАПРА́ВЛЕННОСТИ антенны, зависимость от направления напряжённости поля или мощности, излучаемой передающей антенной, или эдс, либо токов, индуцируемых в приёмной антенне. См. *Антенна*.

ДИАГРА́ММА СОСТОЯ́НИЯ (диаграмма равновесия, фазовая диаграмма), геом. изображение равновесных состояний термодинамич. системы при разных значениях параметров, определяющих эти состояния: темп-ры T, давления p, состава системы (концентраций компонентов x_i), мольного объёма v, напряжённостей электрич. и магн. полей и др. Д. с. даёт информацию о фазовом составе системы в зависимости от T, p, x_i и др. параметров. В простейшем случае, когда система состоит только из одного компонента, Д. с. представляет собой трёхмерную пространств. фигуру, построенную в трёх прямоуг. координатных осях, по к-рым откладывают значения T, p и v (или др. параметров).



Обычно рассматривают проекции трёхмерной Д. с. на одну из координатных плоскостей (чаще на плоскость p, T; рис.). Любая точка Д. с. (фигуративная точка) изображает равновесное состояние в-ва при данных значениях p и T. Точка O (*тройная точка*) соответствует равновесию трёх фаз в-ва: твёрдой, жидкой и газообразной. В точке O пересекаются три кривые: OA (кривая возгонки, или сублимации), каждая точка к-рой соответствует равновесию тв. и газообразной фаз в-ва; OK (кривая испарения) — жидкой и газообразной фазам; кривая плавления OB (или OB') — тв. и жидкой фазам (OB для в-в, у к-рых темп-ра плавления $T_{пл}$ растёт с давлением, OB' для в-в с уменьшающейся $T_{пл}$ с ростом p). Эти кривые делят плоскость Д. с. на области существования каждой из трёх фаз: твёрдой (S), жидкой (L) и газообразной (G). В точке K — *критической точке* исчезает различие между св-вами жидкости и газа. Согласно *Гиббса правилу фаз*, точке O соответствует безвариантное равновесие, точкам на кривых OA, OB (OB') и OK — моновариантное равновесие, а точкам в каждой из областей S, L и G — дивариантное (двухвариантное) равновесие. При существовании у в-ва полиморфных модификаций Д. с. усложняется (число тройных точек равно числу полиморфных превращений, см. *Полиморфизм*).

Для построения Д. с. используют данные термич. анализа, рентгеновского структурного анализа, оптич. и электронной микроскопии, *нейтронографии*, *дилатометрии*, измерений твёрдости и др. методов.

● Аносов В. Я., Краткое введение в физико-химический анализ, М., 1959; Вол А. Е., Строение и свойства двойных металлических систем, т. 1—2, М., 1959—62; Вол А. Е., Каган И. К., Строение и свойства двойных металлических систем, т. 3, М., 1976; Петров Д. А., Тройные системы, М., 1953; Воловик Б. Е., Захаров М. В., Тройные и четверные системы, М., 1948; Палатник Л. С., Ландау А. И., Фазовые равновесия в многокомпонентных системах, Хар., 1961.

ДИАМАГНЕ́ТИЗМ [от греч. dia — приставка, означающая здесь расхождение (силовых линий), и *магнетизм*], свойство в-ва намагничиваться навстречу направлению действующего на него внеш. магн. поля. Д. свойствен всем в-вам. При внесении тела в магн. поле в электронной оболочке каждого его атома, в силу закона эл.-магн. индукции, возникают индуцированные круговые токи, т. е. добавочное круговое движение эл-нов. Эти токи создают в каждом атоме индуцированный *магнитный момент*, направленный, согласно *Ленца правилу*, противоположно внеш. магн. полю (независимо от того, имелся ли у атома собств. магн. момент или нет и как он был ориентирован).

Намагниченность, связанная с Д., обычно невелика; она значительно меньше, чем обусловленная *ферромагнетизмом*, антиферромагнетизмом или электронным парамагнетизмом. У чисто диамагнитных в-в (диамагнетиков) электронные оболочки атомов (молекул) не обладают пост. магн. моментом. Магн. моменты эл-нов в таких атомах в отсутствии внеш. магн. поля взаимно скомпенсированы. В частности, это имеет место в атомах, ионах и молекулах с целиком заполненными электронными оболочками, напр. в атомах инертных газов, в молекулах водорода, азота. Удлинённый образец диамагнетика в строго однородном магнитном поле ориентируется перпендикулярно к силовым линиям поля. Из неоднородного магнитного поля он выталкивается в направлении уменьшения напряжённости поля.

Индуцированный магн. момент $\boldsymbol{M}$, приобретаемый единицей объёма диамагн. тела, пропорционален напряжённости внеш. поля $\boldsymbol{H}$, т. е. $\boldsymbol{M}=\varkappa\boldsymbol{H}$. Коэфф. $\varkappa$ наз. *магнитной восприимчивостью* и имеет отрицат. знак (т. к. $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{H}$ направлены навстречу друг другу). Обычно для диамагнетиков рассматривают восприимчивость 1 моля в-ва (молярную восприимчивость) χ, она мала ($\sim 10^{-6}$).

В изолиров. атомах токи, создающие Д., имеют простой хар-р. Вся совокупность эл-нов изолиров. атома приобретает под действием внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ синхронное вращат. движение вокруг оси, проходящей через центр атома параллельно направлению $\boldsymbol{H}$. Это вращение эл-нов атома наз. *Ларморова прецессией*. Вклад каждого эл-на

в диамагн. восприимчивость χ_e изолиров. атома равен:

$$\chi_e = -e^2\overline{r^2}/6mc^2, \qquad (1)$$

где e — заряд эл-на, m — его масса покоя, c — скорость света в вакууме, $\overline{r^2}$ — ср. квадрат расстояния эл-на от ядра атома. Из (1) видно, что наибольший вклад в диамагн. восприимчивость χ дают наиб. удалённые от ядра эл-ны. Если пренебречь влиянием близких к ядру эл-нов, то $\overline{r^2}$ можно рассматривать как значение ср. квадрата радиуса внеш. оболочки атома $\overline{\rho^2}$. Т. о., зная, напр., диамагн. восприимчивость 1 моля в-ва и число n_e эл-нов в его внеш. оболочке, можно при помощи ур-ния (1) прибл. определить размеры атомов и ионов:

$$\overline{\rho} = \sqrt{\overline{r^2}} = 0{,}598\cdot10^{-5}\sqrt{\chi/n_e}. \qquad (2)$$

Так, для гелия $|\chi| = 1{,}9\cdot10^{-6}$, $n_e = 2$ и $\overline{\rho} = 0{,}58\cdot10^{-6}$, что близко к значениям, найденным др. методами. Выражение (1) позволяет теоретически рассчитать диамагн. восприимчивость совокупности изолиров. атомов (напр., одного моля в-ва), если известно число эл-нов в атомах и пространственное их распределение.

При темп-рах, недостаточных для возбуждения более высоких энергетич. уровней атомов, Д. практически постоянен (не зависит от темп-ры).

Если атомы не изолированы друг от друга и сильно взаимодействуют между собой, напр. в молекулах или кристаллах, то электронные оболочки в таких атомах деформируются и наблюдаемый Д. оказывается меньше, чем у изолиров. атомов.

Однако межат. связь не всегда проявляется только в уменьшении Д. В нек-рых случаях валентные эл-ны при образовании молекулы или кристалла приобретают возможность перемещаться от одного атома к другому. Этой особенностью обладают, напр., молекулы ароматич. в-в, в к-рых имеются замкнутые кольца из атомов (напр., бензольное кольцо). В этих молекулах под действием внеш. магн. поля возникают замкнутые электрич. токи по периферии колец. Поскольку магн. момент индуцированного кольцевого тока направлен перпендикулярно плоскости кольца, то диамагн. восприимчивость ароматич. молекулы оказывается наибольшей, если внеш. поле направлено перпендикулярно к плоскости кольца, и наименьшей, если оно параллельно этой плоскости:

Вещество	$-\chi\cdot10^6$, перпендикулярно к плоскости колец	$-\chi\cdot10^6$, параллельно плоскости колец
Бензол	94,6	34,9
Нафталин . .	176,7	51—53

В *металлах* и ПП под воздействием внеш. магн. поля эл-ны проводимости начинают двигаться по спиральным квантованным орбитам, что также вызывает небольшой Д. (см. *Ландау диамагнетизм*). В нек-рых в-вах, где эти орбиты охватывают много атомов, диамагнетизм Ландау особенно велик, напр. в висмуте и графите χ достигает — $(200—300)\cdot10^{-6}$. В *графите*, кристаллизующемся в виде гексагональных призм, свободное движение эл-нов происходит гл. обр. в плоскостях, параллельных плоскости основания призмы. Поэтому диамагн. восприимчивость графита оказывается очень большой ($-260\cdot10^{-6}$) в направлении оси призмы и крайне малой ($-6\cdot10^{-6}$) в направлениях, параллельных основанию призмы.

Во всех рассмотренных случаях диамагн. восприимчивость не зависит от напряжённости поля. Однако при очень низких темп-рах в металлах и ПП наблюдается периодическое (осцилляционное) изменение восприимчивости при плавном увеличении напряжённости поля (см. *Де Хааза — ван Альфена эффект*).

Наибольшее по абс. величине значение диамагн. восприимчивости имеют *сверхпроводники*. Для них $\chi = -1/(4\pi)$, а *магнитная индукция* равна нулю, т. е. магн. поле не проникает в сверхпроводник. Д. сверхпроводников обусловлен не внутриатомными, а макроскопическими поверхностными токами.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955, гл. 2; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978.

Я. Г. Дорфман.

ДИАМАГНЕТИЗМ ПЛАЗМЫ, свойство, характеризующее её *магнитную восприимчивость*, способность *плазмы* при помещении её в магн. поле намагничиваться навстречу направлению внеш. поля (см. *Диамагнетизм*). Этот эффект обусловлен движением эл-нов и ионов плазмы по винтовым (ларморовским) траекториям, что эквивалентно круговому току, создающему поле, противоположное внешнему, но меньшее по величине, так что в итоге поле внутри плазмы уменьшается. Если равновесная плазма удерживается стенками камеры, то появляются токи и Д. п. отсутствует; Д. п. проявляется лишь при отсутствии стенок (в космосе) либо при магн. удержании плазмы. Следствием Д. п. явл. тенденция к выталкиванию сгустков плазмы из области сильного магн. поля в области с более слабым магн. полем. Примерами этого можно считать плазменный «солнечный ветер» (см. *Космическая плазма*) и т. н. гидромагн. *плазменные неустойчивости* в термояд. *магнитных ловушках*.

● См. лит. при ст. *Плазма*. *В. А. Трубников.*

ДИАМАГНЕ́ТИК, вещество, намагничивающееся во внеш. магн. поле напряжённостью $\boldsymbol{H}$ в направлении, противоположном направлению $\boldsymbol{H}$. В отсутствии внеш. магн. поля Д. немагнитен. Под действием внеш. магн. поля каждый атом Д. приобретает *магнитный момент* (а каждый моль в-ва — суммарный момент $\boldsymbol{M}$), пропорциональный напряжённости поля $\boldsymbol{H}$ и направленный навстречу полю (см. *Диамагнетизм*). Поэтому *магнитная восприимчивость* Д. $\chi = \boldsymbol{M}/\boldsymbol{H}$ всегда отрицательна. По абс. величине χ мала и слабо зависит как от напряжённости магн. поля, так и от темп-ры.

Вещество	$\chi\cdot10^6$	Вещество	$\chi\cdot10^6$
Азот	—12,0	Поварен. соль	—30,3
Водород . . .	— 4,0	Ацетон . . .	—33,8
Германий . .	— 7,7	Глицерин	—57,1
Вода (жидкая)	—13	Нафталин	—91,8 (среднее)

К Д. относятся инертные газы, N_2, H_2, Si, P, Bi, Zn, Cu, Au, Ag, ряд др. элементов, а также многие органич. и неорганич. соединения (см. табл., где χ — восприимчивость одного моля).

ДИАСКОПИ́ЧЕСКАЯ ПРОЕ́КЦИЯ (от греч. diá — через, сквозь и skopéō — смотрю), разновидность оптич. проекции, при к-рой оптич. оси осветит. системы и *объектива* совпадают. В Д. п. изображение формируется светом, проходящим сквозь объект (если объект непрозрачен, получается теневое изображение), в отличие от эпископической проекции, где изображение формируется светом, отражённым от объекта. Д. п. применяется в фотоувеличителях, диапроекторах, микроскопах и пр. Яркость изображения при Д. п. может быть существенно выше, чем при эпископич. проекции при равных светосиле оптич. системы и яркости источника, т. к. потери света при Д. п. значительно меньше.

● Мартин Л., Техническая оптика, пер. с англ., М., 1960.

А. П. Гагарин.

ДИАФРА́ГМА (от греч. diáphragma — перегородка) в оптике, непрозрачная преграда, ограничивающая поперечное сечение световых пучков в оптич. системах (в телескопах, микроскопах, фотоаппаратах и т. п.). Роль Д. часто играют оправы линз, призм, зеркал и др. оптич. деталей, зрачок глаза, границы освещённого предмета, в спектроскопах — щели. Размеры и положение Д. определяют освещённость и кач-во изображения, глубину резкости (*глубину изображаемого пространства*) и *разрешающую способность* оптической системы, *поле зрения*.

Д., наиболее сильно ограничивающая световой пучок, падающий на оптич. систему, наз. апертурной, или действующей. Изображением апертурной Д. Q_1Q_2 (рис. 1) в предшествующей ей части оптич. системы L_1 (в пр-ве предметов) явл. входной зрачок P_1P_2 системы; изображение Д. в последующей части

системы L_2 — выходной зрачок $P_1'P_2'$. Входной зрачок P_1P_2 ограничивает угол раствора пучков лучей, идущих от точки O объекта AB; выходной зрачок $P_1'P_2'$ играет ту же роль для лучей, идущих от точки O' изображения объекта $A'B'$. С увеличением апертурной Д. (*апертуры*)

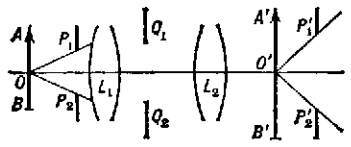


Рис. 1.

растёт освещённость изображения. В фотогр. объективах для плавного изменения освещённости применяют т. н. *ирисовую диафрагму*.

Уменьшение действующего отверстия оптич. системы (диафрагмирование) улучшает кач-во изображения, т. к. при этом из пучка лучей устраняются краевые лучи, на ходе к-рых в наибольшей степени сказываются аберрации. Диафрагмирование увеличивает также глубину резкости. С другой стороны, уменьшение действующего отверстия снижает из-за *дифракции света* на краях Д. разрешающую способность оптич. системы. В связи с этим апертура оптич. системы должна иметь оптимальное значение. Другие Д., имеющиеся в оптич. системе, гл. обр. препятствуют прохождению через систему лучей от точек объекта, расположенных в стороне от главной оси оптич. системы. Наиболее эфф. в этом отношении Д. наз. Д. поля зрения. Она определяет, какая часть пр-ва может быть изображена оптич. системой. Из центра входного зрачка P_1P_2 Д. поля зрения L_1L_2 видна под наименьшим углом (рис. 2). Д. поля зрения сильнее всего ограничивает лучи, идущие от удалённых от оси точек объекта AB.

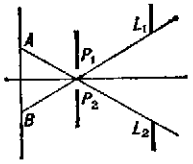


Рис. 2.

● См. лит. при ст. *Окуляр*.

ДИАФРА́ГМА в электронной и ионной оптике, отверстие в проводящей пластинке; применяется для ограничения поперечного сечения и изменения угла раствора (апертуры) пучка заряж. ч-ц. Круглая Д., имеющая электрич. потенциал и помещённая во внеш. электрич. поле, представляет собой простейшую осесимметричную электростатич. линзу (см. *Электронные линзы*). Если напряжённости поля по разные стороны пластинки вдали от отверстия равны соотв. E_1 и E_2, то фокусное расстояние f такой линзы приближённо равно: $f=4\varphi/(E_1-E_2)$, где φ — потенциал в центре Д. В зависимости от знака f Д. играет роль собирающей или рассеивающей линзы. Комбинации Д., имеющие разл. потенциалы, также явл. электростатич. линзами. См. также *Электронная и ионная оптика*.

ДИГИДРОФОСФА́Т КА́ЛИЯ (KDP), синтетич. кристалл, KH_2PO_4, плотн. 2,38 г/см³ при 20°С, $T_{пл}$=252°С, мол. м. 136,09. Оптически прозрачен в области λ от 0,25 до 1,7 мкм. Водорастворим и гигроскопичен. *Сегнетоэлектрик* с точкой Кюри T_C=—151°С; точечная группа симметрии выше точки Кюри $\bar{4}2m$, ниже точки Кюри — $mm2$. Выражены пьезоэлектрич., электрооптич. и нелинейные оптич. св-ва, особенно вблизи T_C. Кристаллы с замещением K на Rb или Cs и (или) P на As химически изоморфны с KDP и имеют аналогичные симметричные и физ. св-ва. Исключение — CsH_2PO_4 (CDP). Это сегнетоэлектрик с точечной симметрией $2/m$ и 2 (выше и ниже T_C=119°С). Кристаллы дигидрофосфата и дигидроарсената аммония (ADP и ADA) выше T_C изоморфны с KDP, а ниже T_C явл. антисегнетоэлектриками (точечная симметрия 222). У всех кристаллов группы KDP при замене H на D наблюдается сильный сдвиг ΔT_C в сторону высоких темп-р ($\Delta T_C\approx$100°С). В микроскопич. теории *фазовых переходов* типа порядок — беспорядок кристаллы KDP и ADP рассматриваются как модельные. Кристаллы группы KDP (кроме $CsPO_4$) используются в электрооптике (для модуляции добротности *лазеров*, управления световыми пучками и т. д.) и в *нелинейной оптике* (для параметрич. генерации света, умножения частоты света и т. д.). *Н. В. Переломова.*

ДИЛАТО́МЕТР (от лат. dilato — расширяю и греч. metréō — измеряю), прибор, измеряющий изменение размеров тела, вызванное воздействием темп-ры, давления, электрич. и магн. полей, ионизирующих излучений и др. факторов. В оптико-механических Д. (чувствительность $\sim10^{-6}$—10^{-7} см) изменение размеров образца вызывает соответствующее смещение светового указателя (рис.). В ёмкостных Д. (чувствительность $\sim10^{-9}$ см) изменение размеров образца изменяет ёмкость конденсатора, к-рый служит датчиком. В индукционных Д. (чувствительность $\sim10^{-9}$ см) при изменении размеров образца изменяется взаимное положение двух катушек индуктивности, а следовательно, их *индуктивность взаимная*. В интерференционных Д. (чувствительность $\sim10^{-8}$ см) исследуемый образец помещают между двумя оптич. пластинами и получают интерференц. картину при освещении их монохроматич. светом; об изменении размеров образца судят по смещению интерференц. полос. В радиорезонансных Д. (чувствительность до 10^{-12} см) датчиком служит *объёмный резонатор*, стенки к-рого могут быть изготовлены из исследуемого материала; об изменении размеров стенки резонатора судят по изменению резонансной частоты. Изменение размеров образца может быть установлено с помощью методов *рентгеновского структурного анализа* по изменению параметров крист. решётки образца.

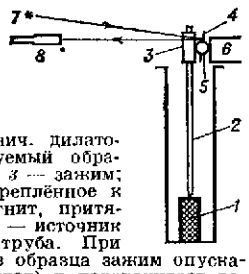


Схема оптико-механич. дилатометра: *1* — исследуемый образец; *2* — шток; *3* — зажим; *4* — зеркало, прикреплённое к валику *5*; *6* — магнит, притягивающий зажим; *7* — источник света; *8* — зрит. труба. При изменении размеров образца зажим опускается (или поднимается) и поворачивает валик с зеркалом. По величине угла, на к-рый нужно переместить зрит. трубу, чтобы увидеть световой луч, можно определить изменение размеров тела.

Конструкции Д. обычно предусматривают возможность изменения внеш. воздействий на образец. Особое внимание уделяют учёту расширения (сжатия) окружающих образец тел (передающих звеньев Д. и др.).

Для жидких и газообразных в-в рассматривается только объёмное расширение, к-рое устанавливается с помощью калиброванного капилляра, сообщающихся сосудов, определения объёма жидкости, вытекающей из целиком заполненного резервуара при нагревании.

ДИЛАТОМЕ́ТРИЯ, раздел физики и измерит. техники, изучающий зависимость изменения размеров тела от воздействий внеш. условий: темп-ры, давления, электрич. и магн. полей, ионизирующих излучений и т. д. В основном Д. изучает тепловое расширение тел и его разл. аномалии (при фазовых переходах и др.). Приборы, применяемые в Д., наз. *дилатометрами*.

ДИ́НА (от греч. dýnamis — сила) (дин, dyn), единица силы в *СГС системе единиц*. 1 дин = 1 г·см/с² = 10^{-5} Н = =1,02·10^{-6} кгс.

ДИНА́МИКА (от греч. dýnamis — сила), раздел *механики*, посвящённый изучению движения матер. тел под действием приложенных к ним сил. В основе Д. лежат *Ньютона законы механики*, из к-рых получаются все ур-ния и теоремы, необходимые для решения задач Д.

Согласно первому закону (закону инерции), матер. точка, на к-рую не действуют силы, находится в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения по отношению к *инерциальной системе отсчёта*; изменить это состояние может только действие силы. Второй закон, являющийся осн. законом Д., устанавливает, что при действии силы матер. точка (или поступательно движущееся тело) с массой m получает ускорение w, определяемое равенством

$$mw = F. \qquad (1)$$

Третьим законом явл. закон о равенстве действия и противодействия. Когда к телу приложено неск. сил, F в ур-нии (1) означает их равнодействующую. Этот результат следует из закона независимости действия сил, согласно к-рому при действии на тело неск. сил каждая из них сообщает телу такое же ускорение, какое она сообщила бы, если бы действовала одна.

В Д. рассматриваются два типа задач, решения к-рых для матер. точки (или поступательно движущегося тела) находятся с помощью ур-ния (1). Задачи первого типа состоят в том, чтобы, зная движение тела, определить действующие на него силы. Классич. примером решения такой задачи явл. открытие Ньютоном закона всемирного тяготения: зная установленные И. Кеплером на основании обработки результатов наблюдений законы движения планет (см. *Кеплера законы*), Ньютон показал, что это движение происходит под действием силы, обратно пропорц. квадрату расстояния между планетой и Солнцем. В технике такие задачи возникают при определении сил, с к-рыми движущиеся тела действуют на связи, т. е. другие тела, ограничивающие их движение (см. *Связи механические*), напр. при определении сил давления колёс на рельсы, а также при нахождении внутр. усилий в разл. деталях машин и механизмов, когда законы движения этих машин (механизмов) известны.

Задачи второго типа явл. в Д. основными и состоят в том, чтобы по действующим на тело силам определить закон его движения. Для решения этих задач необходимо знать т. н. нач. условия, т. е. положение и скорость тела в момент начала его движения под действием заданных сил. Примеры таких задач: по величине и направлению скорости снаряда в момент его вылета из канала ствола (нач. скорость) и действующим на снаряд при его движении силе тяжести и силе сопротивления воздуха найти закон движения снаряда, в частности его траекторию, горизонтальную дальность полёта, время движения до цели; по известным скорости автомобиля в момент начала торможения и силе торможения найти время движения и путь до остановки; по силе упругости рессор и весу кузова вагона определить закон его колебаний.

Задачи Д. для тв. тела (при его непоступат. движении) и разл. механич. систем решаются с помощью ур-ний, к-рые получаются как следствия второго закона Д., применяемого к отд. ч-цам системы или тела; при этом ещё учитывается равенство сил вз-ствия между этими ч-цами (третий закон Д.). В частности, таким путём для тв. тела, вращающегося вокруг неподвижной оси z, получается ур-ние:

$$I_z\varepsilon = M_z, \qquad (2)$$

где I_z — момент инерции тела относительно оси вращения, ε — угл. ускорение тела, M_z — вращающий момент, равный сумме моментов действующих сил относительно оси вращения. Если известен закон вращения, то ур-ние (2) позволяет найти вращающий момент (задача первого типа); если же известны вращающий момент и нач. условия, т. е. нач. положение тела и нач. угл. скорость, то из ур-ния (2) можно найти закон вращения (задача второго типа).

При изучении движения механич. систем часто применяют т. н. общие теоремы Д., к-рые также могут быть получены как следствия второго и третьего законов Д. К ним относятся теоремы о движении центра масс (или центра инерции) и об изменении *количества движения*, *момента количества движения* и кинетич. энергии системы. Иной путь решения задач Д. связан с использованием вместо второго закона Д. принципов механики (см. *Д'Аламбера принцип*, *Д'Аламбера — Лагранжа принцип*, *Вариационные принципы механики*) и получаемых с их помощью ур-ний движения, в частности *Лагранжа уравнений* механики.

Ур-ние (1) и все следствия из него справедливы только при изучении движения по отношению к т. н. инерц. системе отсчёта, к-рой для движения внутри Солн. системы с высокой степенью точности явл. звёздная система (система отсчёта с началом в центре Солнца и осями, направленными на удалённые звёзды), а при решении большинства инженерных задач — система отсчёта, связанная с Землёй. При изучении движения по отношению к неинерц. системам отсчёта, т. е. системам, связанным с ускоренно движущимися или вращающимися телами, ур-ние движения можно также составлять в виде (1), если к силе F прибавить т. н. переносную и Кориолиса силы инерции (см. *Относительное движение*). Такие задачи возникают при изучении влияния вращения Земли на движение тел по отношению к земной поверхности, а также при изучении движения разл. приборов и устройств, установленных на движущихся объектах (судах, самолётах, ракетах и др.).

Помимо общих методов изучения движения тел под действием сил, в Д. рассматриваются спец. задачи: теория *гироскопа*, теория механич. *колебаний*, теория *устойчивости движения*, теория *удара*, *механика тел переменной массы* и др. С помощью законов Д. изучается также движение сплошной среды, в частности упруго и пластически деформируемых тв. тел, жидкостей и газов (см. *Упругости теория*, *Пластичности теория*, *Гидроаэромеханика*, *Газовая динамика*). Наконец, в результате применения методов Д. к изучению движения конкретных объектов возник ряд спец. дисциплин: *небесная механика*, внеш. баллистика, Д. автомобиля, самолёта, *динамика ракет* и т. п.

● См. лит. при ст. *Механика*. *С. М. Targ.*

ДИНА́МИКА РАЗРЕ́ЖЕННЫХ ГАЗО́В, раздел *газовой динамики*, в к-ром при изучении течения газа низкой плотности учитывается его дискретная мол. структура. Методы Д. р. г., основанные на молекулярно-кинетич. теории газов, применяются для определения теплового и силового воздействия газа на поверхности летат. аппаратов, движущихся на больших высотах, а также при расчёте движения газов в вакуумных системах, истечения струй в пр-во с низким давлением и в задачах мол. физики.

Критерием, характеризующим степень разреженности движущегося газа, явл. число Кнудсена $Kn \approx l/L$, где l — ср. длина свободного пробега молекул в газе, L — характерный размер течения. Предположение о сплошности среды, лежащее в основе теор. методов *гидроаэромеханики* и газовой динамики, строго выполняется лишь в предельном случае $Kn \to 0$, а практически оно оказывается справедливым уже при $Kn < 10^{-3}$.

В другом предельном случае $Kn \to \infty$ существенную роль играют только столкновения молекул газа с обтекаемыми телами, а роль межмол. столкновений незначительна. Поэтому набегающий на поверхность тела поток молекул и поток молекул, отражённый от поверхности, рассматриваются как невзаимодействующие. При этом из ур-ний движения молекул можно определить баланс между приносимыми к поверхности и уносимыми от неё потоками массы, импульса и энергии, если известен механизм вз-ствия молекул газа с поверхностью. Такая схема позволяет с достаточной для практики точностью рассчитать аэродинамич. хар-ки разл. тел уже при $Kn > 1$. Режим течения, для к-рого справедливы указанные предположения, наз. с в о б о д н о м о л е к у л я р н ы м. Одной из приближённых схем описания вз-ствия молекул газа с тв. поверхностью при свободномол. течении является т. н. зеркально-диффузная схема, согласно к-рой часть молекул отражается диффузно в соответствии с законом косинуса (*Ламберта законом*), а остальные молекулы — зеркально, т. е. по закону — угол падения равен углу отражения. Отношение кол-ва диффузно рассеянных молекул к общему их числу определяет степень диффузности f рассеяния (при $f=0$ происходит только зеркальное отражение, при $f=1$ — только диффузное). Обмен энергией при вз-ствии молекул с тв. поверхностью характеризуют коэфф. аккомодации α, определяющим изменение энергии молекулы после её отражения от поверхности. Значения α меняются от 0 до 1. Если после

отражения энергия молекулы не изменилась, то $\alpha = 0$, если же ср. энергия отражённых молекул, характеризующая темп-ру газа, соответствует темп-ре стенки, то $\alpha = 1$. В общем случае коэффициенты f и α зависят от скорости столкновения молекул с поверхностью, от материала и темп-ры этой поверхности, от степени её гладкости, наличия на ней адсорбиров. молекул газа и т. д. Переход от течения сплошной среды ($Kn \to 0$) к свободномол. течению ($Kn \to \infty$), напр. при увеличении высоты полёта, осуществляется через ряд промежуточных режимов течения разреженного газа. Каждому из них соответствует определ. диапазон конечных значений числа Kn. В переходном режиме оказывается важным как учёт межмол. столкновений, так и столкновений молекул газа с поверхностью обтекаемого тела. Для этого режима течения характерно проявление ряда сложных неравновесных мол. процессов, строгое теор. описание к-рых в промежуточной области чисел Kn представляет огромные матем. трудности, связанные с решением интегродифф. ур-ния Больцмана для изменения во времени и в пр-ве ф-ции распределения молекул по скоростям (см. *Кинетическая теория газов*). Поэтому широко применяются приближённые теор. методы, позволяющие распространить теор. модели свободномол. течения и течения сплошной среды на режимы, соответствующие промежуточной области значения чисел Kn, близких к предельным. Так, разработаны приближённые методы расчёта аэродинамич. хар-к тел в случае, когда учитываются лишь однократные столкновения падающих на поверхность и отражённых от неё молекул (режим, примыкающий к свободномол. течению). Ур-ния газовой динамики сплошной среды применяют и при $Kn > 10^{-3}$, но с новыми граничными условиями, учитывающими характерные для течения разреженного газа условия «скольжения» и «скачка темп-ры». Первое условие состоит в том, что параллельная стенке составляющая скорости газа на самой стенке отличается от нуля, а второе учитывает отличие темп-ры газа вблизи стенки от темп-ры стенки. Различные, постепенно сменяющие друг друга режимы течения — от свободномол. до континуального — наблюдаются в классич. задаче Д. р. г. об обтекании газом плоской полубесконечной пластинки (рис. 1).

При рассмотрении сверхзвук. обтекания затупленных тел в режимах, примыкающих к течению сплошной среды, число Kn определяют как отношение длины свободного пробега l_s молекул в сжатом слое газа за отошедшей от тела ударной волной к характерному размеру тела. В случае полёта сферич. тела радиусом $R \approx 1$ м со скоростью $v \approx 10$ км/с и постепенном увеличении высоты полёта (уменьшении числа $Kn = l_s/R$) можно выделить след. режимы. а) При $Kn < 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ (что соответствует высотам ~ 70 км) течение явл. континуальным. *Ударная волна* толщиной порядка неск. l_s и вязкий *пограничный*

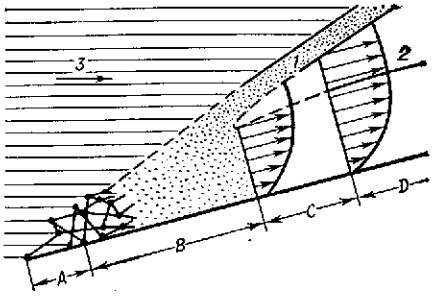


Рис. 1. Схема развития течения газа около плоской полубесконечной тонкой пластины, обтекаемой сверхзвук. потоком под углом атаки: *A* — область свободномол. течения с однократными столкновениями; *B* — область с многократными столкновениями; *C* — область течения со скольжением; *D* — континуум; *1* — ударная волна; *2* — граница пограничного слоя; *3* — макроскопич. движение потока молекул (масштабы зон и областей не соблюдены).

слой на поверхности сферы разделены областью, где вязкость газа несущественна. б) При $Kn \approx 0{,}5 \cdot 10^{-2}$ (увеличение высот до 85 км) отошедшая ударная волна и пограничный слой на теле утолщаются, а затем смыкаются. Перед сферой образуется сплошная область (рис. 2, *а*). Уменьшение числа столкновений между молекулами в сжатом слое приводит к запаздыванию в установлении равновесия

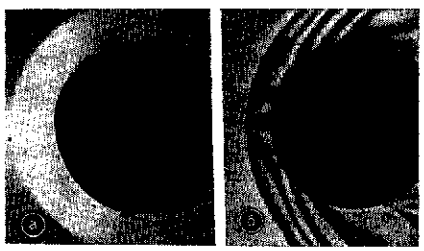


Рис. 2. Фотография обтекания сферы диам. 15 мм: *а* — в разреженном газе при числах Маха $M = 3{,}7$ и $Kn = 2{,}5 \cdot 10^{-2}$; *б* — в сплошной среде.

по колебат. степеням свободы молекул. Граничные условия на поверхности сферы соответствуют скольжению молекул и скачку темп-ры. Течение разреженного газа, соответствующее диапазону $0{,}5 \cdot 10^{-3} < Kn < 0{,}5 \cdot 10^{-2}$, иногда наз. течением со скольжением. в) При $Kn \sim 0{,}1$ (высота 105 км), когда l_s становится сравнимой с поперечным размером сжатого слоя, в окрестности передней критич. точки сферы не успевает установиться равновесие по вращат. и поступат. степеням свободы молекул. Отошедшая ударная волна не формируется. г) При дальнейшем увеличении числа Kn механизм обтекания целиком определяется дискр. структурой среды. Время пребывания каждой молекулы вблизи тела характеризуется всего неск. столкновениями. Дальнейшее уменьшение плотности газа приводит к свободномол. тече-

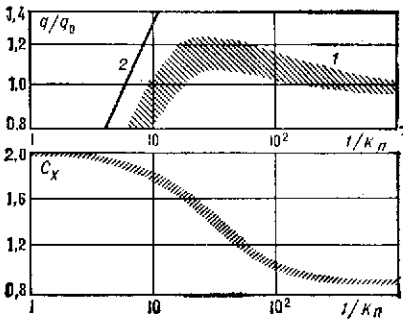


Рис. 3. Изменение коэфф. лобового сопротивления сферы C_x и относительного теплового потока q/q_0 в передней критич. точке сферы в промежуточной области чисел Kn: q_0 — тепловой поток, рассчитанный по теории пограничного слоя ($Kn \to 0$); *1* — эксперимент для сильного охлаждения сферы при $M > 5$; *2* — расчёт для сильно охлаждённой сферы при $Kn \to \infty$, $\alpha = 1$.

нию, граница к-рого в данном случае соответствует высоте ≈ 200 км.

В рассмотренном диапазоне чисел Kn величины теплового потока q и коэфф. сопротивления C_x изменяются от значений, соответствующих течению сплошной среды, до значений, соответствующих свободномол. режиму, как это показано на рис. 3. С помощью методов Д. р. г. рассматриваются также задачи исследования хар-к течения в отверстиях, вакуумных трубопроводах и каналах. Важным для техн. приложений явл. изучение законов уменьшения пропускной способности каналов разл. форм и размеров при увеличении числа Kn. Исследуются эффекты разреженности при течении газов в соплах и струях двигателей, работающих на больших высотах.

Ввиду чрезвычайных матем. трудностей теор. методов исследования Д. р. г., важное значение имеет эксперимент (см. *Аэродинамические измерения*). Эксперим. исследования течений разреженного газа проводятся на спец. вакуумных *аэродинамических трубах*, оборудованных мощными системами откачки, включающими форвакуумные, пароструйные и криогенные насосы. Применяемые на этих установках методы обладают рядом специфич. особенностей по сравнению с методами, используемыми в обычных аэродинамич. установках. Малые плотности газа, низкие по абс. величинам, тепловые потоки и аэродинамич. силы требуют применения высокочувствит. датчиков и приборов, а также принципиально новых физ. методов диагностики. Так, широко используется

электронно-пучковая диагностика, основанная на регистрации интенсивности видимого, УФ и рентг. излучения молекул газа, возбуждаемых пучком быстрых (10—30 кэВ) эл-нов. Этот метод позволяет проводить визуализацию течения, а также измерять локальные величины плотности, темп-ры, скорости потока, а также концентрации компонентов разреженной смеси газов.

● Коган М. Н., Динамика разреженного газа, М., 1967; Паттерсон Г. Н., Молекулярное течение газов, пер. с англ., М., 1960; Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А., Прикладная динамика разреженного газа, М., 1977; Экспериментальные методы в динамике разреженных газов, под ред. С. С. Кутателадзе, Новосиб., 1974; Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А., Свирщевский С. Б., Экспериментальные методы в механике разреженного газа, М., 1981; Берд Г., Молекулярная газовая динамика, пер. с англ., М., 1981.

А. В. Иванов.

ДИНА́МИКА РАКЕ́Т (ракетодинамика), наука о движении летат. аппаратов, снабжённых реактивными двигателями. Наиболее важная особенность полёта ракеты с работающим (развивающим тягу) двигателем — существенное изменение её массы во время движения вследствие сгорания топлива. Так, одноступенчатые ракеты в процессе набора скорости теряют до 90% первоначальной (стартовой) массы. Законы движения ракеты при работающем двигателе изучаются в *механике тел переменной массы*.

Труды И. В. Мещерского и К. Э. Циолковского в кон. 19 — нач. 20 вв. заложили теор. основу Д. р. Быстрое развитие Д. р. началось после окончания 2-й мировой войны в связи с ростом ракетостроения в ряде промышленно развитых стран (СССР, США, Великобритания и др.).

Важнейшие разделы Д. р.: 1) изучение движения центра масс (*центра тяжести*) ракет, т. е. создание теории, посвящённой решению траекторных задач,— определение скорости на разл. высотах, перегрузок, обусловленных реактивной силой, дальности и продолжительности полёта, условий мягкой посадки на планеты и др.; 2) изучение движения ракет относительно центра масс — исследование стабилизации ракет, возможности маневрирования и управления ими, наведения их на заданную цель, стыковки летат. аппаратов с ракетными двигателями при движении в косм. пр-ве; 3) эксперим. Д. р., где изучаются методы исследования движения ракет с использованием оптич. и радиотехн. приборов для определения геом., кинематич. и динамич. хар-к полёта. Особенно важны исследования натурных объектов в реальном полёте, осуществляемые с помощью телеметрии, позволяющей записывать до 500 параметров, характеризующих поведение объекта.

К задачам Д. р. относится также программирование величины и направления реактивной силы для получения при имеющемся кол-ве топлива (горючего и окислителя) наилучших лётных хар-к, обеспечивающих достижение цели полёта (напр., макс. дальности полёта, мин. времени полёта до цели, макс. кинетич. энергии в конце работы двигателя). Такие задачи решаются методами вариационного исчисления и способствуют развитию самих этих методов. В связи с созданием очень больших ракет на жидком топливе успешно развиваются новые разделы Д. р., в к-рых изучается движение корпуса ракеты с учётом колебаний жидкого топлива в её баках, а также исследуется движение ракеты как упругого тела. При решении таких (многопараметрических) задач применяют ЭВМ.

Для динамики управляемых ракет (напр., зенитных управляемых ракет, ракет противоракетной обороны) нек-рые из внеш. воздействий имеют вероятностный хар-р и количественно определяются «случайными» функциями времени. Решение таких задач требует использования теории вероятностных процессов. В связи с проблемой обеспечения надёжности полёта возникли задачи оптимизации программ управления объектом, обеспечивающих заданную вероятность безотказной работы системы.

● Гродзовский Г. Л., Иванов Ю. Н., Токарев В. В., Механика космического полета. Проблемы оптимизации, М., 1975; Ильин В. А., Кузмак Г. Е., Оптимальные перелеты космических аппаратов с двигателями большой тяги, М., 1976; Кротов В. Ф., Букреев В. З., Гурман В. И., Новые методы вариационного исчисления в динамике полета, М., 1969; Миеле А., Механика полета, пер. с англ., т. 1, М., 1965; Справочное руководство по небесной механике и астродинамике, под ред. Г. Н. Дубошина, 2 изд., М., 1976; Циолковский К. Э., Реактивные летательные аппараты, М., 1964. См. также лит. при ст. *Механика тел переменной массы*.

ДИНАМИТРО́Н, разновидность *каскадного генератора*.

ДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ВЯЗКОСТЬ, см. *Вязкость*.

ДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ ЯДЕР, совокупность методов ориентации яд. *спинов* в-ва в заданном направлении под действием ВЧ эл.-магн. полей (см. *Ориентированные ядра*).

● Ацаркин В. А., Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках, «УФН», 1978, т. 126, в. 1. См. также лит. при ст. *Ориентированные ядра*.

ДИНАМИ́ЧЕСКИЙ МАСС-СПЕКТРО́МЕТР, см. в ст. *Масс-спектрометр*.

ДИНА́МО-ЭФФЕ́КТ (гидромагнитное динамо), самовозбуждение магн. полей вследствие движения проводящей жидкости или газовой плазмы. Д.-э. привлекают для объяснения происхождения и поддержания магн. полей Земли и др. планет с жидким ядром, Солнца и звёзд. Если магн. поле косм. тела содержит в кач-ве составляющих полоидальное поле (с силовыми линиями, направленными по меридианам, как у *диполя*) и тороидальное поле (с линиями поля, направленными по параллелям), то при дифф. вращении тела (когда его слои на разных глубинах имеют различные угл. скорости вращения) силовая линия полоидального поля, проходящая через разные слои, закручивается — одни её части уходят вперёд по сравнению с другими. В результате тороидальное поле усиливается. Рост его энергии происходит за счёт энергии вращения слоёв тела, поэтому с возрастанием тороидального поля относительное вращение слоёв должно тормозиться, если оно не поддерживается чем-либо другим. Усиление тороидального поля может привести к усилению полоидального или препятствовать его затуханию, если между ними имеется обратная связь. Такую связь может обусловить, напр., тепловая конвекция, причём конвективные движения не должны быть осесимметричными (в осесимметрич. системе Д.-э. невозможен). Для Земли последнее условие выполняется (ось вращения Земли и её магн. ось не совпадают). Д.-э. для Земли связывают с конвективным движением проводящего в-ва её жидкого ядра и с всплытием в этой среде более лёгких примесей под действием архимедовой силы. Конвективные движения приподнимают силовые линии тороидального поля и при определ. условиях они могут образовывать петли, к-рые потом сливаются с полоидальным полем и усиливают его. Теория Д.-э. приводит также к возможности самообращения магн. оси (переполюсовке магн. поля Земли) и долгопериодич. колебаниям геомагн. поля (вековым вариациям), что отражает реальные св-ва земного магн. поля.

Магн. поля Солнца и звёзд в целом, а также их локальные поля, напр. поля пятен и активных областей, также могут быть в принципе объяснены Д.-э.

● Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, М., 1961; Ораевский В. Н., Плазма на Земле и в космосе, К., 1980; Гудзенко Л. И., В поисках природы солнечных пятен, М., 1972 (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика»).

ДИОПТРИ́КА (греч. dioptrikά, от diά — через, сквозь и optéuō — вижу), традиционное (постепенно выходящее из употребления) назв. раздела *геометрической оптики*, в к-ром рассматривается *преломление света* при прохождении его через отд. преломляющие поверхности и системы таких поверхностей. Термин «Д.» часто применяется по отношению к глазу: Д. глаза — описание св-в глаза как оптич. прибора.

ДИОПТРИЯ (дп, D), единица оптич. силы линз и др. осесимметричных оптич. систем; 1 дп равна оптич. силе линзы или сферич. зеркала с фокусным расстоянием 1 м.

ДИПО́ЛЬ (от греч. di — приставка, означающая дважды, двойной, и pólos — полюс) электрический, совокуп-

ность двух равных по абс. величине разноимённых точечных зарядов ($+e$, $-e$), находящихся на нек-ром расстоянии l друг от друга. Осн. хар-кой электрич. Д. явл. его дипольный момент (ДМ) — вектор $\boldsymbol{p}$, численно равный произведению l на e: $\boldsymbol{p}=e\boldsymbol{l}$; принято считать, что вектор $\boldsymbol{p}$ направлен от отрицат. заряда ($-e$) к положительному ($+e$; рис. 1). ДМ определяет электрич. поле Д. на большом расстоянии R от Д. ($R\gg l$), а также воздействие на Д. внеш. электрич. поля.

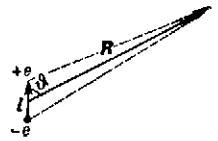


Рис. 1.

Вдали от Д. напряжённость его электрич. поля $\boldsymbol{E}$ убывает с расстоянием как $1/R^3$, т. е. быстрее, чем поле точечного заряда ($\sim 1/R^2$). Компоненты напряжённости поля $\boldsymbol{E}$ вдоль оси Д. (E_p) и в перпендикулярном направлении ($E_\perp$) пропорциональны p и в *Гаусса системе единиц* равны:

$$E_p=\frac{p}{R^3}(3\cos^2\vartheta-1),$$

$$E_\perp=\frac{3p}{R^3}\cos\vartheta\sin\vartheta,$$

где ϑ — угол между $\boldsymbol{p}$ и радиусом-вектором $\boldsymbol{R}$ точки пр-ва, в к-рой измеряется поле Д.; полная напряжённость $E=\sqrt{E_p^2+E_\perp^2}$. Т. о., на оси Д., т. е. при $\vartheta=0$, E_p вдвое больше, чем при $\vartheta=90°$ ($E_\perp=0$ в обоих случаях); направление E_p в первом случае параллельно $\boldsymbol{p}$, во втором — антипараллельно (рис. 2).

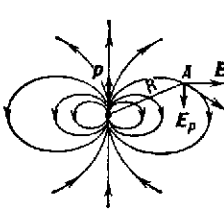


Рис. 2. Электрич. поле диполя: $\boldsymbol{E}$ — напряжённость поля в точке A, находящейся на расстоянии R от центра диполя; $\boldsymbol{E}_p$ и $\boldsymbol{E}_\perp$ — параллельная и перпендикулярная оси диполя компоненты поля $\boldsymbol{E}$.

Действие внеш. электрич. поля на Д. также пропорц. p. Однородное внеш. электрич. поле E создаёт вращающий момент $M=pE\sin\alpha$ (α — угол между $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{p}$; рис. 3), стремящийся повернуть Д. так, чтобы его ДМ был направлен по полю. В неоднородном электрич. поле на Д., кроме вращающего момента, действует также сила, стремящаяся втянуть Д. в область более сильного поля (рис. 4).

Электрич. поле любой в целом нейтр. системы на расстояниях, значительно больших её размеров, приближённо совпадает с полем эквивалентного Д.— электрич. полем Д. с таким же ДМ, как и у системы зарядов. Поэтому во мн. случаях электрич. Д. явл. хорошим приближением для описания таких систем на расстояниях, значительно превышающих размеры системы (см. *Излучение*). Напр., полярные молекулы можно приближённо рассматривать как электрич. Д.

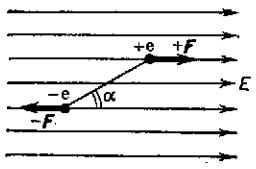


Рис. 3. Электрич. диполь в однородном внеш. электрич. поле E. Пара сил — F и $+F$ стремится повернуть диполь в направлении поля.

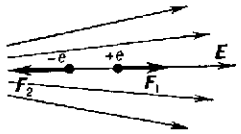


Рис. 4. Электрич. диполь в неоднородном электрич. поле в случае, когда ДМ $\boldsymbol{p}$ направлен по полю. Сила $\boldsymbol{F}_2$ больше силы $\boldsymbol{F}_1$, результирующая сила $\boldsymbol{F}=\boldsymbol{F}_2-\boldsymbol{F}_1$ стремится переместить диполь в область большей напряжённости внеш. поля.

Атомы, неполярные молекулы и ионы в электрич. поле приобретают ДМ, т. к. составляющие их заряж. ч-цы несколько смещаются под действием внеш. поля (см. *Поляризуемость*).

Электрич. Д. с изменяющимся во времени ДМ (вследствие изменения его длины или зарядов) явл. источником эл.-магн. излучения.

Д. магнитный. Исследование вз-ствий полюсов пост. магнитов (франц. физик Ш. Кулон, 1785) привело к представлению о существовании магн. зарядов. Пара таких зарядов, равных по величине и противоположных по знаку, рассматривалась как магн. Д., обладающий магн. ДМ. Позднее было установлено, что магн. зарядов не существует, а магн. поля создаются движущимися электрич. зарядами. Однако понятие «магн. ДМ» оказалось целесообразным сохранить, поскольку на больших расстояниях от замкнутых проводников с током магн. поля оказались такими же, как если бы их порождали магн. Д. Поле магн. Д. на больших расстояниях от Д. рассчитывается по тем же ф-лам, что и поле электрич. Д., причём с заменой электрич. ДМ на магн. момент тока. Магн. момент системы токов определяется силой и распределением токов. В простейшем случае тока I, текущего по круговому контуру (витку) радиуса a, магн. момент в системе Гаусса равен: $\boldsymbol{p}=\frac{IS\boldsymbol{n}}{c}$, где $S=\pi a^2$ — площадь витка, а $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, перпендикулярный плоскости витка и направленный так, что с его конца ток виден текущим против часовой стрелки (рис. 5).

Аналогию между магн. Д. и витком с током можно проследить при рассмотрении действия магн. поля на ток. В однородном магн. поле на виток с током действует момент сил, стремящийся ориентировать виток так, чтобы его магн. момент был направлен по полю; в неоднородном магн. поле такие замкнутые токи («магн. Д.») втягиваются в область с большей напряжённостью поля. На вз-ствии неоднородного магн. поля с магн. Д. основано, напр., разделение ч-ц с разл. магн. моментами — ат. ядер, атомов, молекул. Пучок ч-ц, проходя через неоднородное магн. поле, разделяется, т. к. поле сильнее изменяет траектории ч-ц с большим магн. моментом.

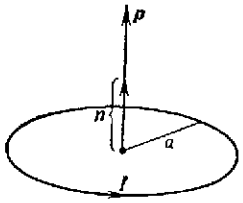


Рис. 5. Магн. момент $\boldsymbol{p}$ кругового тока I радиуса a.

Вблизи от витка с током аналогия его с магн. Д. (теорема эквивалентности) несправедлива. Так, напр., в центре кругового витка напряжённость магн. поля не только не равна напряжённости поля эквивалентного Д., но даже противоположна ей по направлению (рис. 6).

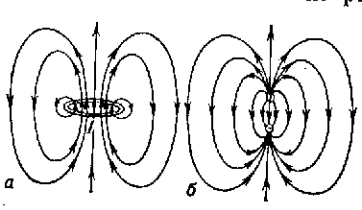


Рис. 6. Магн. поле вблизи кругового тока I (*а*) и магн. поля (*б*); на больших расстояниях поля одинаковы.

● Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., в. 5 — Электричество и магнетизм, М., 1966; Калашников С. Г., Электричество, М., 1956 (Общий курс физики, т. 2); Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976.

ДИПО́ЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, излучение эл.-магн. волн, обусловленное изменением во времени электрич. *дипольного момента* излучающей системы. См. *Излучение*.

ДИПО́ЛЬНЫЙ МОМЕ́НТ электрический, величина, характеризующая электрич. св-ва системы заряж. ч-ц. Д. м. $\boldsymbol{p}$ электронейтральной системы, состоящей из n заряж. ч-ц, равен: $\boldsymbol{p}=\sum_{i=1}^{n} e_i\boldsymbol{r}_i$, где e_i — заряд i-той ч-цы, $\boldsymbol{r}_i$ — её радиус-вектор. Д. м. не зависит от выбора начала координат и определяется взаимным расположением и величинами зарядов в системе. Система из двух одинаковых по ве-

личине зарядов ($-e$, $+e$) образует электрич. *диполь* с Д. м. $\boldsymbol{p}=e\boldsymbol{l}$, где $\boldsymbol{l}$ — расстояние между зарядами, к-рому приписывается направление от отрицат. заряда к положительному. Электрич. Д. м. определяет (в первом приближении) электрич. поле нейтр. системы на больших по сравнению с её размерами расстояниях и действие на неё внеш. полей. При изменении Д. м. такая система излучает эл.-магн. волны (дипольное *излучение*). В случае произвольной системы зарядов её электрич. поле может определяться *мультиполями* разл. порядков.

О магнитном Д. м. см. *Диполь*, *Магнитный момент*.

ДИРА́КА МОНОПО́ЛЬ, то же, что *магнитный монополь*.

ДИРА́КА УРАВНЕ́НИЕ, релятивистское дифф. ур-ние для волн. ф-ции свободной (невзаимодействующей) ч-цы со спином $^1/_2$ (эл-н, мюон, *кварки* и др.), описывающее изменение её состояния со временем. Получено англ. физиком П. Дираком (P. Dirac) в 1928 на основе требований *релятивистской инвариантности*, линейности (выражающей справедливость *суперпозиции принципа*), первого порядка по времени (чтобы состояние в данный момент определяло состояния во все последующие моменты времени). Для ч-цы со спином $^1/_2$ этим требованиям удовлетворяет только система четырёх ур-ний, т. е. волн. ф-ция ψ должна состоять из четырёх компонент: ψ_1, ψ_2, ψ_3, ψ_4. При поворотах системы координат и преобразованиях Лоренца они преобразуются как пара спинорных полей $\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix}\psi_3\\ \psi_4\end{pmatrix}$, образующих биспинор ψ:

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\\ \psi_3\\ \psi_4\end{pmatrix}.$$

Д. у. имеет вид системы четырёх ур-ний:

$$\sum_\mu \gamma_\mu \frac{\partial\psi(x)}{\partial x_\mu}+i\frac{mc}{\hbar}\psi(x)=0,$$

где $\mu=0, 1, 2, 3$; $x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$ — пространств. координаты, $x_0=ct$ — временна́я (t — время); m — масса ч-цы; γ_μ — матрицы Дирака, к-рые выражаются через двухрядные матрицы Паули σ_1, σ_2, σ_3 и единичную матрицу I:

$$\gamma_0=\begin{pmatrix}I & 0\\ 0 & -I\end{pmatrix},\quad \gamma_\alpha=\begin{pmatrix}0 & \sigma_\alpha\\ -\sigma_\alpha & 0\end{pmatrix},$$
$$\alpha=1, 2, 3,$$
$$I=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix},\ \sigma_1=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix},\ \sigma_2=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix},$$
$$\sigma_3=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}.$$

Для свободной ч-цы Д. у. приводит к релятив. соотношению между импульсом (p), энергией ($\mathcal{E}$) и массой ч-цы:

$$\mathcal{E}^2=m^2c^4+p^2c^2,\ \text{или}$$
$$\mathcal{E}=\pm\sqrt{m^2c^4+p^2c^2};$$

для покоящейся ч-цы это соответствует $\mathcal{E}=\pm mc^2$ (энергия покоя ч-цы). Интервал энергий — $mc^2<\mathcal{E}<mc^2$ явл. «запрещённым». В квант. теории поля (КТП) состояние ч-цы с отрицат. энергией интерпретируется как состояние *античастицы*, обладающей положит. энергией, но противоположным электрич. зарядом. Т. о., четыре независимых решения Д. у. описывают как состояние ч-цы со спином $^1/_2$, так и состояние её античастицы, каждое с двумя возможными проекциями спина на направление импульса ($+^1/_2$ и $-^1/_2$). Эксперим. обнаружение *позитрона* (антиэлектрона), предсказанного Дираком, явилось триумфом Д. у.

Д. у. взаимодействующих ч-ц содержит дополнит. слагаемое, учитывающее это вз-ствие. В *квантовой электродинамике*, объединённой теории слабого и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*), а также в *квантовой хромодинамике* вид этого слагаемого определяется требованием *калибровочной симметрии*. В электродинамике, напр., оно получается заменой производной d/dx_μ в Д. у. на $d/dx_\mu+ieA_\mu/\hbar c$, где e — заряд ч-цы, а A_μ — четырёхмерный потенциал эл.-магн. поля; слагаемое $ieA_\mu/\hbar c$ описывает вз-ствие заряж. ч-цы с эл.-магн. полем. Аналогичные члены вз-ствия спинорной ч-цы с векторными калибровочными полями возникают и в др. названных теориях.

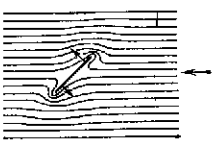
Заряж. ч-ца, описываемая Д. у., обладает магн. моментом $e\hbar/2mc$ (равным для эл-на *магнетону* Бора). Однако вз-ствие с вакуумом в КТП приводит к появлению дополнительного, т. н. а н о м а л ь н о г о, магн. момента, к-рый для адронов оказывается особенно большим. Так, эксперим. значение магн. момента протона в 2,8 раза больше его нормальной («дираковской») величины.

В нерелятив. пределе Д. у. для эл-на переходит в *Паули уравнение*, объясняющее, в частности, *тонкую структуру* уровней энергии атома.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика*.

А. В. Ефремов.

ДИСК РЭЛЕ́Я [по имени англ. физика Дж. У. Рэлея (J. W. Rayleigh)], прибор для измерения *колебательной скорости* частиц в звук. волне. Представляет собой тонкую круглую пластинку из слюды или металла, подвешенную на тонкой (обычно кварцевой) нити, ориентированную под углом 45° (рис.) к направлению колебаний ч-ц среды (положение наибольшей чувствительности). В потоке, согласно Бернулли закону, диск стремится стать перпендикулярно к направлению скорости ч-ц; возникающий при этом вращающий момент уравновешивается за счёт упругости нити. В пост. потоке угол поворота Д. Р. пропорционален квадрату скорости ч-ц, при звук. колебаниях — квадрату амплитуды колебат. скорости, причём этот угол не зависит от частоты. По углу поворота диска определяют колебат. скорость и интенсивность звука.



Обтекание диска потоком (диск поставлен под углом 45° к потоку; стрелками помечены силы давления).

Д. Р. применяется для калибровки приёмников звука в воздухе, а также в воде.

● Б л и н о в а Л. Н., К о л е с н и к о в А. Е., Л а н г а н с Л. Б., Акустические измерения, М., 1971.

ДИСЛОКА́ЦИИ (от позднелат. dislocatio — смещение), дефекты кристалла, представляющие собой линии, вдоль и вблизи к-рых нарушено характерное для кристалла правильное расположение ат. плоскостей. Механические свойства кристаллов — *прочность* и *пластичность* в значительной мере обусловлены существованием Д. и их движением. Простейшими видами Д. явл. краевая и винтовая Д. К р а е в а я Д. представляет собой линию, вдоль к-рой обрывается внутри кристалла край «лишней» полуплоскости (рис. 1, слева). Её образование можно описать при помощи след. операции: надрезать

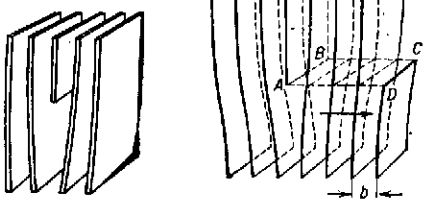


Рис. 1. Краевая дислокация: слева — обрыв ат. плоскости внутри кристалла; справа — схема образования краевой дислокации.

кристалл по плоскости $ABCD$ (рис. 1, справа), сдвинуть нижнюю часть относительно верхней на один период решётки b в направлении, перпендикулярном к AB, а затем вновь сблизить атомы на противоположных краях разреза внизу. Вектор $\boldsymbol{b}$, длина к-рого равна величине сдвига, наз. в е к т о р о м Б ю р г е р с а. Электронные микроскопы с большой разрешающей способностью позволяют наблюдать специфичное для краевой Д. расположение ат. плоскостей, представленное на рис. 1. Плоскость, проходящая через вектор $\boldsymbol{b}$ и линию Д., наз. п л о с к о с т ь ю с к о л ь ж е н и я.

Если вектор сдвига $\boldsymbol{b}$ не перпендикулярен, а параллелен границе надреза AB, то получается в и н т о в а я

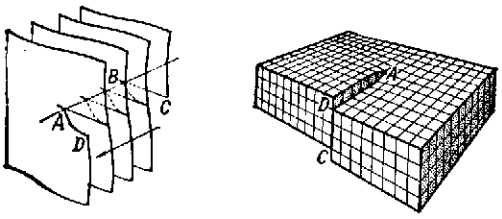
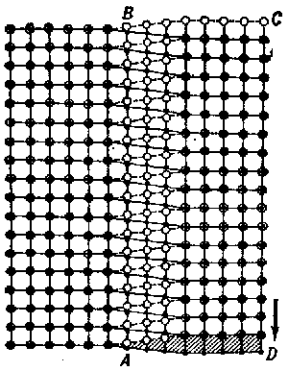


Рис. 2. Винтовая дислокация: слева — схема образования винтовой дислокации; посредине — расположение атомов в кристалле с винтовой дислокацией (атомы располагаются в вершинах кубиков); справа — расположение атомов в плоскости *ABCD*.



Д. (рис. 2, слева). Винтовая Д. имеет неск. плоскостей скольжения. Кристалл с винтовой Д. фактически состоит из одной ат. плоскости, приблизительно перпендикулярной оси винтовой Д. и закрученной в виде пологого геликоида (рис. 2, посредине). В точке выхода винтовой Д. на внешнюю поверхность кристалла (рис. 2, справа) возникает ступенька AD, равная по высоте проекции вектора b на нормаль к поверхности. В процессе кристаллизации атомы в-ва, выпадающие из пара или р-ра, легко

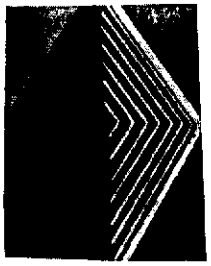


Рис. 3. Спираль роста на поверхности кристалла парафина; ступень роста обрывается в точке выхода винтовой дислокации на поверхность.

Рис. 4. Поля упругих напряжений вокруг краевых дислокаций в кристалле кремния, выявленные методом фотоупругости. Дислокации пронизывают пластинку кремния перпендикулярно к плоскости рисунка.

присоединяются к ступеньке, что приводит к спиральному механизму роста кристалла (рис. 3).

Между предельными случаями краевой и винтовой Д. возможны любые промежуточные. В общем случае линия Д. может представлять собой произвольную пространств. кривую, вдоль к-рой вектор Бюргерса остаётся постоянным (и равным к.-л. вектору трансляции решётки), хотя ориентация Д. может изменяться. Линии Д. не могут обрываться внутри кристалла, они должны либо быть замкнутыми, образуя петли, либо разветвляться на неск. Д., либо выходить на поверхность кристалла. Плотность Д. в кристалле определяется как ср. число линий Д., пересекающих внутри тела площадку в 1 м^2, или как суммарная длина Д. в 1 м^3. Плотность Д. обычно колеблется от 10^6 до 10^7 на 1 м^2 в наиб. совершенных монокристаллах и до 10^{15}—10^{16} на 1 м^2 в сильно искажённых (наклёпанных) металлах (см. ниже).

Участки кристалла вблизи Д. находятся в упругонапряжённом состоянии. Напряжения убывают обратно пропорц. расстоянию от Д. Поля напряжений вблизи отдельных Д. выявляются (в прозрачных кристаллах с низкой плотностью Д.) с помощью поляризов. света (рис. 4). Величина упругой энергии, обусловленной полем напряжений Д., пропорц. b^2 и составляет обычно $\sim 10^{-13}$ Дж на 1 м длины Д. При сближении двух Д. с одинаковыми векторами b (рис. 5, *а*) упругие напряжения около Д. увеличиваются и Д. отталкиваются. При сближении Д. с противоположными векторами Бюргерса их упругие поля взаимно компенсируются (рис. 5, *б*, *в*, *г*); Д. притягиваются и аннигилируют.

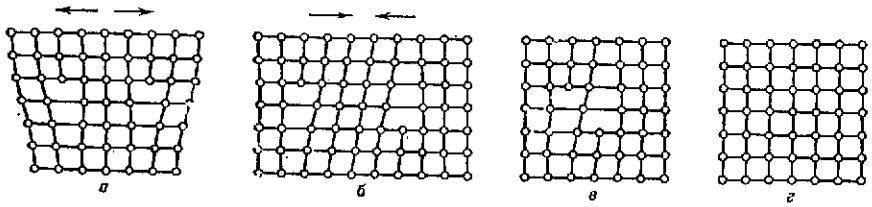


Рис. 5. *а* и *б* — отталкивающиеся и притягивающиеся дислокации; *в* и *г* — аннигиляция притягивающихся дислокаций.

Движение дислокаций. Поскольку Д. обладает собств. полем напряжений, она под действием внешних приложенных к кристаллу напряжений испытывает силу, под действием к-рой приходит в движение, результатом чего является взаимное «проскальзывание» ат. плоскостей — пластич. деформация.

При перемещении Д. в плоскости скольжения в каждый данный момент разрываются и пересоединяются связи не между всеми атомами на плоскости скольжения, а только между теми атомами, к-рые находятся у линии Д. (рис. 6). Поэтому пластическая деформация сдвига может происходить при сравнительно малых внеш. напряжениях. Эти напряжения на неск. порядков ниже, чем напряжение, при к-ром может пластически деформироваться совершенный кристалл без Д. путём разрыва всех межат. связей в плоскости скольжения (теор. прочность на сдвиг, см. *Пластичность*).

Движение краевых Д. по нормали к плоскости скольжения (*переползание*) осуществляется путём присоединения или отрыва *вакансий* от края плоскости (рис. 7). Оно связано с диффузионным перепосом массы,

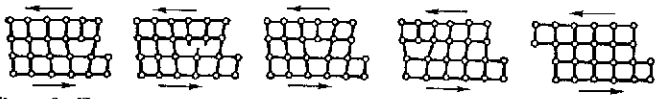


Рис. 6. Перемещение дислокации в плоскости скольжения сопровождается разрывом и пересоединением межат. связей атомов у линии дислокации.

пластич. деформацией и происходит при высоких темп-рах.

Подвижность дислокаций. Движению Д. препятствует не только прочность разрываемых межат. связей, но и рассеяние *фононов* и *электронов проводимости* в упруго искажённой области кристалла, окружающей движущиеся Д. Движению Д. мешают также упругое вз-ствие с др. Д. и с примесными атомами, межзёренные границы в *поликристаллах*, ч-цы др. фазы в распадающихся сплавах, двойники (см. *Двойникование*) и др. *дефекты* в кристаллах. На преодоление этих препятствий тратится часть работы внеш. сил. Т. о., кристалл с Д. «мягче» бездефектного кристалла, но если он «набит» Д. и др. дефектами настолько, что они мешают друг другу, то

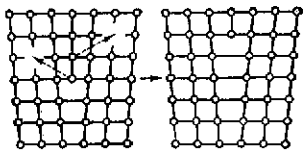


Рис. 7. Переползание краевой дислокации. Атомы лишней полуплоскости переходит в вакантные узлы решётки.

кристалл снова становится «жёстким».

Образование и исчезновение дислокаций. Обычно Д. возникают при образовании кристалла из расплава или из газообразной фазы (см. *Кристаллизация*). Методы выращивания бездислокац. монокристаллов очень сложны и разработаны только для немногих в-в. После тщательного отжига кристаллы содержат обычно 10^8—10^9 Д. на 1 м^2. Притягивающиеся Д. с противоположными векторами Бюргерса, лежащие в одной плоскости скольжения, при сближении уничтожают друг друга (аннигилируют, рис. 5, *б*, *в*, *г*). Если такие Д. лежат в разных плоскостях скольжения, то для их аннигиляции требуется переползание. Поэтому при высокотемпературном отжиге, способствующем переползанию, плотность Д. понижается. Искривление ат. плоскостей вблизи Д. изменяет сечение рассеяния рентг. лучей и эл-нов. На этом основаны рентг. и электронно-микроскопич. методы наблюдения Д. (рис. 8).

Основными механизмами размножения Д. в ходе пластич. деформации являются т. н. источники Франка — Рида и двойное поперечное скольжение. Источником Франка — Рида может служить отрезок Д., закрепленный на концах. Под приложенным напряжением он прогибается,

Рис. 8. Электронно-микроскопич. снимок дислокац. структуры кристалла хрома после высокотемпературной деформации.

пока не отщепится замкнутая петля Д. и восстановится исходный отрезок. При двойном поперечном скольжении точками закрепления служат концы отрезков винтовой Д., вышедшей в др. плоскость скольжения и повернувшей затем в плоскость, параллельную первичной.

Дислокационная структура деформированных кристаллов. Разрушение. С ростом пластич. деформации число Д. растёт, ср. расстояния между ними сокращаются, их поля упругих напряжений взаимно перекрываются и скольжение Д. затрудняется (деформац. упрочнение). Чтобы скольжение Д. могло продолжаться, приложенное внеш. напряжение необходимо повысить. При дальнейшем размножении Д. внутр. напряжения могут достигать значений, близких к теор. прочности. При превышении предела прочности наступает разрушение кристалла — зарождаются и растут микротрещины (рис. 9).

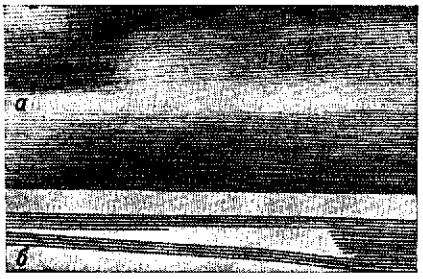


Рис. 9. Ат. плоскости, окаймляющие трещину в кристалле фталоцианида меди: *а* — электронно-микроскопич. фотография (межплоскостное расстояние 12,6 Å); *б* — схема расположения ат. плоскостей.

Влияние дислокаций на физические свойства кристаллов. Д. влияют не только на такие механич. св-ва, как пластичность и прочность, для к-рых присутствие Д. явл. определяющим, но и на др. физ. св-ва кристаллов. Напр., с увеличением плотности Д. возрастает *внутреннее трение*, изменяются оптич. св-ва, повышается электросопротивление металлов. Д. увеличивают ср. скорость диффузии в кристалле, ускоряют старение и др. процессы, связанные с диффузией, уменьшают

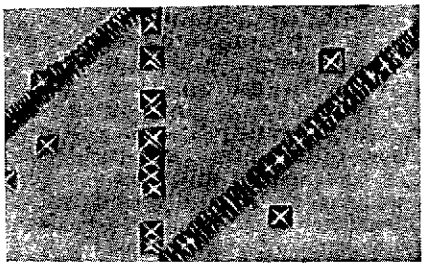


Рис. 10. Ряды дислокаций в плоскостях скольжения в кристалле LiF, выявленные методом травления. Косые ряды — краевые дислокации, вертикальный ряд — винтовые.

хим. стойкость кристалла, так что в результате обработки поверхности кристалла спец. в-вами (травителями) в местах выхода Д. образуются видимые ямки. На этом основано выявление Д. в непрозрачных материалах методом избирательного травления (рис. 10).

● Бюрен Х. Г. ван, Дефекты в кристаллах, пер. с англ., М., 1962; Фридель Ж., Дислокации, пер. с англ., М., 1967; Инденбом В. Л., Орлов А. Н., Физическая теория пластичности и прочности, «УФН», 1962, т. 76, в. 3, с. 557; Коттрелл А. Х., Теория дислокаций, пер. с англ., М., 1969; Хирт Дж., Лоте И., Теория дислокаций, пер. с англ., М., 1972. *А. Н. Орлов.*

ДИСПЕРСИИ ЗАКОН, 1) зависимость частоты ω волны от её *волнового вектора* k (см. *Дисперсия волн*).

2) В квант. теории *твёрдого тела* Д. з.— зависимость энергии $\mathcal{E}$ *квазичастицы* от её *квазиимпульса* $\boldsymbol{p}$: $\mathcal{E}=\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$. Периодич. строение кристаллов приводит к тому, что $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$ — периодич. ф-ция: $\mathcal{E}(\boldsymbol{p}+2\pi\hbar\boldsymbol{b})=\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$, где $\boldsymbol{b}$ — произвольный вектор *обратной решётки*. Д. з. позволяет определить скорость квазичастицы $\boldsymbol{v}=-d\mathcal{E}/d\boldsymbol{p}$, её *эффективную массу* и движение во внеш. силовых полях (слабых по сравнению с внутриатомными).

Знание Д. з. достаточно для вычисления термодинамич. хар-к тв. тела как «газа» квазичастиц. Так, энергия U газа квазичастиц в кристалле объёма V при темп-ре T равна:

$$U=\frac{V}{(2\pi\hbar)^3}\int\frac{\mathcal{E}\,dp^3}{e^{\mathcal{E}/kT}\pm 1},$$
$$dp^3=dp_x\,dp_y\,dp_z$$

(интегрирование ведётся в пределах одной ячейки обратной решётки). Для вычисления термодинамич. хар-к удобно пользоваться плотностью энергетич. состояний $\nu(\mathcal{E})$, т. е. числом состояний на ед. интервал энергии $(\mathcal{E},\ \mathcal{E}+d\mathcal{E})$. Вблизи осн. состояния, где энергетич. состояние кристалла определяется квазичастицами:

$$\nu(\mathcal{E})=\Sigma_j\nu_j(\mathcal{E}),$$
$$\nu_j(\mathcal{E})=\frac{V}{(2\pi\hbar)^3}\oint\frac{dS_j}{v_j}.$$

Здесь j — тип квазичастицы; dS_j — элемент площади на изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}_j(\boldsymbol{p})=\mathcal{E}$, по к-рой ведётся интегрирование; $v_j=|\partial\mathcal{E}_j/\partial\boldsymbol{p}|$.

Д. з. необходим для понимания кинетич. явлений в конденсиров. средах. Эффективность вз-ствия квазичастиц в большой мере зависит от их Д. з. В частности, нек-рые процессы столкновений (или взаимопревращений) квазичастиц запрещены, т. к. при этом для определённых Д. з. не выполняются законы сохранения квазиимпульса и энергии.

Д. з. квазичастиц вычисляют, исходя из симметрии кристалла или структуры среды и из предположений о силах, действующих между её атомами. Д. з. квазичастиц — *бозонов* определяют гл. обр. методом неупругого рассеяния нейтронов (см. *Нейтронография*) и фотонов (см., напр., *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*), а также по резонансным эффектам. Все эти методы объединяет общая идея: рождение или гибель бозона сопровождается изменением энергии и импульса др. ч-цы с известным Д. з. Законы сохранения квазиимпульса и энергии квазичастицы позволяют определить её Д. з.

Для фермионов Д. з. определяют, как правило, по поведению проводников в сильном пост. магн. поле (см. *Де Хааза — ван Альфена эффект*, *Циклотронный резонанс*, *Размерные эффекты*). Общая идея этих методов — выделение небольшой группы квазичастиц — фермионов, ответственных за эффект. При движении в магн. поле энергия заряж. ч-цы не изменяется, т. е. ч-ца движется по изоэнергетич. поверхности, форма и размеры к-рой проявляются в наблюдаемых эффектах, если между столкновениями ч-ца успеет неск. раз описать траекторию. Этому благоприятствует увеличение магн. поля.

3) В теории квант. жидкостей Д. з.— зависимость энергии элем. возбуждения жидкости от импульса (см. *Сверхтекучесть*, *Ферми-жидкость*).

● См. лит. при ст. *Квазичастица*.

М. И. Каганов.

ДИСПЕРСИО́ННЫЕ ПРИ́ЗМЫ, то же, что *спектральные призмы*.

ДИСПЕРСИО́ННЫЕ СООТНОШЕ́НИЯ, соотношения между величинами, описывающими реакцию физ. системы на внеш. воздействие. Д. с. не зависят от конкретного механизма вз-ствия системы с внеш. воздействием и явл. прямым следствием принципа причинности, заключающегося в данном случае в том, что реакция системы по времени не может опережать внеш. воздействие.

Д. с. впервые были получены в теории *дисперсии света* как связь между показателями преломления и поглощения света в среде (или между действит. и мнимой частями диэлектрич. проницаемости — *Крамерса — Кронига соотношения*). В квант. механике и квант. теории поля (КТП) Д. с. выступают как связь между вещественной (Re) и мнимой (Im) частями *амплитуд процессов*. (Строгое доказательство Д. с. в КТП было впервые дано Н. Н. Боголюбовым в 1956.) Напр., для амплитуды рассеяния f двух ч-ц как ф-ции энергии $\mathcal{E}$, $f(\mathcal{E})$, Д. с. записываются в виде:

$$\mathrm{Re}\, f(\mathcal{E}) = \frac{1}{\pi} \mathrm{P} \int d\mathcal{E}' \frac{\mathrm{Im}\, f(\mathcal{E}')}{\mathcal{E}' - \mathcal{E}} \qquad (*)$$

(P — символ гл. значения интеграла), причём интегрирование ведётся по области энергии, где $\mathrm{Im} f \neq 0$. В неск-рых случаях Д. с. допускают непосредств. проверку, к-рая в сущности означает проверку принципа причинности. Напр., для рассеяния на нулевой угол (рассеяние вперёд) мнимая часть амплитуды благодаря *оптической теореме* пропорц. полному сечению процесса, измеряемому экспериментально. Несколько более сложная процедура позволяет измерить также и веществ. часть амплитуды. Подставляя результаты этих измерений в Д. с. типа (*), можно судить, в какой степени выполняется это равенство. Проведённая проверка показала, что вплоть до энергий, соответствующих расстояниям $5 \cdot 10^{-16}$ см, равенство (*), а следовательно, и принцип причинности выполняются.

Другая область применения Д. с. в теории элем. ч-ц связана с использованием *унитарности условия* и *перекрёстной симметрии*, к-рые позволяют выразить мнимую часть амплитуды одного процесса через амплитуды других процессов. Напр., в определ. области энергий мнимая часть *формфактора* протона связывается с амплитудой аннигиляции $p + \bar{p} \to \pi^+ + \pi^-$. Т. о. удаётся установить взаимосвязь между разл. физ. процессами. Возникающая система ур-ний оказывается настолько широкой, что практически включает все возможные процессы, происходящие с элем. ч-цами, и не поддаётся матем. разрешению. В ряде случаев, однако, с помощью разл. приближений удаётся сузить систему взаимосвязей процессов и получить важные физ. результаты. В частности, на основе такого дисперс. анализа формфактора протона было получено предсказание существования ρ-мезона, к-рый вскоре был обнаружен экспериментально.

Несмотря на то что программа полного построения амплитуд процессов в рамках дисперс. подхода не нашла окончат. решения, Д. с. прочно вошли в аппарат теории элем. ч-ц и КТП и служат мощным инструментом исследования св-в амплитуд процессов.

● Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Хаг едорн Р., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, в. 1, с. 151.

А. В. Ефремов.

ДИСПЕ́РСИЯ ВОЛН (от лат. dispersio — рассеяние), зависимость фазовой скорости v_Φ гармонич. волны от её частоты ω. Простейшим примером явл. Д. в. в линейных однородных средах, характеризуемая т. н. дисперс. уравнением (законом дисперсии); оно связывает частоту и волн. число k плоской гармонич. волны: $\omega = \omega(k)$ (а в анизотропных средах — частоту и волн. вектор $\boldsymbol{k}$). Дисперс. уравнение может иметь неск. ветвей, к-рым соответствуют разл. типы волн (моды). Напр., в изотропной *плазме* — это ветви, относящиеся к эл.-магн., плазменным и ионно-звук. волнам.

Если фазовая скорость волн в нек-ром частотном интервале постоянна, говорят, что в этом интервале Д.в. отсутствует. Примером волн без дисперсии явл. эл.-магн. волны в вакууме. В большинстве случаев Д. в. обусловлена микромасштабными св-вами среды (колебаниями атомов и молекул, их тепловым движением, крист. структурой и т. д.), такие среды наз. диспергирующими. Различают временну́ю (частотную) и пространственную дисперсию. Временна́я — определяется запаздыванием (инерцией) отклика к.-л. физ. величины (напр., электрич. поляризации или механич. смещения) на приложенное внеш. воздействие (электрич. поле или давление). Пространственная Д. в. возникает, когда поведение элемента среды зависит от воздействия не только на него, но и на соседние элементы, т. е. имеет место нелокальность отклика среды на внеш. воздействие. Во мн. случаях, однако, вклад дисперсий обоих типов в закон дисперсии $\omega = k v_\Phi(\omega, k)$ формально неразличим.

Д. в. наз. *нормальной* или *отрицательной*, если показатель преломления $n = \mathrm{const}\, / v_\Phi$ растёт с частотой $\left(\frac{dn}{d\omega} > 0,\ \frac{dv_\Phi}{d\omega} < 0\right)$, и *аномальной* или *положительной* при выполнении обратных неравенств. Из *причинности принципа* следует, что в отсутствии потерь энергии (в недиссипативных средах) чисто временна́я Д. в. всегда нормальная, аномальность появляется лишь в полосах поглощения. Однако в средах с пространств. дисперсией это правило может нарушаться.

Понятие Д. в. применимо к любым *нормальным волнам* в направляющих системах, напр. в *волноводах*. При этом Д. в. обусловлена конфигурацией волноводов, неоднородностями сред, метрикой пр-ва и т. д. В простейших случаях удаётся обобщить понятия Д. в. и на нелинейные волны, когда можно разделить параметры, ответственные за нелинейность и дисперсию в среде.

В линейных средах Д. в. всегда приводит к размыванию волн. возмущения (см. *Групповая скорость*, *Волновой пакет*); при наличии нелинейности возможно конкурирующее сжатие волн. пакета. В результате могут возникать стационарные нелинейные волны, как периодические, так и уединённые (напр., *солитоны*).

Д. в. обусловливает мн. природные явления и широко используется в технике. Напр., все разновидности радуг объясняются спектр. расщеплением (из-за *дисперсии света*) и дифракцией солн. лучей в дождевых каплях. Д. в. в ионосферной плазме определяет частоту радиосигналов, отражающихся в данном слое ионосферы (см. *Распространение радиоволн*). На Д. в. основаны принципы действия мн. радиотехн., оптич. и др. устройств: рефрактометров, *антенн* с частотным сканированием диаграмм направленности и т. д. См. также *Дисперсия звука*.

● Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

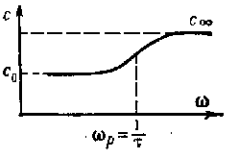
А. Н. Басович, М. А. Миллер.

ДИСПЕ́РСИЯ ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЙ ПРОНИЦА́ЕМОСТИ, см. в ст. *Диэлектрическая проницаемость*.

ДИСПЕ́РСИЯ ЗВУ́КА (дисперсия скорости звука), зависимость *фазовой скорости* гармонич. звук. волн от их частоты. Д. з. может быть обусловлена

как физ. св-вами среды, так и присутствием в ней посторонних включений и наличием границ тела, в к-ром звук. волна распространяется.

Д. з., связанная с физ. св-вами среды, возникает, когда воздействие акустич. волны приводит к неравновесному состоянию среды, возбуждая её внутр. степени свободы (колебат. и вращат. движения молекул), процессы ионизации и диссоциации молекул, хим. реакции, перестройку структуры жидкости, процессы взаимодействия ультразвука с электронами проводимости в металлах и ПП, магнитоупругие явления и т. д. Выравнивание энергии между поступат. и внутр. степенями свободы происходит за нек-рое время, наз. временем релаксации τ_p (см. *Релаксация акустическая*). Если период T звук. волны мал по сравнению с τ_p (высокие частоты), то за время $T \ll \tau_p$ внутр. степени свободы не успевают возбудиться, поэтому среда будет вести себя так, как будто внутр. степени свободы отсутствуют. Если же $T \gg \tau_p$ (низкие частоты), то часть энергии поступат. движения успеет перераспределиться на внутр. степени свободы. При этом, вследствие уменьшения энергии поступат. движения, упругость среды и скорость звука также будут меньше, чем в случае высоких частот. Т. о., при наличии релаксации скорость звука увеличивается с ростом частоты (рис.). Быстрее всего рост скорости происходит при частотах, близких к частоте релаксации $\omega_p = 1/\tau$ (дисперс. область). Для большинства сред ω_p лежит в области УЗ и гиперзвуковых частот. Если c_0 — скорость звука при малых частотах ($\omega\tau \ll 1$), а c_∞ — при очень больших ($\omega\tau \gg 1$), то скорость звука для произвольной частоты ω описывается ф-лой:



$$c^2 = c_0^2 + (c_\infty^2 - c_0^2)\frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}.$$

Такая зависимость $c(\omega)$ характерна для всех релаксац. процессов в однородных средах. Д. з. сопровождается также повышенным поглощением звука сравнительно с поглощением, обусловленным сдвиговой вязкостью и теплопроводностью.

Д. з. в газах связана с возбуждением колебат. и вращат. степеней свободы молекул, а в жидкостях — с колебательной и поворотно-изомерной релаксациями и перестройкой внутр. структуры жидкости, а также с процессами диссоциации, хим. реакциями и т. д. В тв. телах Д. з. обычно появляется, когда акустич. волна взаимодействует с к.-л. видами внутр. возбуждений, и под её воздействием происходит изменение состояния эл-нов проводимости, системы спинов, *спиновых волн* и др.

Величина Д. з., определяемая как $\Delta = (c_\infty - c_0)/c_0$, может сильно различаться для разных в-в. Так, напр., в углекислом газе $\Delta \approx 4\%$, в бензоле $\Delta \approx 10\%$, в морской воде $\Delta < 0{,}01$, а в очень вязких жидкостях и в высокополимерных соединениях скорость звука может изменяться на десятки процентов. Частотный диапазон, в к-ром имеет место Д. з., также различен для разных в-в. Так, в углекислом газе при нормальном давлении и темп-ре 18°С $\omega_p = 28$ кГц, в морской воде $\omega_p = 120$ кГц. В четырёххлористом углероде, бензоле, хлороформе и др. область релаксации попадает в область частот $\sim 10^9 - 10^{10}$ Гц.

К Д. з. того же типа, но не носящей релаксац. хар-ра, приводят теплопроводность и вязкость среды. Эти виды Д. з. обусловлены обменом энергией между областями сжатий и разрежений в звук. волне и особенно существенны для микронеоднородных сред. Д. з. может проявляться также в среде с вкрапленными неоднородностями (резонаторами), напр. в воде, содержащей пузырьки газа. В этом случае при частоте звука, близкой к резонансной частоте пузырьков, часть энергии звук. волны идёт на возбуждение колебаний пузырьков, что приводит к Д. з. и к возрастанию поглощения звука.

Как правило, Д. з. мала, за исключением нек-рых спец. случаев, таких, как неоднородная среда (напр., пузырьки газа в воде) или очень высокие частоты.

Принципиально другим типом Д. з. явл. «геометрическая» дисперсия, обусловленная наличием границ тела или среды. Она появляется при распространении волн в стержнях, пластинах, в любых *волноводах акустических*. Для изгибных волн Д. з. наблюдается в тонких пластинах и стержнях (их толщина должна быть много меньше, чем длина волны). При изгибании тонкого стержня упругость на изгиб тем больше, чем меньше изгибаемый участок. При распространении изгибной волны длина изгибаемого участка определяется длиной волны звука. Поэтому с уменьшением длины волны (с повышением частоты) увеличивается упругость, а следовательно, и скорость распространения волны. Фазовая скорость такой волны пропорц. $\sqrt{\omega}$.

При распространении звука в волноводах звук. поле можно представить как суперпозицию *нормальных волн*, фазовые скорости к-рых для прямоугольного волновода с жёсткими стенками определяются соотношением:

$$c_n = \frac{c}{\sqrt{1-(n c\pi/\omega d)^2}},$$

где $n = 1, 2, 3, \ldots$ — номер нормальной волны, c — скорость звука в свободном пр-ве, d — поперечный размер волновода. Фазовая скорость нормальной волны всегда больше скорости звука в свободной среде и уменьшается с ростом частоты.

Д. з. обоих типов приводит к расплыванию формы звук. импульса при его распространении. Это особенно важно для *гидроакустики*, *атмосферной акустики* и *геоакустики*, где имеют дело с распространением звука на большие расстояния, а также для УЗ линий задержки.

● Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968, т. 5, М., 1973, гл. 4; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972. *А. Л. Полякова.*

ДИСПЕ́РСИЯ СВЕ́ТА, зависимость *преломления показателя* n в-ва от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость *фазовой скорости* световых волн от их частоты. Следствие Д. с.— разложение в спектр пучка белого света при прохождении его сквозь призму (см. *Спектры оптические*). Изучение этого спектра привело И. Ньютона (1672) к открытию Д. с. Для в-в, прозрачных в данной области спектра, n увеличивается с увеличением ν (уменьшением λ), чему и соответствует распределение цветов в спектре; такая зависимость n от λ наз. *нормальной* Д. с.

Рис. 1. Зависимость показателя преломления (сплошная линия) и поглощения (пунктирная линия) от длины волны в нм для тонкой призмы из красителя цианина.

Вблизи полос поглощения в-ва изменение n с изменением λ значительно сложнее. Так, для тонкой призмы из р-ра цианина в области поглощения (рис. 1) красные лучи преломляются сильнее фиолетовых, а наименее преломляемым будет зелёный, затем синий (т. н. *аномальная* Д. с.— уменьшение n с уменьшением λ). У всякого в-ва имеются свои полосы поглощения, и общий ход показателя преломления обусловлен распределением этих полос по спектру. Для наблюдения Д. с. в узких спектр. линиях разработаны спец. методы, основанные на интерференции. На рис. 2 показан вид интерференц. полос в области аномальной дисперсии паров натрия.

Рис. 2. Аномальная дисперсия в парах натрия (фотография Д. С. Рождественского).

Преломление света в в-ве возникает вследствие изменения фазовой скорости света; показатель преломления $n=c/c_ф$, где $c_ф$ – фазовая скорость его в данной среде. По эл.-магн. теории света $c_ф = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$, где ε — диэлектрич. проницаемость, μ — магн. проницаемость. В оптич. области спектра для всех в-в μ очень близка к единице. Поэтому $n=\sqrt{\varepsilon}$ и Д. с. объясняется зависимостью ε от частоты. Эта зависимость определяется вз-ствием эл.-магн. поля световой волны с атомами и молекулами, приводящими к поглощению; показатель преломления при этом становится комплексной величиной $\tilde{n}=n+i\varkappa$, где $\varkappa$ — характеризует поглощение. В видимой и УФ областях спектра осн. значение имеют колебания эл-нов, а в ИК — колебания ионов.

Согласно классич. представлениям, под действием электрич. поля световой волны эл-ны атомов или молекул совершают *вынужденные колебания* с частотой, равной частоте приходящей волны. При приближении частоты световой волны к частоте собств. колебаний эл-нов возникает явление *резонанса*, обусловливающее *поглощение света*. Наличие собств. частоты колебаний приводит к зависимости n от ν, хорошо передающей весь ход Д. с. как вблизи полос поглощения, так и вдали от них. Для того чтобы получить количеств. совпадение с опытом, в классич. теории приходилось вводить для каждой линии поглощения нек-рые эмпирич. константы («силы осцилляторов»). Согласно электронной теории, справедливы приближённые ф-лы:

$$n = 1 + 2\pi N \frac{e^2}{m} \frac{\nu_0^2 - \nu^2}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\gamma^2\nu^2},$$

$$\varkappa = 2\pi N \frac{e^2}{m} \frac{\gamma\nu}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\gamma^2\nu^2},$$

где N — число ч-ц в ед. объёма, m — масса эл-на, γ — коэфф. затухания. На рис. 3 приведены графики зависимости n и $\varkappa$ от ν/ν_0.

Квант. теория подтвердила качеств. результаты классич. теории и, кроме

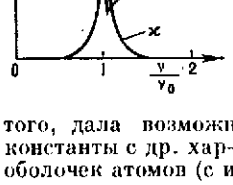


Рис. 3. Графики зависимости n и $\varkappa$ от ν/ν_0.

того, дала возможность связать эти константы с др. хар-ками электронных оболочек атомов (с их *волновыми функциями* в разных энергетич. состояниях). Квант. теория объяснила также особенности Д. с., наблюдающиеся в тех случаях, когда имеется значит. число атомов в *возбуждённых состояниях* (т. н. отрицательная Д. с.).

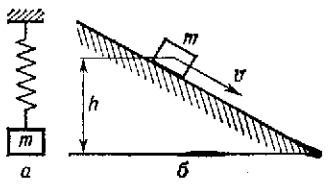
Д. с. в прозрачных материалах, применяемых в оптич. приборах, имеет большое значение при расчёте *спектральных приборов*, при расчёте ахроматич. линз или призм, для уничтожения Д. с., вызывающей *хроматическую аберрацию*, и др.

Вращательная дисперсия — изменение угла вращения *плоскости поляризации* φ в зависимости от длины волны λ. В прозрачных в-вах угол φ обычно возрастает с уменьшением λ, причём для нек-рых сред приближённо выполняется закон Био: $\varphi = K/\lambda^2$ (K — постоянная для данного в-ва). Вращательная Д. с. такого типа наз. нормальной. В области поглощения света ход вращательной Д. с. значительно сложнее, причём угол φ может достигать огромных величин (аномальная вращат. дисперсия). См. *Вращение плоскости поляризации*.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959.

М. Д. Галанин.

ДИССИПАТИВНЫЕ СИСТЕМЫ, механич. системы, полная механич. энергия к-рых (т. е. сумма кинетич. и потенц. энергии) при движении убывает, переходя в др. формы энергии, напр. в теплоту. Этот процесс наз. процессом диссипации (рассеяния) механич. энергии; он происходит вследствие наличия разл. сил сопротивления (трения), к-рые наз. также диссипативными силами. Примеры Д. с.: тв. тело, движущееся по поверхности другого при наличии трения; жидкость или газ, между ч-цами к-рых



при движении действуют силы вязкости (вязкое трение).

Движение Д. с. может быть как замедленным, или затухающим, так и ускоренным. Напр., колебания груза m, подвешенного к пружине (рис., *а*), будут затухать вследствие сопротивления среды и внутреннего (вязкого) сопротивления, возникающего в материале самой пружины при её деформациях. Движение же груза m вдоль шероховатой наклонной плоскости, происходящее, когда скатывающая сила больше силы трения (рис., *б*), будет ускоренным. При этом его скорость v, а следовательно, и кинетич. энергия $T=mv^2/2$ (где m — масса груза) всё время возрастают, но это возрастание происходит медленнее, чем убывание потенц. энергии $\Pi=mgh$ (g — ускорение свободного падения, h — высота положения груза). В результате полная механич. энергия груза $T+\Pi$ всё время убывает.

Понятие «Д. с.» применяют в физике также по отношению и к немеханич. системам во всех случаях, когда энергия упорядоченного процесса переходит в энергию неупорядоченного процесса, в конечном счёте — в энергию теплового (хаотического) движения молекул. Так, система контуров, в к-рой происходят колебания электрич. тока, затухающие из-за наличия омич. сопротивления, будет также Д. с.; в этом случае электрич. энергия переходит в джоулеву теплоту.

Практически в земных условиях из-за неизбежного наличия сил сопротивления все системы, в к-рых не происходит притока энергии извне, являются Д. с. Рассматривать их как консервативные, т. е. такие, в к-рых имеет место сохранение механич. энергии, можно лишь приближённо, отвлекаясь от учёта сил сопротивления. Однако и неконсервативная система может не быть Д. с., если в ней диссипация энергии компенсируется притоком энергии извне. Напр., отдельно взятый маятник часов из-за наличия сопротивлений трения будет Д. с., и его колебания (как и груза на рис., *а*) будут затухать. Но при периодич. притоке энергии извне за счёт заводной пружины или опускающихся гирь диссипация энергии компенсируется, и маятник будет совершать *автоколебания*.

С. М. Тарг.

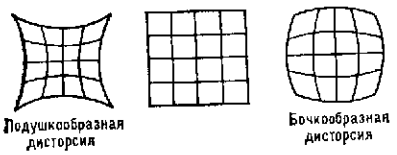
ДИССИПА́ЦИЯ ЭНЕ́РГИИ (от лат. dissipatio — рассеяние), у физ. систем — переход части энергии упорядоченного процесса (напр., электрич. тока) в энергию неупорядоченного процесса, в конечном счёте — в тепловую (напр., в джоулеву теплоту); у механич. систем — переход части их механич. энергии в др. формы (напр., в теплоту) за счёт наличия сил сопротивления. См. *Диссипативные системы*.

ДИССОЦИА́ЦИЯ (от лат. dissociatio — разъединение), распад молекулы, радикала, иона или комплексного соединения на две или неск. частей. В зависимости от фактора, индуцирующего Д.,— повышения темп-ры или действия света — Д. наз. термической или фотохимической. Количественной характеристикой Д. является степень Д.— отношение кол-ва диссоциировавших молекул к общему кол-ву молекул данного в-ва. Энергия Д. (энергия хим. связи) может быть определена с помощью электронного удара, спектроскопич. и кинетич. методами. Распад молекулы в р-ре наз. электролитич. Д.

В. Г. Даньковский.

ДИСТИЛЛЯЦИЯ (от лат. distillatio — стекание каплями) (перегонка), разделение жидких смесей, основанное на различии темп-р кипения компонентов смеси или на различии их скоростей испарения. Для Д. создаются условия, при к-рых один из компонентов переходит в пар, к-рый затем конденсируется.

ДИСТОРСИЯ (от лат. distorsio — искривление), одна из *аберраций оптических систем*, для к-рой характерно нарушение геом. подобия между объектом и его изображением. Д. обусловлена неодинаковостью линейного *увеличения оптического* на разных участках изображения. Пример искажений, даваемых системой, обладающей Д., приведённые на рисунке изображения квадрата. Слева показано изображение, искажённое за счёт



т. н. подушкообразной, или положительной, Д., справа — искажённое за счёт т. н. бочкообразной, или отрицательной, Д. Количественно Д. оптич. системы характеризуют относительной Д. $v=\beta/\beta_0-1$, где β_0 — линейное увеличение идеальной системы без Д., а β — увеличение, имеющее место в действительности. Относит. Д. выражается в %.

Д. особенно стараются избежать в фотогр. объективах, применяемых в геодезии, фотограмметрии и аэрофотосъёмке. Для хороших фотообъективов v близка к 0,5%. В отд. случаях Д. можно устранить полностью.

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЁТКА, оптич. прибор, представляющий собой периодич. структуру из большого числа регулярно расположенных элементов, на к-рых происходит *дифракция света* (напр., параллельных и равноотстоящих штрихов, нанесённых на плоскую или вогнутую оптич. поверхность). Штрихи с определённым и постоянным для данной Д. р. профилем повторяются через одинаковый промежуток d, наз. её периодом (рис. 1). Осн. св-во Д. р.— способность раскладывать падающий на неё пучок света по длинам волн, поэтому она используется в кач-ве диспергирующего элемента в *спектральных приборах*. Если штрихи нанесены на плоскую поверхность, то Д. р. наз. плоской, если на вогнутую (обычно сферическую) поверхность — вогнутой. Различают отражательные и прозрачные Д. р. У отражательных Д. р. штрихи наносятся на зеркальную (обычно металлическую) поверхность, и наблюдение ведётся в отражённом свете. У прозрачных Д. р. штрихи наносятся на поверхность прозрачной (обычно стеклянной) пластинки (или вырезаются в виде узких щелей в непрозрачном экране), и наблюдение ведётся в проходящем свете. В совр. спектр. приборах применяются гл. обр. отражат. Д. р.

Наиболее наглядно описание действия Д. р. для прозрачной Д. р. При падении монохроматического параллельного пучка света с длиной волны λ под углом α на Д. р. (рис. 1), состоящую из щелей ширины b, разделённых непрозрачными промежутками, происходит *интерференция волн*, исходящих из разных щелей. В результате после фокусировки на экране образуются максимумы, положение к-рых определяется ур-нием: $d(\sin\alpha+\sin\beta)=m\lambda$, где β — угол между нормалью к решётке и направлением распространения дифракц. пучка

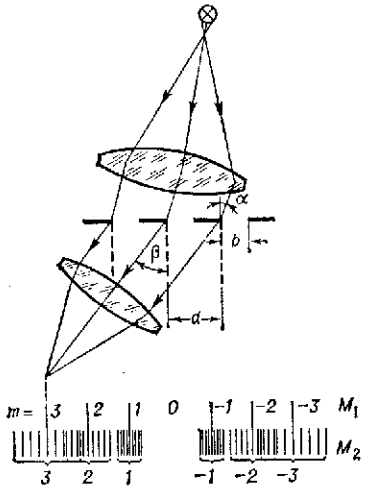


Рис. 1. Схема образования спектров с помощью прозрачной дифракц. решётки, состоящей из щелей.

(угол дифракции); целое число $m=0, \pm1, \pm2, \pm3, \ldots$ равно кол-ву длин волн, на к-рое волна от пек-рого элемента данной щели Д. р. отстаёт от волны, исходящей от такого же элемента соседней щели (или опережает её). Монохроматич. пучки, относящиеся к разл. значениям m, наз. порядками спектра, а создаваемые ими изображения входной щели — спектральными линиями M_1. Все порядки, соответствующие положит. и отрицат. значениям m, симметричны относительно нулевого. По мере возрастания числа щелей Д. р. спектр. линии становятся более узкими и резкими.

Если на Д. р. падает излучение сложного спектр. состава, то для каждой длины волны получится свой набор спектр. линий M_2, и, следовательно, излучение будет разложено в спектры по числу возможных значений m. Относит. интенсивность линий определяется ф-цией распределения энергии от отдельной щели.

Осн. хар-ками Д. р. явл. угловая дисперсия и разрешающая способность. Угловая дисперсия $\Delta\beta/\Delta\lambda$, характеризующая угл. ширину спектра, для данной λ не зависит от параметров решётки, а зависит только от углов α и β и возрастает с увеличением β:

$$\frac{\Delta\beta}{\Delta\lambda}=\frac{m}{d\cos\beta}=\frac{\sin\alpha+\sin\beta}{\lambda\cos\beta}.$$

Т. о., угл. ширина спектров изменяется приблизительно пропорц. номеру порядка спектра. Разрешающая способность R измеряется отношением λ к наименьшему интервалу длин волн $\Delta\lambda$, к-рый ещё может разделить решётка:

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=mN=\frac{W}{\lambda}(\sin\alpha+\sin\beta),$$

где N — число штрихов Д. р., а W — ширина всей Д. р. При заданных углах R может быть повышена только за счёт W. Д. р. даёт неск. налагающихся друг на друга спектров разл. порядков. Макс. интервал длин волн, к-рый можно наблюдать без перекрытия, наз. свободной спектральной областью $F_\lambda=\lambda/m$, где λ — мин. длина волны спектр. интервала.

Д. р., применяемые для работы в разл. областях спектра, отличаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их частотой (от 6000 штрих/мм в рентгеновской до 0,25 штрих/мм в ИК).

Большинство совр. Д. р. имеют штрихи ступенчатого профиля, позволяющие сконцентрировать осн. часть падающей энергии в направлении к.-л. одного ненулевого порядка (см. *Эшелетт*).

Для УФ и видимой областей наиб. типичны Д. р., имеющие от 300 до 1200 штрих/мм. Штрихи этих Д. р. выполняют в тонком слое алюминия, предварительно нанесённом на стеклянную поверхность испарением в вакууме. Д. р. в вакуумной УФ области изготавливаются на стеклянных поверхностях. В этой области незаменимы вогнутые отражательные Д. р.,

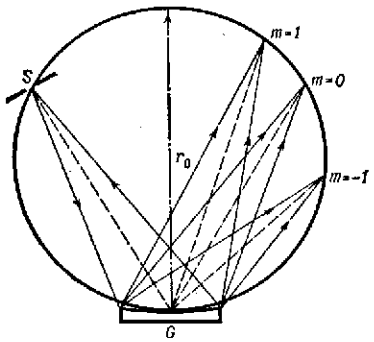


Рис. 2. Схема образования спектров с помощью вогнутой дифракц. решётки.

выполняющие одновременно роль Д. р. и собирающей линзы. Если поместить вогнутую Д. р. G (радиуса r_0) и источник света S (рис. 2) на окружности радиуса $r_0/2$, то спектр фокусируется на той же окружности (окружность Роуланда). Для уменьшения *астигматизма* вогнутые Д. р. иногда выполняют с перем. шагом и непрямолинейными штрихами или наносят их на асферич. поверхности.

В 70-х гг. разработана новая технология изготовления Д. р., основанная на создании периодич. распределения интенсивности на спец. фоточувствит. материалах (фоторезистах) в результате интерференции лазерного излучения. Такие Д. р., наз. голографическими, имеют высокое кач-во и применяются в видимой и УФ областях спектра; число штрихов в этих решётках доходит до 6000 на 1 мм, а размеры до 600××400 мм². Д. р. применяются не только в спектр. приборах, но также в кач-ве оптич. датчиков линейных и угл. перемещений (измерительные Д. р.), *поляризаторов* и фильтров ИК излучения, делителей пучков в *интерферометрах* и для др. целей.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Тарасов К. И., Спектральные приборы, Л., 1968. См. также лит. при ст. *Дифракция света*.

Э. А. Яковлев.

ДИФРАКЦИЯ ВОЛН (от лат. diffractus — разломанный, преломлённый), в первоначальном узком смысле — огибание волнами препятствий, в современном более широком — любое отклонение при распространении волн от законов *геометрической оптики*. При таком общем толковании Д. в. переплетается с явлениями распространения и рассеяния волн в неоднородных средах. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геом. тени: огибать препятствия, стелиться вдоль поверхностей, проникать через небольшие отверстия в экранах и т. п. Напр., звук может быть услышан за углом дома или радиоволна может проникнуть за горизонт даже без отражения от ионосферы.

Дифракц. явления практически не зависят от природы дифрагирующих полей и в большинстве случаев объясняются в рамках линейного *волнового уравнения* или вытекающих из него интегр. соотношений. Важнейшим из них явл. *Гюйгенса — Френеля принцип*, согласно к-рому волн. поле в произвольной точке пр-ва складывается из вторичных волн, испускаемых нек-рыми фиктивными источниками на поверхности (строго говоря, замкнутой), отделяющей эту точку от первичной падающей волны. Поэтому, поставив на пути волн экран с малым отверстием (размеры к-рого D, напр., порядка или меньше длины волны λ), получим в отверстии экрана источник, излучающий вторичную сферич. волну, распространяющуюся также и в область тени. Два разнесённых отверстия (или щели) излучают две сферич. волны, к-рые, интерферируя, образуют дифракц. картину с чередующимися максимумами и минимумами излучения. Периодич. набор щелей (или, соответственно, рисок, напесённых на прозрачную подложку) даёт *дифракционную решётку*. Когда такие системы применяются в кач-ве излучателей, они наз. дифракц. антеннами.

Структура дифракц. поля существенно зависит от расстояния L между излучателем и точкой наблюдения. Различают *Френеля дифракцию* при $L \sim D^2/\lambda$ и *Фраунгофера дифракцию* при $L \gg D^2/\lambda$. Здесь D — характерный размер всего излучателя (диаметр отверстия, радиус кривизны края препятствия, длина решётки и т. п.). В первом случае вторичные волны от наиболее разнесённых участков излучателя могут приходить в нек-рые точки наблюдения с противоположными фазами, что приводит к образованию т. н. *зон Френеля*; во втором случае они приходят в одинаковых фазах, и результирующее поле представляет собой сферически сходящуюся волну с локально плоской структурой.

Эффективность излучения вторичных волн заметно падает с уменьшением отношения D/λ [в дипольном приближении $\sim(D/\lambda)^4$], поэтому наиб. отчётливо дифракция начинает проявляться лишь при $D \sim \lambda$. Напр., Д. в. на воде ($\lambda \sim 1$ м) или звука в воздухе ($\lambda \sim 1$ см) может наблюдаться практически всегда, *дифракция света* ($\lambda = 10^{-4}$—10^{-5} см) требует выполнения особых условий (игольчатое отверстие, острый край бритвы и т. п.), а для *дифракции рентгеновских лучей* ($\lambda \approx 10^{-7}$—10^{-9} см) приходится использовать крист. решётки.

Явления дифракции имеют место и в микромире (см. *Дифракция микрочастиц*), поскольку объектам квант. механики свойственно волн. поведение.

М. А. Миллер.

ДИФРАКЦИЯ МИКРОЧАСТИЦ, рассеяние эл-нов, нейтронов, атомов и др. микрочастиц кристаллами или молекулами жидкостей и газов, при к-ром из нач. пучка ч-ц возникают дополнительные отклонённые пучки этих ч-ц. Направление и интенсивность таких отклонённых пучков зависят от строения рассеивающего объекта.

Д. м. может быть понята лишь на основе квантовомеханич. представлений о микрочастице как о волне (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Согласно квант. механике, свободное движение ч-цы с массой m и со скоростью v (энергией $\mathcal{E}$) можно представить как плоскую монохроматич. волну (волну де Бройля) с длиной волны $\lambda = h/mv$ или, если v не слишком высока,

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m\mathcal{E}}}, \qquad (1)$$

распространяющуюся в направлении движения ч-цы.

При вз-ствии ч-цы с кристаллом, молекулой и т. п. её энергия меняется: к ней добавляется потенц. энергия этого вз-ствия, что приводит к изменению движения ч-цы и соотв. меняется хар-р распространения связанной с ней волны, причём это происходит согласно принципам, общим для всех волн. явлений. Поэтому осн. геом. закономерности Д. м. ничем не отличаются от закономерностей *дифракции рентгеновских лучей* и дифракции волн др. диапазонов. Общим условием дифракции волн любой природы явл. соизмеримость длины падающей волны λ с расстоянием d между рассеивающими центрами: $\lambda \leqslant d$.

Наиболее чёткая картина получается при Д. м. на кристаллах. Кристаллы обладают высокой степенью упорядоченности, атомы в них располагаются в трёхмерно-периодической крист. решётке, т. е. образуют пространств. дифракц. решётку для соответствующих λ. Дифракция волн на такой решётке происходит в результате рассеяния на системах параллельных кристаллографич. плоскостей, на к-рых в строгом порядке расположены рассеивающие центры. Дифракц. картина от кристалла представляет собой расположенные определ. образом максимумы интенсивности рассеянных кристаллом ч-ц (рис. 1). Условием наблюдения дифракц. максимума при отражении от

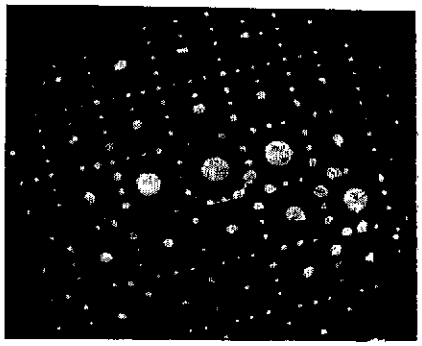


Рис. 1. Дифракц. картина, образованная пучком эл-нов ($V = 60$ кВ, $\lambda = 0{,}05$ Å) при прохождении их через монокристальную плёнку моногидрата хлористого бария. Центр. пятно — след нач. пучка, остальные пятна — дифракц. максимумы от разл. систем кристаллографич. плоскостей.

кристалла явл. *Брэгга — Вульфа условие*:

$$2d \sin \vartheta = n\lambda; \qquad (2)$$

здесь ϑ — угол, под к-рым падает пучок ч-ц на данную кристаллографич. плоскость (угол скольжения), d — расстояние между соответствующими кристаллографич. плоскостями, n — целое число (порядок отражения).

Тепловое движение атомов в кристалле не меняет направлений дифрагиров. пучков, но интенсивность их с увеличением ϑ уменьшается. При Д. м. на жидкостях, аморфных телах или молекулах газа — объектах, не обладающих упорядоченным строением, обычно наблюдается несколько размытых дифракц. максимумов.

Историческая справка. Д. м. впервые была обнаружена экспериментально в опыте амер. физиков К. Дэ-

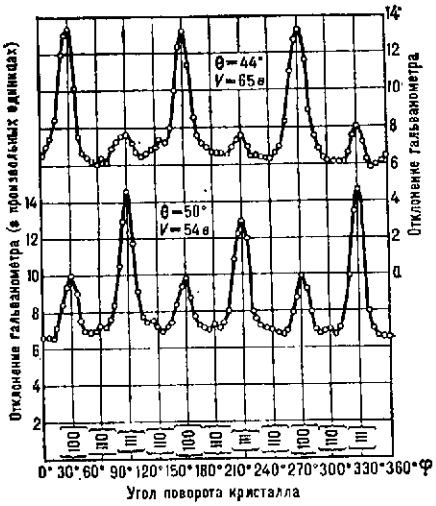


Рис. 2. Запись дифракц. максимумов в опыте Дэвиссона — Джермера, полученная при разл. углах φ поворота кристалла для двух значений угла отклонений эл-нов θ и двух ускоряющих напряжений V. Максимумы отвечают отражению от разл. кристаллографич. плоскостей, индексы к-рых указаны в скобках.

виссона и Л. Джермера (1927). В этом опыте эл-ны, ускоренные электрич. полем (напряжением $V \sim 100$ В, т. н. медленные эл-ны с $\lambda \sim 1$ Å и менее), «отражались» от кристаллографич. поверхностей вращающегося кристалла никеля ($d \sim$ неск. Å). При определ. углах поворота возникали максимумы (рис. 2), к-рые регистрировались с помощью гальванометра под разными углами отклонения θ к первичному пучку и при различных ускоряющих напряжениях (и, следовательно, различных λ). Расположение максимумов распределения отражённых эл-нов соответствовало ф-ле (2), и их появление могло быть объяснено только на основе представлений о волнах и их дифракции; т. о., волн. св-ва эл-нов были доказаны экспериментально. Вскоре была обнаружена и дифракция быстрых эл-нов на прохождение (при ускоряющих электрич. напряжениях порядка десятков кВ эл-ны могут проникать через плёнки в-ва толщиной 10^{-5} см., рис. 1).

На рубеже 30-х гг. удалось наблюдать и дифракцию атомов и молекул. Атомам с массой M, находящимся в газообразном состоянии в сосуде при абс. темп-ре T, соответствует длина волны

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3MkT}}, \qquad (3)$$

т. к. ср. кинетич. энергия атома $\mathcal{E} = {}^3/_2 kT$. Для лёгких атомов и молекул (H, H_2, He) при $T \sim 100$К λ также составляет ок. 1Å. Дифрагирующие атомы или молекулы практически не проникают в глубь кристалла; поэтому можно считать, что их дифракция происходит при рассеянии от поверхности кристалла, т. е. как на плоской дифракционной решётке (рис. 3).

Позже наблюдалась дифракция протонов и дифракция нейтронов (рис. 4). Так было доказано экспериментально, что волн. св-ва присущи всем микрочастицам.

В широком смысле слова дифракц. рассеяние всегда имеет место при упругом рассеянии разл. элем. ч-ц атомами и ат. ядрами, а также друг другом. С другой стороны, представление о корпускулярно-волновом дуализме материи укрепилось при анализе явлений, всегда считавшихся типично волновыми, напр. дифракции рентг. лучей — коротких эл.-магн. волн с длиной волны $\lambda \approx 0{,}5$—5 Å, к-рые

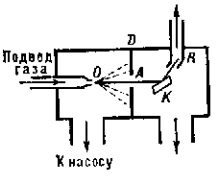


Рис. 3. Схема прибора для наблюдения дифракции ат. или мол. пучков: A — пучок ч-ц; K — кристалл; O — капилляр, подводящий газ; D — диафрагма; R — приёмник, соединённый с манометром. Манометр измеряет давление, созданное дифрагиров. пучком.

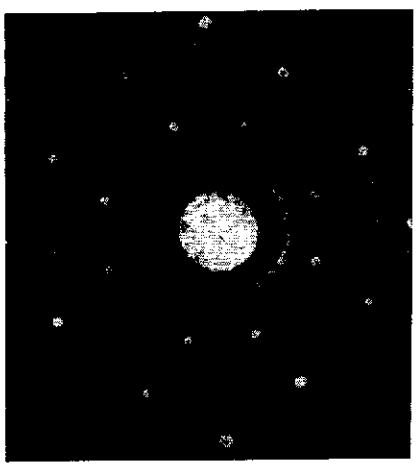


Рис. 4. Дифракция нейтронов на кристалле NaCl.

можно рассматривать и регистрировать как поток ч-ц — *фотонов*, определяя с помощью счётчиков число фотонов рентг. излучения.

Интерпретация дифракционной картины. Волн. св-ва присущи каждой ч-це в отдельности, что было подтверждено в опыте по дифракции эл-нов, поочерёдно летящих через образец. При этом постепенно, по истечении нек-рого времени, возникала обычная картина дифракции.

Это означало, что каждый отдельный эл-н подчиняется всем законам волн. оптики, а дифракц. эффект обязан вз-ствию волны де Бройля каждого эл-на со всеми атомами кристалла.

Образование дифракц. картины при рассеянии ч-ц интерпретируется в квант. механике след. образом. Прошедший через кристалл эл-н в результате вз-ствия с крист. решёткой образца отклоняется от первонач. направления движения и попадает в нек-рую точку фотопластинки, установленной за кристаллом. При длит. экспозиции постепенно возникает упорядоченная картина дифракц. максимумов и минимумов в распределении эл-нов, прошедших через кристалл. Точно предсказать, в какое место фотопластинки попадёт данный э-н, нельзя, но можно указать вероятность его попадания после рассеяния в ту или иную точку пластинки. Эта вероятность определяется квадратом модуля *волновой функции* эл-на $|\psi|^2$. Однако, поскольку вероятность при больших числах испытаний реализуется как достоверность, при прохождении огромного числа эл-нов через кристалл, как это имеет место в реальных экспериментах, величина $|\psi|^2$ определяет наблюдаемое распределение интенсивности в дифрагиров. пучках.

Атомные амплитуды рассеяния для различных микрочастиц. Вследствие общности геом. принципов дифракции теория Д. м. многое заимствовала из развитой ранее теории дифракции рентг. лучей. Однако вз-ствие разного рода ч-ц с в-вом имеет разл. физ. природу, что и определяет специфику рассеяния разл. ч-ц атомами. Напр., рассеяние эл-нов определяется вз-ствием электрич. заряда эл-на с электростатич. потенциалом атома $\varphi(r)$ (r — расстояние от ядра), к-рый складывается из потенциала положительно заряж. ядра и потенциала электронной оболочки атома; потенц. энергия этого вз-ствия $U = e\varphi(r)$. Рассеяние нейтронов определяется потенциалом их сильного вз-ствия с ат. ядром, а также вз-ствием магн. момента нейтрона с магн. моментом атома (магн. рассеяние нейтронов).

Рассеивающую способность атома характеризуют а т о м н о й а м п л и т у д о й р а с с е я н и я $f(\vartheta)$ (ϑ — угол рассеяния), к-рая определяется потенц. энергией вз-ствия ч-ц данного сорта с атомами рассеивающего в-ва (см. *Атомный фактор*). Интенсивность рассеяния пропорц. $f^2(\vartheta)$. Если известны ат. амплитуда и взаимное расположение рассеивающих центров (ат. структура в-ва), то можно рассчитать общую картину дифракции, к-рая образуется в результате интерференции вторичных волн, исходящих из рассеивающих центров.

Ат. амплитуда рассеяния эл-нов $f_э$ максимальна при $\vartheta = 0$ и спадает с увеличением ϑ. Величина $f_э$ зависит также от ат. номера Z и от строения электронных оболочек атома, в ср. возрастая с увеличением Z приблизительно как $Z^{1/3}$ для малых ϑ и как Z при больших значениях ϑ, но обнаруживает колебания, связанные с

периодичностью заполнения электронных оболочек.

Ат. амплитуда рассеяния нейтронов $f_н$ для тепловых нейтронов не зависит от угла рассеяния (рассеяние сферически симметрично), т. к. ат. ядро с радиусом $\sim 10^{-13}$ см явл. для них «точкой» (длина волны тепловых нейтронов $\sim 10^{-8}$ см). Для нейтронов нет явной зависимости $f_н$ от Z. Вследствие наличия у нек-рых ядер т. н. резонансных уровней энергии, близких к энергии тепловых нейтронов, $f_н$ для таких ядер отрицательны.

Атом рассеивает эл-ны значительно сильнее, чем рентг. лучи и нейтроны: абс. значения амплитуды рассеяния эл-нов $\sim 10^{-8}$ см, рентг. лучей $\sim 10^{-11}$ см, нейтронов $\sim 10^{-12}$ см. Т. к. интенсивность рассеяния $\sim f^2$, эл-ны взаимодействуют с в-вом примерно в 10^6 раз сильнее, чем рентг. лучи, и тем более нейтроны. Поэтому образцами для наблюдения дифракции быстрых эл-нов обычно служат тонкие плёнки толщиной 10^{-6}—10^{-5} см, а для дифракции рентг. лучей и нейтронов — толщиной в неск. мм.

Д. м., сыгравшая большую роль в установлении двойственной природы материи, в дальнейшем стала одним из осн. методов изучения структуры в-ва (см. *Электронография*, *Нейтронография*).

● Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 4 изд., М., 1963, гл. 1, § 7—8; Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М.—Л., 1949; Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; Бэкон Дж., Дифракция нейтронов, пер. с англ., М., 1957; Рамзей Н., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1960.

Б. К. Вайнштейн.

ДИФРА́КЦИЯ НЕЙТРО́НОВ, см. *Дифракция микрочастиц.*

ДИФРА́КЦИЯ РЕНТГЕ́НОВСКИХ ЛУЧЕ́Й, явление, возникающее при упругом рассеянии *рентгеновского излучения* в кристаллах, аморфных телах, жидкостях или газах и состоящее в появлении отклонённых (дифрагированных) лучей, распространяющихся под определёнными углами к первичному пучку. Д. р. л. обусловлена пространств. когерентностью между вторичными волнами, возникшими при рассеянии первичного излучения на эл-нах разл. атомов. В нек-рых направлениях, определяемых соотношением между длиной волны излучения λ и межатомными расстояниями в в-ве, вторичные волны складываются, находясь в одинаковой фазе, в результате чего создаётся интенсивный дифракц. луч. Дифракц. картина может быть зафиксирована на фотоплёнке; её вид зависит от структуры объекта и эксперим. метода. Напр., рентгенограммы от монокристаллов (*лауэграммы*) образованы закономерно расположенными пятнами (рефлексами), от поликристаллов (*дебаеграммы*) — системой концентрич. окружностей, от аморфных тел, жидкостей и газов — совокупностью диффузионных ореолов вокруг центр. пятна. Д. р. л. впервые была экспериментально обнаружена на кристаллах нем. физиками М. Лауэ, В. Фридрихом и П. Книпингом в 1912 и явилась доказательством волновой природы рентгеновских лучей.

Наиболее чётко выражена Д. р. л. на кристаллах. Кристалл явл. естеств. трёхмерной дифракц. решёткой для рентгеновского излучения, т. к. расстояние между рассеивающими центрами (атомами) в нём одного порядка с λ рентгеновского излучения (~ 1 Å $= 10^{-8}$ см). Д. р. л. на кристаллах можно рассматривать как избирательное (по λ) отражение рентгеновских лучей от систем ат. плоскостей *кристаллической решётки* (см. *Брэгга — Вульфа условие*). Направление дифракц. максимума удовлетворяет условиям Лауэ:

$$a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = h\lambda,$$
$$b(\cos\beta - \cos\beta_0) = k\lambda,$$
$$c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) = l\lambda.$$

Здесь a, b, c — периоды крист. решётки по трём её осям; α_0, β_0, γ_0 — углы, образуемые падающим, а α, β, γ — рассеянным лучом с осями кристалла; h, k, l — целые числа (Миллера индексы).

Интенсивность дифрагиров. луча определяется *атомными факторами*, к-рые зависят от электронной плотности атомов, расположением атомов в элем. ячейке (*структурным фактором*), а также интенсивностью тепловых колебаний атомов крист. решётки. На неё влияют также размеры и форма объекта, степень совершенства кристалла и др. хар-ки. Зависимость величины и пространств. распределения интенсивности рассеянного рентгеновского излучения от структуры и др. хар-к объекта легла в основу *рентгеновского структурного анализа* и *рентгенографии материалов*.

Д. р. л. на кристаллах даёт возможность определять длину волны рентгеновского излучения (см. *Рентгеновская спектроскопия*).

Д. р. л. на аморфных твёрдых телах, жидкостях и газах позволяет оценивать средние расстояния между молекулами или расстояния между атомами в молекуле и определять распределение плотности в-ва.

Дифрагиров. пучки составляют часть всего рассеянного излучения. Из-за нарушений периодичности строения кристаллов часть излучения рассеивается некогерентно и образует изотропный фон. Кроме того, наблюдается комптоновское рассеяние с изменением λ (см. *Комптона эффект*).

ДИФРА́КЦИЯ СВЕ́ТА, в узком (наиболее употребительном) смысле — явление огибания лучами света контура непрозрачных тел и, следовательно, проникновение света в область геом. тени; в широком смысле — проявление волновых св-в света в условиях, близких к условиям применимости представлений *геометрической оптики*.

В естеств. условиях Д. с. обычно наблюдается в виде нерезкой, размытой границы тени предмета, освещаемого удалённым источником. Наиболее контрастна Д. с. в пространств. областях, где плотность потока лучей претерпевает резкое изменение (в области *каустической поверхности*, *фокуса*, границы геом. тени и др.). В лабораторных условиях можно выявить структуру света в этих областях, проявляющуюся в чередовании светлых и тёмных (или окрашенных) областей на экране. Иногда эта структура проста, как, напр., при Д. с. на *дифракционной решётке*, часто очень сложна, напр. в области фокуса линзы. Д. с. на телах с резкими границами используется в инструментальной оптике и, в частности, определяет предел возможностей оптич. устройств.

Первая элем. количеств. теория Д. с. была развита франц. физиком О. Френелем (1816), к-рый объяснил её как результат интерференции вторичных волн (см. *Гюйгенса — Френеля принцип*). Несмотря на недостатки, метод этой теории сохранил своё значение, особенно в расчётах оценочного характера.

Метод состоит в разбиении фронта падающей волны, обрезанного краями экрана, на *зоны Френеля*. Считается,

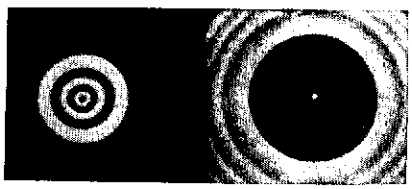


Рис. 1. Дифракц. кольца при прохождении света: слева — через круглое отверстие, в к-ром укладывается чётное число зон; справа — вокруг круглого экрана.

что на экране вторичные световые волны не рождаются и световое поле в точке наблюдения определяется суммой вкладов от всех зон. Если отверстие в экране оставляет открытым чётное число зон (рис. 1), то в центре дифракц. картины получается тёмное пятно, при нечётном числе зон — светлое. В центре тени от круглого экрана, закрывающего не слишком большое число зон Френеля, получается светлое пятно. Величины вкладов зон в световое поле в точке наблюдения пропорциональны площадям зон и медленно убывают с ростом номера зоны. Соседние зоны вносят вклады противоположных знаков, т. к. фазы излучаемых ими волн противоположны.

Результаты теории О. Френеля послужили решающим доказательством волновой природы света и дали основу теории *зонных пластинок*. Различают два вида Д. с.— д и ф р а к-

цию Френеля и дифракцию Фраунгофера в зависимости от соотношения между размерами тела b, на к-ром происходит дифракция, и величиной зоны Френеля $\sqrt{z\lambda}$ (а следовательно, в зависимости от расстояния z до точки наблюдения). Метод Френеля эффективен лишь тогда, когда размер отверстия сравним с размером зоны Френеля: $b \sim \sqrt{z\lambda}$ (дифракция в сходящихся лучах). В этом случае небольшое число зон, на к-рые разбивается сферич. волна в отверстии, определяет картину Д. с. Если отверстие в экране меньше зоны Френеля ($b \ll \sqrt{z\lambda}$, дифракции Фраунгофера), как, напр., при очень удалённых от экрана наблюдателя и источника света, то можно пренебречь кривизной фронта волны, считать её плоской и картину дифракции характеризовать угловым распределением интенсивности потока. При этом падающий параллельный пучок света на отверстии становится расходящимся с углом расходимости $\varphi \sim \lambda/b$. При освещении щели параллельным монохроматич. пучком света на экране получается ряд тёмных и светлых полос, быстро убывающих по интенсивности. Если свет падает перпендикулярно к плоскости щели, то полосы расположены симметрично относительно центр. полосы (рис. 2), а освещённость меняется вдоль экрана периодически с изменением φ, обращаясь в нуль при углах φ, для к-рых $\sin\varphi = m\lambda/b$ ($m = 1, 2, 3, \ldots$). При промежуточных значениях φ освещённость достигает макс. значений. Гл. максимум имеет место при $m = 0$ и $\sin\varphi = 0$, т. е. $\varphi = 0$. С уменьшением ширины щели центр. светлая полоса расширяется, а при данной ширине щели положение минимумов и максимумов зависит от λ, т. е. расстояние между полосами тем больше, чем больше λ. Поэтому в случае белого света имеет место совокупность соответствующих картин для разных цветов; гл. максимум будет общим для всех λ и представляется в виде белой полоски, переходящей в цветные полосы с чередованием цветов от фиолетового к красному.

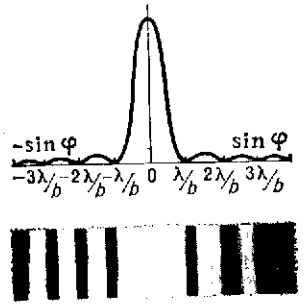


Рис. 2. Дифракция Фраунгофера на щели.

В матем. отношении дифракция Фраунгофера проще дифракции Френеля. Идеи Френеля математически воплотил нем. физик Г. Кирхгоф (1882), к-рый развил теорию граничной Д. с., применяемую на практике. Однако в его теории не учитываются векторный характер световых волн и св-ва самого материала экрана. Математически корректная теория Д. с. на телах требует решения сложных граничных задач рассеяния эл.-магн. волн, имеющих решения лишь для частных случаев.

Первое точное решение было получено нем. физиком А. Зоммерфельдом (1894) для дифракции плоской волны на идеально проводящем клине. На больших по сравнению с λ расстояниях от острия клина результат Зоммерфельда предсказывает более глубокое проникновение света в область тени, чем это следует из теории Кирхгофа.

Дифракц. явления возникают не только на резких границах тел, но и в протяжённых системах. Такая объёмная Д. с. обусловливается крупномасштабными по сравнению с λ неоднородностями диэлектрич. проницаемости среды. В частности, объёмная Д. с. происходит при *дифракции света на ультразвуке*, в голограммах в турбулентной среде и нелинейных оптич. средах. Часто объёмная Д. с., в отличие от граничной, неотделима от сопутствующих явлений отражения и преломления света. В тех случаях, когда в среде нет резких границ и отражение играет незначит. роль в характере распространения света в среде, для дифракц. процессов применяют асимптотич. методы теории дифференциальных ур-ний. Для таких приближённых методов, к-рые составляют предмет диффузионной теории дифракции, характерно медленное (на размере λ) изменение амплитуды и фазы световой волны вдоль луча.

В *нелинейной оптике* Д. с. происходит на неоднородностях показателя преломления, к-рые создаются самим распространяющимся через среду излучением. Нестационарный характер этих явлений дополнительно усложняет картину Д. с., в к-рой кроме углового преобразования спектра излучения возникает и частотное преобразование.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.
С. Г. Пржибельский.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ (акустооптическая дифракция). При распространении света в среде, в к-рой присутствует УЗ волна, происходит *дифракция света*. Впервые Д. с. на у. была обнаружена П. Дебаем и Ф. Сирсом (США) и одновременно Р. Люка и П. Бикаром (Франция) в 1932.

Упругие деформации в звук. волне приводят к периодич. изменению показателя преломления n среды, в результате чего в среде возникает структура, аналогичная *дифракционной решётке*, с периодом, равным длине звук. волны Λ. Если в такой структуре распространяется луч света, то в среде, помимо основного (0-го порядка), возникают дифракц. пучки света, характеристики к-рых — направление в пр-ве, поляризация и интенсивность — зависят от параметров звук. поля (частоты и интенсивности УЗ, толщины звук. пучка D), а также от угла θ, под к-рым падает свет на звук. пучок. В результате *Доплера эффекта* при рассеянии на движущейся решётке частота дифрагиров. света отличается от частоты падающего на величину частоты звука.

Интенсивность света в дифракц. максимуме определяется фазовыми сдвигами между волнами, приходящими в точку наблюдения из всех точек объёма вз-ствия. При произвольном θ эффективность Д. с. на у. $\eta = I_m/I_0$ мала (I_0 и I_m — интенсивности света в падающем пучке и в дифракц. пучке m-го порядка). Лишь при определённом θ световые волны, идущие из разл. точек области вз-ствия, оказываются синфазными и эффективность дифракции возрастает во много раз, т. е. возникает резонансная дифракция. Для неё характерна зависимость эффективности от длины L пути, пройденного светом в области акустооптич. вз-ствия (длины вз-ствия). При достаточно большой L интенсивность дифрагиров. света становится сравнимой с интенсивностью падающего.

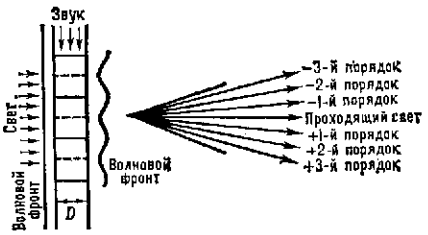


Рис. 1. Схема дифракции Рамана — Ната.

Условия возникновения и характер резонансной Д. с. на у. зависят от соотношения между λ и Λ, где λ — длина волны света. Для НЧ звука (от неск. десятков МГц и ниже), для к-рого справедливо условие $\lambda L/\Lambda^2 \ll 1$, резонансная дифракция имеет место при норм. падении света на звук. пучок (т. н. дифракция Рамана — Ната, рис. 1). При этом световая волна проходит сквозь звук. пучок, не отражаясь, а периодич. изменение n под действием УЗ приводит к периодич. изменению фазы прошедшей световой волны. В результате на выходе из акустич. пучка плоская световая волна оказывается модулированной по фазе: её волновой фронт становится гофрированным. Такая волна эквивалентна большому числу плоских волн, распространяющихся под малыми углами друг к другу. В соответствии с этим падаю-

щий световой луч разбивается на серию лучей, направленных под малыми углами $\theta'_m = m\lambda/\Lambda$ ($m=0, \pm1, \ldots$ — порядок дифракции) к направлению падающего света. Энергия падающего излучения распределяется среди мн. порядков дифракции симметрично относительно проходящего света.

Резонансная дифракция на ВЧ звуке (на частотах *гиперзвука*), длина волны к-рого удовлетворяет условию $\lambda L/\Lambda^2 > 1$, наз. б р э г г о в с к о й д и ф р а к ц и е й. Она возникает в изотропной среде, если свет падает на

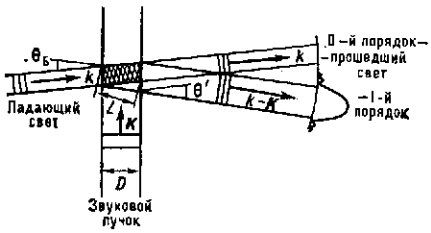


Рис. 2. Схема дифракции Брэгга.

звук. пучок под т. н. углом Брэгга (рис. 2) $\theta_Б = \arcsin\left(\frac{1}{2}\frac{\lambda}{\Lambda}\right)$. В этом случае отклонение света происходит только в 1-й порядок дифракции: в +1-й для света, падающего в сторону, противоположную распространению звука, или в —1-й, если свет падает в сторону распространения звука. Объяснить дифракцию Брэгга можно тем, что падающая под углом к звук. решётке световая волна частично отражается от неё и интерференция отражённых лучей определяет интенсивность дифрагиров. света — она максимальна, если разность оптич. хода световых волн, отражённых от соседних максимумов деформации среды, равна λ. Дифрагиров. свет выходит из звук. пучка под углом $\theta' = \theta_Б$. Для фиксированной λ существует предельная звук. частота $f_{макс} = 2c/\lambda$ (c — скорость звука), выше к-рой брэгговская дифракция невозможна. Эта частота отвечает отражению световой волны назад от звук. решётки.

В анизотропной среде брэгговская дифракция может происходить как с изменением поляризации у дифрагированного света, так и без него. В последнем случае картина дифракции аналогична картине брэгговской дифракции в изотропной среде. При дифракции с изменением поляризации брэгговский угол определяется не только соотношением длин волн света и звука, но и оптич. св-вами среды. Продифрагировавший свет выходит из звук. пучка под углом не равным брэгговскому. Дифракция света с данной длиной волны возможна на звук. волнах, частоты к-рых ограничены не только сверху, но и снизу: $f_{мин} < f < f_{макс}$. Миним. значению частоты f_1 соответствует коллинеарная дифракция, при к-рой световые лучи, как падающий, так и дифрагированный, параллельны и распространяются в одну сторону.

С помощью Д. с. на у. определяются хар-ки звук. полей (звук. давление, интенсивность звука и т. п.), измеряются поглощение и скорость УЗ, модули упругости 2-го и 3-го порядков, упругооптич. и магнитооптич. св-ва материалов. Д. с. на у. применяется в разл. устройствах *акустооптики* для модуляции и отклонения света, при акустооптич. обработке СВЧ сигналов, для приёма сигналов в УЗ-вых линиях задержки и др.

Дифракция света может происходить не только на вводимой извне звук. волне, но и на собственных упругих колебаниях конденсированных сред (тв. тел, жидкостей) — это т. н. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*.

● Ультразвук, М., 1979 (Маленькая энциклопедия); Физическая акустика, под ред. У. Мэзона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 5; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н., Дифракция света на звуке в твердых телах, «УФН», 1978, т. 124, в. 1, с. 61. *В. М. Левин.*

ДИФРА́КЦИЯ ЭЛЕКТРО́НОВ, см. *Дифракция микрочастиц.*

ДИФФЕРЕНЦИА́ЛЬНЫЙ МЕ́ТОД ИЗМЕРЕ́НИЙ (разностный метод), метод измерений, в к-ром определяют разность между измеряемой и известной физ. величинами. Известную величину чаще всего воспроизводят при помощи *меры*. Если разность между измеряемой и известной величинами мала, то *погрешность измерения* в основном определяется точностью знания известной величины. Напр., если разность не превышает 0,01 части измеряемой величины, измерение её с погрешностью 0,1% внесёт в общий результат погрешность не более 0,001%. Д. м. и. применяется при поверке средств измерений — сличении поверяемой меры с образцовой (напр., концевых *мер длины* на *компараторе*), а также при испытаниях материалов и изделий, основанных на сравнении их с образцами. В области линейных измерений Д. м. и. наз. о т н о с и т е л ь н ы м м е т о д о м. *К. П. Широков.*

ДИФФУЗИО́ННАЯ КА́МЕРА, прибор, в к-ром можно наблюдать треки заряж. ч-ц, как и в *Вильсона камере*. Треки в Д. к. создаются каплями жидкости в пересыщенных парах спирта, пересыщение их достигается за счёт непрерывного потока пара от горячей поверхности у крышки камеры к более холодной поверхности у её дна. В отличие от камеры Вильсона, в Д. к. пересыщение существует постоянно (в нек-ром слое Д. к.), поэтому Д. к. чувствительна к ионизирующим ч-цам непрерывно. Впервые осуществлена амер. физиком А. Лангсдорфом в 1936.

● Ляпидевский В. К., Диффузионная камера, «УФН», 1958, т. 66, в. 1, с. 111.

ДИФФУ́ЗИЯ (от лат. diffusio — распространение, растекание), взаимное проникновение соприкасающихся в-в друг в друга вследствие теплового движения ч-ц в-ва. Д. происходит в направлении уменьшения концентрации в-ва и ведёт к его равномерному распределению по занимаемому объёму (к выравниванию хим. потенциала). Д. имеет место в газах, жидкостях и тв. телах, причём диффундировать могут как находящиеся в них ч-цы посторонних в-в, так и собственные ч-цы (*самодиффузия*). Д. крупных ч-ц, взвешенных в газе или жидкости (напр., ч-ц дыма или суспензии), осуществляется благодаря их *броуновскому движению*. Ниже в статье рассматривается Д. молекул (или атомов).

Наиболее быстро Д. происходит в газах, медленнее — в жидкостях, ещё медленнее — в тв. телах, что обусловлено характером теплового движения ч-ц в этих средах. Траектория движения каждой ч-цы газа представляет собой ломаную линию, т. к. при столкновениях она меняет направление и скорость движения. Поэтому диффузионное проникновение значительно медленнее свободного движения. Смещение ч-цы L меняется со временем случайным образом, но ср. квадрат его $\overline{L^2}$ за большое число столкновений растёт пропорционально времени t: $\overline{L^2} \sim Dt$; коэфф. пропорциональности D наз. коэфф. Д. Это соотношение, полученное А. Эйнштейном, справедливо для любых процессов Д. Для простейшего случая самодиффузии в г а з а х коэфф. Д. может быть определён, если за ср. смещение принять ср. длину свободного пробега молекулы $\bar{l}$. Для газа $\bar{l} = \bar{c}\tau$, где $\bar{c}$ — ср. скорость движения ч-ц, τ — ср. время между столкновениями. Т. о., $D \sim \overline{l^2}/\tau \sim \bar{l}\bar{c}$ (более точно $D = {}^1/_3\bar{l}\bar{c}$). Коэфф. Д. обратно пропорционален давлению p газа (т. к. $\bar{l} \sim 1/p$); с ростом темп-ры T (при пост. объёме) коэфф. D увеличивается пропорционально $T^{1/2}$, т. к. $\bar{c} \sim \sqrt{T}$. С увеличением мол. массы D уменьшается.

В ж и д к о с т я х, в соответствии с характером теплового движения молекул, Д. осуществляется перескоками молекул из одного устойчивого положения в другое. Каждый скачок происходит при сообщении молекуле энергии, достаточной для разрыва её связей с соседними молекулами и перехода в окружение др. молекул (в новое энергетически выгодное положение). Ср. *перемещение* при таком скачке не превышает межмол. расстояния. Диффузионное движение ч-ц в жидкости можно рассматривать как движение с трением, к нему применимо второе соотношение Эйнштейна: $D \sim ukT$. Здесь u — по-

движность диффундирующих ч-ц, т. е. коэфф. пропорциональности между скоростью ч-цы c и движущей силой F при стационарном движении с трением ($c=uF$). Если ч-цы сферически симметричны, то $u=1/6\pi\eta r$, где η — коэфф. *вязкости* жидкости, r — радиус ч-цы (см. *Стокса закон*). В жидкости увеличение коэфф. Д. с ростом темп-ры обусловлено «разрыхлением» её структуры при нагреве и соответствующим увеличением числа перескоков в единицу времени.

В твёрдом теле могут действовать неск. механизмов Д.: обмен местами атомов с вакансиями (незанятыми узлами крист. решётки), перемещение атомов по междоузлиям, одноврем. циклич. перемещение неск. атомов, прямой обмен местами двух соседних атомов и т. д. Первый механизм преобладает, напр., при образовании тв. растворов замещения, второй — тв. растворов внедрения.

Коэфф. Д. в тв. телах крайне чувствителен к дефектам крист. решётки, возникшим при нагреве, напряжениях, деформациях и др. воздействиях. Увеличение числа дефектов (гл. обр. вакансий) облегчает перемещение атомов в тв. теле и приводит к росту Д. В тв. телах характерна резкая (экспоненциальная) зависимость D от T. Так, коэфф. Д. цинка в медь при повышении T от 20°С до 300°С возрастает в 10^{14} раз.

ЗНАЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ (при атм. давлении)

Диффундирующее в-во	Осн. компонент	Темп-ра, °С	Коэфф. диффузии, м²/с
Водород (газ)	Кислород (газ)	0	$0{,}70\cdot10^{-4}$
Пары воды	Воздух	0	$0{,}23\cdot10^{-4}$
Пары этилового спирта	Воздух	0	$0{,}10\cdot10^{-4}$
Поваренная соль	Вода	20	$1{,}1\cdot10^{-9}$
Сахар	Вода	20	$0{,}3\cdot10^{-9}$
Золото (тв.)	Свинец (тв.)	20	$4\cdot10^{-14}$
Самодиффузия	Свинец	285	$7\cdot10^{-13}$

Для большинства науч. и практич. задач существенно не диффузионное движение отд. ч-ц, а обусловленное им выравнивание концентрации в-ва в первоначально неоднородной среде. Из областей высокой концентрации уходит больше ч-ц, чем из областей низкой концентрации. Через единичную площадку в неоднородной среде проходит за единицу времени безвозвратный поток в-ва в сторону меньшей концентрации — диффузионный поток j. Он равен разности между числами ч-ц, пересекающих площадку в том и др. направлениях, и потому пропорционален градиенту концентрации ∇C (уменьшению концентрации C на единицу длины). Эта зависимость выражается законом Фика (1855): $j=-D\nabla C$. Математически закон Фика аналогичен ур-нию *теплопроводности* Фурье. В основе этих явлений лежит единый механизм мол. переноса: в законе Фика — перенос массы, в ур-нии теплопроводности — энергии (см. *Переноса явления*).

Д. возникает не только при наличии в среде градиента концентрации (хим. потенциала). Под действием внешнего электрического поля происходит Д. заряженных ч-ц (электродиффузия), действие поля тяжести или давления вызывает бародиффузию, в неравномерно нагретой среде возникает *термодиффузия*.

Все эксперим. методы определения Д. требуют приведения в контакт диффундирующих в-в и анализа их состава, изменённого в процессе Д. Анализ состава производят химическими, оптическими (по изменению показателя преломления или поглощения света), масс-спектроскопическими методами, с помощью меченых атомов и т. д.

Д. важна в хим. кинетике и технологии. При протекании хим. реакции на поверхности катализатора или одного из реагирующих в-в (напр., горении угля) Д. может определять скорость подвода др. реагирующих в-в и отвода продуктов реакции, т. е. являться определяющим (лимитирующим) процессом.

Для процессов испарения и конденсации, растворения кристаллов и кристаллизации Д. оказывается обычно определяющей. Д. газов через пористые перегородки или в струю пара используется для *изотопов разделения*.

В жидких р-рах Д. молекул растворителя через полупроницаемые перегородки (мембраны) приводит к возникновению осмотич. давления (см. *Осмос*), что используется для разделения в-в. Д. лежит в основе мн. технологич. и биологич. процессов.

Д. А. Франк-Каменецкий.

ДИФФУ́ЗИЯ НЕЙТРО́НОВ, распространение нейтронов в в-ве, сопровождающееся многократным изменением направления и скорости их движения в результате их столкновений с ат. ядрами. Д. н. в среде аналогична диффузии атомов и молекул в газах и подчиняется тем же закономерностям. Быстрые нейтроны (с энергией, во много раз большей, чем ср. энергия теплового движения ч-ц среды) при диффузии отдают энергию среде и замедляются. В слабо поглощающих средах нейтроны приходят в тепловое равновесие со средой (*тепловые нейтроны*). В безграничной среде тепловой нейтрон диффундирует до тех пор, пока не поглотится одним из ат. ядер.

Диффузия тепловых нейтронов характеризуется коэфф. диффузии D и ср. квадратом расстояния $L_{\text{Т}}^2$ от точки образования теплового нейтрона до точки его поглощения: $L_{\text{Т}}^2=6Dt$, где t — ср. время жизни теплового нейтрона в среде (табл.). Диффузию быстрых нейтронов характеризуют ср. квадратом расстояния $L_{\text{Б}}^2$ между точкой образования быстрого нейтрона

	$L_{\text{Т}}^2$, см²	$L_{\text{Б}}^2$, см²	$\sqrt{L_{\text{Т}}^2+L_{\text{Б}}^2}$, см²
Вода	44	186	15
Тяжёлая вода	$1{,}5\cdot10^5$	750	390
Бериллий . .	2 600	516	56
Графит	20 000	1880	150

(в яд. реакции или при радиоактивном распаде) и точкой его замедления до тепловой энергии.

При диффузии в ограниченной среде нейтрон с большой вероятностью вылетает за её пределы, если радиус системы мал по сравнению с величиной $\sqrt{L_{\text{Т}}^2+L_{\text{Б}}^2}$, и, напротив, нейтрон с большой вероятностью поглощается в среде, если её радиус велик по сравнению с этой величиной. Д. нейтронов играет существенную роль в работе *ядерных реакторов*.

● См. лит. при ст. *Нейтронная физика.*

Ф. Л. Шапиро.

ДИФФУ́ЗИЯ НОСИТЕЛЕЙ, перемещение носителей заряда в *полупроводниках*, обусловленное неоднородностями их концентрации. В результате Д. н. в ПП возникает электрич. ток плотностью:

$$j=eD_n\text{grad}\,n-eD_p\text{grad}\,p,$$

где e — заряд эл-на, n — концентрация эл-нов проводимости, p — дырок, D_n, D_p — соответствующие коэфф. диффузии. Д. н. ПП с монополярной проводимостью (носители одного знака) сопровождается появлением объёмного заряда и электрич. поля. В результате возникает дрейф носителей, направленный противоположно Д. н. В условиях равновесия диффузионный и дрейфовый токи взаимно компенсируются. Д. н. в ПП с биполярной проводимостью, несмотря на наличие носителей обоего знака, также сопровождается возникновением объёмного заряда, поскольку, как правило, $D_n\neq D_p$, и при диффузии носители одного знака обгоняют носителей другого знака. При этом также появляется электрич. поле, к-рое тормозит более подвижные и ускоряет менее подвижные носители. В результате осуществляется перемещение носите-

лей обоих знаков — а м б и п о л я р н а я д и ф ф у з и я, коэфф. к-рой

$$D = \frac{D_n D_p (n+p)}{D_n n + D_p p}.$$

При $n \gg p$ $D \approx D_p$, а при $n \ll p$ $D \approx D_n$. Амбиполярная диффузия неравновесных носителей явл. причиной *Дембера эффекта* и *Кикоина — Носкова эффекта*. *Э. М. Эпштейн.*

ДИФФУ́ЗНОЕ ОТРАЖЕ́НИЕ света, см. в ст. *Отражение света*.

ДИФФУ́ЗНЫЙ РАЗРЯ́Д, *электрический разряд в газе* (напр., тлеющий или дуговой) в виде широкого светящегося столба. Д. р. формируется при низких давлениях ($\sim 10^{-1}$—10 мм рт. ст.) и в условиях, когда длина свободного пробега $\lambda \ll d$ (межэлектродного расстояния). Осн. механизмом потерь заряж. ч-ц из плазменного столба Д. р. явл. *амбиполярная диффузия*. Часто термин «Д. р.» употребляется как противопоставление *контрагированному разряду*.

ДИФФУ́ЗОР в гидроаэромеханике, участок проточного канала (трубопровода), в к-ром происходит торможение потока жидкости или газа. Поперечное сечение Д. может быть круглым, прямоугольным, кольцевым, эллиптическим, а также несимметричным. По своему назначению и геом. форме Д.— устройство, обратное *соплу*. Вследствие падения ср. скорости v давление p в направлении течения растёт (см. *Бернулли уравнение*) и кинетич. энергия потока частично преобразуется в потенциальную. В отличие от сопла, преобразование энергии в Д. сопровождается заметным возрастанием *энтропии* и уменьшением полного давления. Разность полных давлений на входе и выходе Д. характеризует его гидравлич. сопротивление и наз. потерями. Потерянная часть кинетич. энергии потока затрачивается на образование вихрей, работу против сил трения и необратимо переходит в теплоту. Движение жидкости (газа) в направлении роста давления в потоке, т. е. существование положит. градиента давления в направлении течения,— осн. отличит. свойство Д.

В случае несжимаемой жидкости, а также при дозвуковой скорости газа v_1 перед входом в Д. ($v_1 < a$, где a — скорость звука) площадь поперечного сечения канала в силу *неразрывности уравнения* должна увеличиваться в направлении течения, поэтому дозвук. Д. имеет форму расходящегося канала (рис. 1). При сверхзвук. скорости перед входом в Д. ($v_1 > a$) он имеет форму сходящегося или цилиндрич. канала, в к-ром после торможения ср. скорость становится дозвуковой. Дальнейшее торможение дозвук. скорости осуществляется в расходящемся дозвук. Д., присоединённом к сверхзвук. Д. (рис. 2).

Вязкость оказывает решающее влияние на течение в Д. В *пограничном слое* скорость под действием вязкости быстро убывает, обращаясь в нуль на стенке Д. Кинетич. энергия в пограничном слое меньше, чем в остальной части потока, а статич. давление в данном поперечном сечении почти постоянно. Т. к. средняя скорость по длине Д. падает, а давление растёт, то в сечении, расположенном на нек-ром расстоянии от входа в Д.,

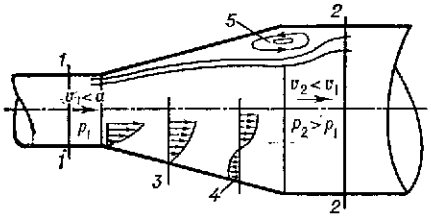


Рис. 1. Дозвук. диффузор круглого сечения. *1* — сечение перед входом в диффузор; *2* — сечение за диффузором; *3* — профиль скорости; *4* — возвратное течение; *5* — циркуляц. течение.

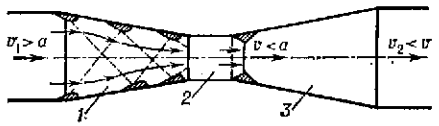


Рис. 2. Сверхзвук. диффузор прямоугольного сечения. *1* — сходящаяся часть; *2* — горловина (цилиндрич. участок); *3* — расходящаяся часть.

кинетич. энергия потока вблизи стенки недостаточна для того, чтобы переместить жидкость или газ против сил давления, возрастающих в направлении потока. Вблизи этого сечения начинается отрыв потока от стенки и возникает возвратное течение. В результате у стенки Д. образуются области циркуляц. движения (рис. 1). Слой жидкости между оторвавшимся от стенки и осн. потоками неустойчив и периодически свёртывается в вихри, к-рые сносятся вниз по потоку. Место расположения отрыва в Д. зависит от толщины пограничного слоя, от величины положит. градиента давления, определяемого геом. формой Д., а также от профиля скорости и степени турбулентности потока перед входом в Д.

В случае сверхзвук. скорости перед входом в Д. торможение потока осуществляется в *ударных волнах*, взаимодействующих между собой и отражающихся от стенок Д. (пунктир на рис. 2). Давление в потоке, проходящем через ударную волну, резко увеличивается, и под воздействием большого положит. градиента давления в местах отражения ударных волн от стенок может происходить отрыв пограничного слоя (штриховка на рис. 2). Потери полного давления при торможении сверхзвук. потока в Д. намного больше, чем при торможении дозвук. потока. Площадь горловины (наиболее узкого поперечного сечения) сверхзвук. Д. оказывает решающее воздействие на течение и потери в Д.

Д. применяются, когда необходимо затормозить поток жидкости или газа с наименьшими потерями. Они используются в газо-, нефте- и воздухопроводах, в гидравлич. магистралях, в турбомашинах всех типов, в воздушно-реактивных двигателях, эжекторах, МГД-генераторах, *аэродинамических трубах*, стендах для испытаний ракетных двигателей и др.

Теория течения в Д. недостаточно разработана, его осн. хар-ки и оптимальную форму определяют на основании результатов эксперим. исследований и их теоретич. обобщения.

● А б р а м о в и ч Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Д е й ч М. Е., З а р я н к и н А. Е., Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин, М., 1970; И д е л ь ч и к И. Е., Справочник по гидравлическим сопротивлениям, 2 изд., М., 1975. *С. Л. Вишневецкий.*

ДИХРОЙЗМ (от греч. dichroos — двухцветный), различная окраска обладающих *двойным лучепреломлением* одноосных кристаллов в проходящем свете при взаимно перпендикулярных направлениях наблюдения — вдоль оптич. оси кристалла (т. н. «осевая» окраска) и перпендикулярно к ней («базисная» окраска). Д. - частный случай п л е о х р о и з м а (многоцветности). Подробнее см. в ст. *Плеохроизм*, где разъяснены также термины к р у г о в о й Д. и л и н е й н ы й Д.

ДИЭЛЕ́КТРИКИ (англ. dielectric, от греч. diá — через, сквозь и англ. electric — электрический), вещества, плохо проводящие электрич. ток. Термин «Д.» введён Фарадеем для обозначения в-в, в к-рые проникает электрич. поле. Д. явл. все газы (неионизованные), нек-рые жидкости и тв. тела. Электропроводность Д. по сравнению с *металлами* очень мала. Их уд. электрич. сопротивление $\rho \sim 10^8$—10^{17} Ом·см. Количеств. различие в электропроводности Д. и металлов классич. физика пыталась объяснить тем, что в металлах есть свободные эл-ны, а в Д. все эл-ны связаны с атомами. Электрич. поле не отрывает их от атомов, а лишь слегка смещает. Квант. теория *твёрдого тела* объясняет разные электрич. св-ва металлов и Д. разл. характером распределения эл-нов по уровням энергии. В Д. верхний заполненный эл-нами энергетич. уровень совпадает с верхней границей одной из разрешённых зон (в металлах он лежит внутри разрешённой зоны), а ближайшие свободные уровни отделены от заполненных запрещённой зоной, к-рую эл-ны под действием обычных (не слишком сильных) электрич. полей преодолеть не могут (см. *Зонная теория*). Действие электрич. поля сводится к перераспределению электронной плотности, к-рое приводит к поляризации Д. Резкой границы между Д. и *полупроводниками* провести

нельзя. В-ва с шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g < 3$ эВ условно относят к ПП, а с $\mathscr{E}_g > 3$ эВ — к Д.

Поляризация. Механизмы поляризации Д. различны и зависят от характера хим. связи. Напр., в *ионных кристаллах* (NaCl и др.) поляризация явл. результатом сдвига ионов друг относительно друга (и о н н а я поляризация; рис., *а*) и деформации электронных оболочек отд. ионов (э л е к т р о н н а я поляризация).

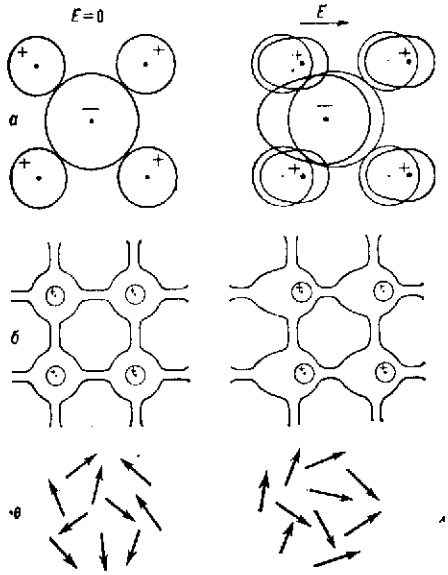


Рис. Поляризация диэлектриков: *а* — ионная; *б* — электронная; *в* — ориентационная.

В кристаллах с ковалентной связью (напр., алмаз) поляризация обусловлена гл. обр. смещением эл-нов, осуществляющих хим. связь (рис., *б*). В т. н. полярных Д. (напр., твёрдый H_2S) молекулы или радикалы представляют собой электрич. диполи, к-рые в отсутствии электрич. поля ориентированы хаотически, а в поле приобретают преимуществ. ориентацию (рис., *в*). Такая о р и е н т а ц и о н н а я поляризация типична для мн. жидкостей и газов. Сходный механизм поляризации связан с «перескоком» под действием электрич. поля отд. ионов из одних положений равновесия в другие. Особенно часто такой механизм наблюдается в в-вах с *водородной связью*, напр. у льда, где ионы водорода имеют неск. положений равновесия.

Поляризацию Д. характеризуют электрич. дипольным моментом единицы объёма $\boldsymbol{\mathscr{P}} = \sum_i^N \boldsymbol{p}_i$, где $\boldsymbol{p}_i$ — дипольные моменты ч-ц (атомов, ионов, молекул), N — число ч-ц в единице объёма (см. *Поляризуемость*). Величина $\boldsymbol{\mathscr{P}}$ зависит от напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$. В слабых полях $\boldsymbol{\mathscr{P}} = \varkappa \boldsymbol{E}$. Коэфф. пропорциональности $\varkappa$ наз. д и э л е к т р и ч е с к о й в о с п р и и м ч и в о с т ь ю. Часто вместо вектора $\boldsymbol{\mathscr{P}}$ пользуются вектором электрич. индукции:

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{\mathscr{P}} = \varepsilon\boldsymbol{E} \text{ (в системе СГСЭ)}, \quad (1)$$

где ε — *диэлектрическая проницаемость*. В вакууме $\varkappa = 0$ и $\varepsilon = 1$ (в системе СГСЭ). Величины $\varkappa$ и ε — осн. характеристики Д. В анизотропных крист. Д. направление $\boldsymbol{\mathscr{P}}$ определяется не только направлением поля $\boldsymbol{E}$, но и направлением осей *симметрии кристалла*. Поэтому вектор $\boldsymbol{\mathscr{P}}$ составляет разл. углы с $\boldsymbol{E}$ в зависимости от ориентации $\boldsymbol{E}$ по отношению к осям симметрии в кристалле. В этом случае ε и $\varkappa$ явл. тензорами.

Диэлектрики в переменном поле. Если поле $\boldsymbol{E}$ быстро изменяется во времени t, то поляризация Д. не успевает следовать за ним. Между колебаниями $\boldsymbol{\mathscr{P}}$ и $\boldsymbol{E}$ появляется разность фаз δ. Диэлектрич. проницаемость в этом случае представляют комплексной величиной: $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$, причем ε' и ε'' зависят от частоты перем. электрич. поля ω. Абс. величина $|\varepsilon| = \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}$ определяет амплитуду колебания вектора индукции $\boldsymbol{D}$, а отношение $\varepsilon'/\varepsilon''$ определяет *диэлектрические потери*. В пост. электрич. поле $\varepsilon'' = 0$, а $\varepsilon' = \varepsilon$.

В перем. электрич. полях высоких частот (оптич. диапазон) св-ва Д. принято характеризовать показателями преломления n и поглощения k (вместо ε' и ε''). Первый равен отношению скоростей распространения эл.-магн. волн в Д. и в вакууме. Показатель поглощения k характеризует затухание эл.-магн. волн в Д. Комплексный показатель преломления равен $\tilde{n} = n(1 + ik)$; величины n, k, ε' и ε'' оказываются связанными соотношением:

$$n(1 + ik) = \sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''}. \quad (2)$$

Поляризация диэлектриков в отсутствии электрич. поля $\boldsymbol{E}$. В крист. Д., где ионы разного знака расположены в определённом порядке, поляризация может существовать и в отсутствии электрич. поля. Обычно она не проявляется, т. к. создаваемое электрич. поле компенсируется полем свободных зарядов, натекающих на поверхность кристалла извне и изнутри. Нарушение компенсации, приводящее к врем. появлению электрич. поля в кристалле, происходит в *пироэлектриках* — при изменении темп-ры кристалла и в *пьезоэлектриках* — при деформации. Разновидностью пироэлектриков явл. *сегнетоэлектрики*, в к-рых поляризация может существенно изменяться (как по величине, так и по направлению) под влиянием внешних воздействий. Поляризация в отсутствии поля может наблюдаться также в нек-рых в-вах типа смол и стёкол (см. *Электреты*).

Электропроводность Д. мала, но отлична от нуля (табл.). Подвижными носителями заряда в Д. могут быть эл-ны и ионы. Электронная проводимость в обычных условиях мала по сравнению с ионной. Ионная проводимость обусловлена перемещением собств. и примесных ионов. Возможность перемещения ионов по кристаллу связана с наличием структурных *дефектов* в кристаллич. решётке. Если, напр., в кристалле есть *вакансии*, то под действием поля соседний ион может занять её, во вновь образовавшуюся вакансию может перейти след. ион и т. д. Перемещение ионов может происходить также по междоузлиям. С ростом темп-ры ионная проводимость возрастает. Заметный вклад в электропроводность Д. может вносить поверхностная проводимость (см. *Поверхностные явления*).

Пробой. Электрич. ток j через Д. пропорционален напряжённости электрич. поля E (закон Ома): $j = \sigma E$, где σ — проводимость Д. Однако в достаточно сильных полях ток нарастает быстрее, чем по закону Ома. При нек-ром критич. значении $E_{пр}$ наступает электрич. пробой Д. Величина $E_{пр}$ наз. э л е к т р и ч е с к о й п р о ч н о с т ь ю Д. (табл.). При пробое

УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ρ И ЭЛЕКТРИЧ. ПРОЧНОСТЬ $E_{пр}$ НЕК-РЫХ ТВЁРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

	ρ, Ом·см	$E_{пр}$, В/см
Кварцевое стекло	10^{16}—10^{18}	$2-3\cdot10^5$
Полиэтилен	10^{15}—10^{16}	$4\cdot10^5$
Слюда	10^{14}—10^{16}	$1-2\cdot10^6$
Электрофарфор	10^{13}—10^{14}	$3\cdot10^5$
Мрамор	10^8—10^9	$2-3\cdot10^5$

почти весь ток течёт по узкому каналу (см. *Шнурование тока*).

В твёрдых Д. различают тепловой и электрич. пробой. При тепловом пробое с ростом j растёт темп-ра Д. (Джоулева теплота), что приводит к увеличению числа подвижных носителей заряда n и уменьшению ρ. При электрич. пробое с ростом поля E возрастает генерация носителей под действием поля. В Д. пробою способствуют неизбежные неоднородности, т. к. в местах неоднородности поле E может возрасти.

Плотность тока в шнуре может достигать больших величин. Это может привести к разрушению Д.: образуется сквозное отверстие или Д. проплавляется по каналу; в канале могут протекать хим. реакции; напр., в органич. Д. осаждается углерод, в ионных кристаллах — металл (металлизация канала) и т. п.

Электрич. прочность *жидких диэлектриков* в сильной степени зависит от чистоты жидкости. Наличие примесей и загрязнений существенно понижает $E_{пр}$. Для чистых однородных жидких Д. $E_{пр}$ близка к $E_{пр}$ твёрдых Д. Пробой в газе связан с ударной ионизацией и проявляется в виде *электрического разряда в газах*.

Нелинейные свойства. Линейная зависимость $\mathcal{P}=\varkappa E$ справедлива только для полей E, значительно меньших *внутрикристаллических полей* ($E_{кр}\sim 10^8$ В/см). Т. к. $E_{пр}\ll E_{кр}$, то в большинстве Д. не удаётся наблюдать нелинейную зависимость $\mathcal{P}(E)$ в пост. электрич. поле. Исключение составляют сегнетоэлектрики, где в сегнетоэлектрич. области и вблизи фазовых переходов наблюдается сильная нелинейная зависимость $\mathcal{P}(E)$. Однако нелинейные св-ва любых Д. проявляются в ВЧ полях больших амплитуд ($E_{пр}$ растёт). В частности, в луче *лазера*, где могут быть созданы электрич. поля $\sim 10^8$ В/см, нелинейные св-ва Д. становятся существенными. Это позволяет наблюдать преобразование частоты света, самофокусировку и др. нелинейные эффекты в диэлектрич. кристаллах (см. *Нелинейная оптика*).

Применения. Многие Д. используются гл. обр. как электроизоляц. материалы. В частности, Д. с высоким $E_{пр}$ используются как конденсаторные материалы. Пьезоэлектрики применяются для преобразований звук. колебаний в электрические и наоборот (см. *Пьезоэлектрический преобразователь*); пироэлектрики — для индикации и измерения интенсивности ИК излучения; сегнетоэлектрики — как нелинейные элементы в радиоэлектронике. Вводя в Д. примеси, можно окрасить его, сделав непрозрачным для определённой области спектра (оптич. фильтры). Многие диэлектрич. кристаллы используются в *квантовой электронике* (в лазерах и *квантовых усилителях* СВЧ) и др.

● Сканави Г. И., Физика диэлектриков (Область слабых полей), М.—Л., 1949; его же, Физика диэлектриков (Область сильных полей), М., 1958; Фрёлих Г., Теория диэлектриков, пер. с англ., М., 1960; Хиппель А. Р., Диэлектрики и волны, пер. с англ., М., 1960; Желудев И. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1968; Барфут Ж., Тейлор Дж., Полярные диэлектрики и их применения, пер. с англ., М., 1981.

А. П. Леванюк.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ, величина, характеризующая способность среды к поляризации. Д. в.— коэфф. пропорциональности $\varkappa$ в соотношении $\mathcal{P}=\varkappa E$, где E — напряжённость электрич. поля, $\mathcal{P}$ — дипольный момент единицы объёма диэлектрика. Д. в. характеризует диэлектрич. свойства в-ва, так же как и *диэлектрическая проницаемость* ε, с к-рой она связана соотношением (в системе единиц *СГСЭ*): $\varepsilon=1+4\pi\varkappa$.

● См. лит. при ст. *Диэлектрики*.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ, величина ε, характеризующая поляризацию *диэлектриков* под действием электрич. поля E. Д. п. входит в *Кулона закон* как величина, показывающая, во сколько раз сила вз-ствия двух свободных зарядов в диэлектрике меньше, чем в вакууме. Ослабление вз-ствия происходит из-за экранизации свободных зарядов связанными, образующимися в результате поляризации среды. Связанные заряды возникают вследствие микроскопич. перераспределения заряда в электрически нейтральной среде и, в отличие от свободных зарядов, не способны перемещаться под действием поля на макроскопич. расстояния, т. е. не участвуют в электропроводности в-в.

Связь между вектором поляризации $\mathcal{P}$, вектором напряжённости электрич. поля E в вакууме и в диэлектрике (вектором электрич. индукции D) в системе единиц СГСЭ имеет вид:

$$D=E+4\pi\mathcal{P}=\varepsilon E, \qquad (1)$$

в системе единиц СИ:

$$D=\varepsilon_0 E+\mathcal{P}=\varepsilon_0\varepsilon E, \qquad (2)$$

где ε_0 — *электрическая постоянная*. Величина Д. п. ε зависит от структуры и хим. состава в-ва, а также от давления, темп-ры и др. внешних условий (табл.).

Микроскопич. теория приводит к приближённому выражению для Д. п. неполярных диэлектриков:

$$\varepsilon-1=\frac{\sum_i n_i\alpha_i}{1-\sum_i n_i\alpha_i\beta_i}, \qquad (3)$$

где n_i — концентрация i-того сорта атомов, ионов или молекул, α_i — их *поляризуемость*, β_i — т. н. фактор внутр. поля, учитывающий вз-ствие диполей друг с другом и обусловленный особенностями структуры кристалла. Для большинства диэлектриков с $\varepsilon=2-8$, $\beta\approx 1/3$ (в системе единиц СГСЭ $\beta=4\pi/3$), ε практически не зависит от темп-ры, давления и электрич. поля вплоть до пробоя диэлектрика. Высокие значения ε нек-рых окислов металлов и др. соединений обусловлены особенностями их структуры, приводящими к большим значениям β и к сильному уменьшению знаменателя дроби в формуле (3), т. к. при $\sum n_i\alpha_i\beta_i\to 1$, $\varepsilon\to\infty$.

Поляризация диэлектрика при наложении электрич. поля происходит не мгновенно, а в течение нек-рого времени τ (время *релаксации*). В переменном поле $E=E_0\sin\omega t$; это приводит к отставанию поляризации $\mathcal{P}=\mathcal{P}_0\cdot\sin(\omega t-\delta)$ от поля E. При описании колебаний $\mathcal{P}$ и E методом *комплексных амплитуд* Д. п. представляют комплексной величиной:

$$\varepsilon=\varepsilon'-i\varepsilon'', \qquad (4)$$

причём ε' и ε'' зависят от ω и τ (см. *Дебая формулы*), а отношение $\varepsilon''/\varepsilon'=\mathrm{tg}\delta$ определяет *диэлектрические потери* в среде. Сдвиг фаз δ зависит от соотношения времён τ и $T=2\pi/\omega$. При $\tau\ll T$ ($\omega\ll 1/\tau$, низкие частоты) направление $\mathcal{P}$ изменяется практически одновременно с E, т. е. $\delta=0$. Соответствующее значение ε' обозначают ε_0. При $\tau\gg T$ (высокие частоты) поляризация не успевает за изменениями E, $\delta\to\pi$ и ε' в этом случае обозначают ε_∞. Очевидно, что $\varepsilon_0\neq\varepsilon_\infty$, и в перем. полях Д. п. оказывается

СТАТИЧ. ДИЭЛЕКТРИЧ. ПРОНИЦАЕМОСТЬ ε НЕК-РЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Вещество	Тип поляризации	ε
H_2 (норм. условия)	электронная	1,00026
CO_2 (норм. условия)	электронная и ионная	1,0029
Пары H_2O (110°C)	то же	1,0126
Масло трансформаторное (20°C)	электронная	2,24
Полиэтилен (20°C)	»	2,3
NaCl	электронная и ионная	5,62
CaF_2	то же	8,43
TiO_2	»	86–170 в зависимости от ориентации кристалла
SnO_2 (поликрист.)	»	24
$CaTiO_3$ (поликрист.)	»	130
Вода (20°C)	ориентационная	81
Спирт этиловый (15°C)	то же	26,8

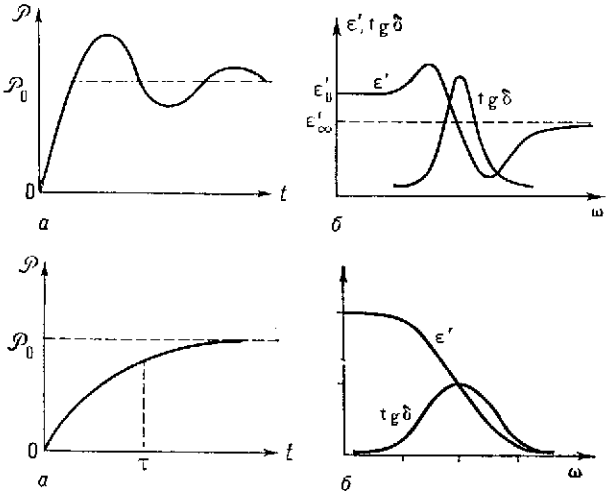


Рис. 1. a — изменение поляризации $\mathcal{P}$ во времени t при включении электрич. поля E в случае ионного и электронного механизмов поляризации; $б$ — частотные зависимости ε' и $\mathrm{tg}\delta$.

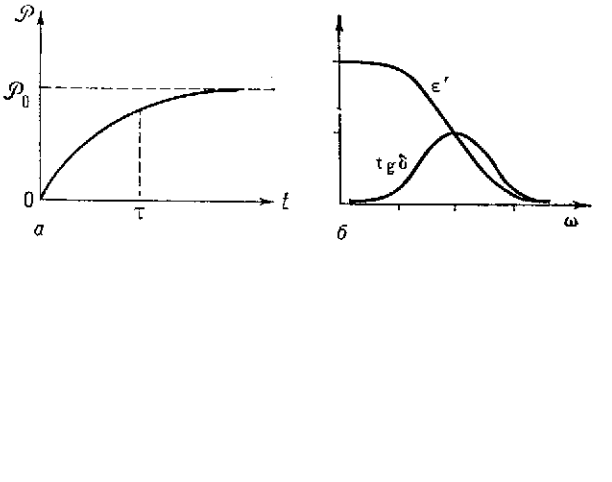


Рис. 2. a — изменение поляризации $\mathcal{P}$ во времени при включении поля E при ориентац. механизме поляризации; $б$ — частотные зависимости ε' и $\mathrm{tg}\delta$.

функцией ω. Вблизи $\omega=1/\tau$ происходит изменение ε' от ε_0 до ε_∞ (область дисперсии), а зависимость $\mathrm{tg}\delta(\omega)$ проходит через максимум.

Характер зависимостей $\varepsilon'(\omega)$ и $\mathrm{tg}\delta(\omega)$ в области дисперсии определяется механизмом поляризации. В случае ионной и электронной поляризаций изменение $\boldsymbol{\mathcal{P}}$ во времени t при включении поля $\boldsymbol{E}$ имеет характер затухающих колебаний (рис. 1, *а*). Соответственно зависимости ε' и $\mathrm{tg}\delta$ от ω наз. резонансными (рис. 1, *б*). При ориентац. поляризации $\boldsymbol{\mathcal{P}}(t)$ носит релаксац. характер (рис. 2, *а*), а зависимости ε' и $\mathrm{tg}\delta$ от ω наз. релаксационными (рис. 2, *б*). Времена τ установления или исчезновения поляризации в этом случае зависят от интенсивности теплового движения атомов, молекул или ионов, т. е. от темп-ры. При ориентац. поляризации τ определяется временем ориентации отд. молекул в направлении $\boldsymbol{E}$ и зависит от величины дипольных моментов молекул, вязкости среды, энергии диполь-дипольного вз-ствия и т. д. При комнатной темп-ре $\tau\sim10^{-4}$—10^{-10} с, причём для газов и жидкостей, как правило, τ меньше, чем для тв. тел.

В тв. диэлектриках поляризация часто обусловлена слабо связанными ионами, к-рые могут иметь неск. положений равновесия. Под действием поля $\boldsymbol{E}$ и теплового движения они могут перемещаться из одного равновесного положения в другое, преодолевая потенциальный барьер U. В этом случае $\tau\sim\exp(U/kT)$ варьируется в широком интервале. В электрически неоднородных средах наблюдается межповерхностная поляризация, вызванная движением свободных носителей заряда, скапливающихся вблизи границ областей с повышенным уд. сопротивлением (межкристаллитная прослойка в керамике, приэлектродные запорные слои в кристаллах, микротрещины, флуктуации хим. состава и т. д.). При этом в системе единиц СГСЭ $\tau\sim\varepsilon/4\pi\sigma$ (в СИ $\tau=\varepsilon_0\varepsilon/\sigma$), где ε и σ — Д. п. и проводимость высокопроводящих включений.

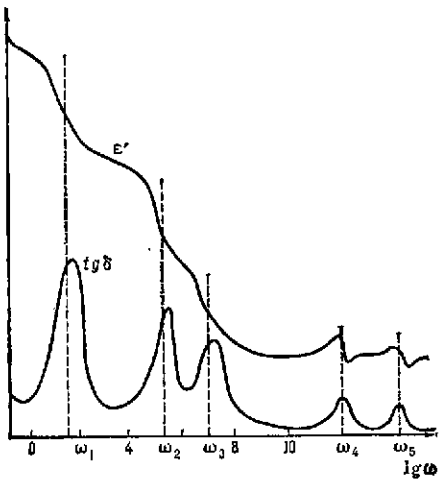


Рис. 3. Частотные зависимости ε' и $\mathrm{tg}\delta$ в широком диапазоне частот для гипотетич. диэлектрика: частоты ω_1, ω_2 и ω_3 соответствуют ориентац. поляризации, ω_4 и ω_5 — электронной и ионной поляризациям.

В реальных диэлектриках нередко возможны одновременно неск. механизмов поляризации с различными τ, что приводит к более сложному характеру зависимостей $\varepsilon(\omega)$ и $\mathrm{tg}\delta(\omega)$ (рис. 3).

Дифференциальная Д. п. в системе единиц СГСЭ:

$$\varepsilon_{\text{диф}}=\frac{dD}{dE},$$

где D — электрич. индукция. В обычных диэлектриках $\varepsilon\approx\varepsilon_{\text{диф}}$ вплоть до пробоя. В нелинейных диэлектриках (напр., *сегнетоэлектриках*) $\varepsilon\neq\varepsilon_{\text{диф}}$. Величину $\varepsilon_{\text{диф}}$ измеряют обычно в слабых перем. полях при одновременном наложении сильного пост. поля и называют реверсивной Д. п.

● См. лит. при ст. *Диэлектрики*.

И. Н. Грознов.

ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ПОТЕ́РИ, часть энергии перем. электрич. поля $\boldsymbol{E}$, к-рая преобразуется в теплоту при переполяризации *диэлектрика*. Все движения частиц в веществе связаны с диссипацией части энергии, сообщённой частицам электрическим полем; в конечном счёте эта часть энергии превращается в теплоту. Величина «сил трения» и, следовательно, Д. п. тем больше, чем больше скорость ч-ц. Это указывает на зависимость Д. п. от частоты ω поля $\boldsymbol{E}$.

Если осн. роль в поляризации диэлектрика играют малые смещения эл-нов и ионов, то диэлектрик можно рассматривать как совокупность гармонич. осцилляторов, испытывающих в перем. поле вынужденные колебания. Потери энергии при таких колебаниях максимальны, если ω близка к частоте *собственных колебаний* осциллятора (резонанс). При выходе частоты из области резонанса амплитуды колебаний и скорости ч-ц быстро уменьшаются, и Д. п. становятся небольшими. При электронном механизме поляризации максимум потерь приходится на оптич. частоты ($\sim10^{15}$ Гц), поэтому для электротехнич. и радиотехнич. частот Д. п. ничтожны. При поляризации, обусловленной смещением ионов, максимум Д. п. расположен в ИК диапазоне (10^{12}—10^{13} Гц).

Ещё меньшие частоты соответствуют максимуму Д. п. при ориентац. поляризации. Если период колебаний внеш. поля меньше, чем время, необходимое для выстраивания дипольных моментов вдоль поля, поляризация почти не успевает устанавливаться и Д. п. малы. При низких частотах поляризация успевает следовать за полем, т. е. смещения ч-ц велики, но из-за больших величин времени смещений Д. п. также малы. Максимум Д. п. имеет место при налажении перем. поля, период к-рого T примерно равен времени установления ориентации молекул (времени *релаксации*). Для воды, где поляризация в основном ориентационная, $T\sim10^{-10}$ с.

Д. п. количественно характеризуются величиной тангенса угла Д. п. $\mathrm{tg}\delta$ (угол δ — разность фаз между векторами поляризации $\boldsymbol{P}$ и напряжённости $\boldsymbol{E}$ электрич. поля).

Реальные диэлектрики обладают конечной электрич. проводимостью σ, с наличием к-рой также связана часть Д. п. При низких частотах джоулевы потери, связанные с проводимостью, могут оказаться существенными, т. к. (в отличие от рассмотренных выше) их величина $\neq0$ при $\omega\to0$. Если Д. п. обусловлены только проводимостью, то $\mathrm{tg}\delta=4\pi\sigma/\omega$ (в единицах СГСЭ).

● См. лит. при ст. *Диэлектрики*.

А. П. Леванюк.

ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ДЕТЕ́КТОР, трековый *детектор* в виде тв. диэлектрич. образца, в к-ром регистрируются следы попавших в него заряж. ч-ц. Частицы, двигаясь в диэлектрике, нарушают его структуру (радиационные дефекты). Нарушения имеют форму тёмных следов (треков) шириной от неск. десятков до неск. сотен Å. Их ширина может быть увеличена до 1—2 мкм (и выше) избират. послойным травлением поверхности диэлектрика растворами кислот, щелочей, окислителей (скорость травления вдоль следа превосходит скорость травления остальной поверхности).

Эффект избирательного травления обнаружен для мн. минералов, стёкол и ряда органич. полимеров. Наибольшее применение в качестве Д. д. нашли силикатные и фосфатные стёкла (в частности, обычное оконное стекло), слюды (мусковит и фторфлогопит), лавсан, поликарбонат, нитроцеллюлоза. Наиболее чувствителен полимер диэтиленгликоль — бисаллилкарбонат, способный, напр., регистрировать α-частицы с энергией до 7 МэВ. Д. д. обладает высокой эффективностью регистрации, отсутствием фоновых событий, термич. стабильностью следов, простотой обработки и пороговой чувствительностью к лёгким заряж. ч-цам. Д. д. применяются гл. обр. для регистрации осколков *деления атомных ядер* и многозарядных ионов. Д. д. определяют тяжёлые ч-цы в первичном косм. излучении по зависимости скорости травления следа от заряда и скорости ч-цы. С помощью Д. д. в косм. лучах были обнаружены ядра тяжелее Fe.

● Флейшер Р. Л., Прайс П. Б., Уокер Р. М., Треки заряженных частиц в твердых телах, пер. с англ., М., 1981.

В. П. Перелыгин.

ДЛИНА ВОЛНЫ, пространственный период волны, т. е. расстояние между

двумя ближайшими точками гармонич. *бегущей волны*, находящимися в одинаковой фазе колебаний, или удвоенное расстояние между двумя ближайшими узлами или пучностями *стоячей волны*. Д. в. λ связана с периодом колебания T и фазовой скоростью $v_ф$ распространения волны в данном направлении соотношением: $\lambda = v_ф T$.

ДЛИНА́ СВОБО́ДНОГО ПРОБЕ́ГА (средняя длина свободного пробега, $\bar{l}$), средняя длина пути, проходимого ч-цей между двумя последоват. соударениями с др. ч-цами. Т. к. столкновения могут быть разного типа — упругие, неупругие, с *возбуждением* или *ионизацией* и т. д. (см. *Столкновения атомные*), соответственно различают Д. с. п. между столкновениями того или иного типа. Понятие «Д. с. п.» впервые появилось в *кинетической теории газов*. Если за 1 с молекула газа проходит в среднем путь v, испытывая при этом ν упругих соударений с такими же молекулами и двигаясь в интервале между соударениями равномерно и прямолинейно, то $\bar{l} = v/\nu = 1/(n\sigma\sqrt{2})$, где n — число молекул в ед. объёма (плотность газа), σ — *сечение* эффективное молекулы. Для обычных мол. газов в норм. условиях $\bar{l} \sim 10^{-5}$ см, что примерно в 100 раз больше ср. расстояния между молекулами. Понятие «Д. с. п.» в кинетич. теории газов было обобщено и для систем слабо взаимодействующих ч-ц, образующих газоподобные системы (электронный газ в металлах и ПП, нейтроны в слабо поглощающих средах и т. п.). В теории *неравновесных процессов* естественно возникает нек-рая величина размерности длины, к-рую возможно истолковать как Д. с. п. Она входит в выражения для коэфф. разл. явлений переноса.

Д. с. п. заряженных частиц (электронов и ионов). При классическом рассмотрении понятия эффективного сечения и Д. с. п. по отношению к упругим столкновениям заряж. ч-ц теряют смысл, т. к. вз-ствие ионов (эл-нов) с атомами (молекулами) может происходить и на расстоянии. В рамках квант. механики, рассматривая упругие вз-ствия заряж. ч-ц, получают конечные значения для эфф. поперечного сечения и, следовательно, для Д. с. п., если вз-ствие убывает быстрее, чем $1/r^3$. В *плазме* можно определить Д. с. п. для упругих вз-ствий, считая, что радиус действия поля рассеивающих центров не превышает *дебаевского радиуса экранирования*. По отношению к неупругим процессам Д. с. п. определяется ср. расстоянием, к-рое проходит ион (эл-н) при данной скорости, прежде чем примет участие в процессе.

ДЛИ́ННЫЕ ЛИ́НИИ, см. в ст. *Линии передачи*.

ДОБРО́ТНОСТИ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬ, то же, что *куметр*.

ДОБРО́ТНОСТЬ, величина, характеризующая резонансные свойства линейной колебат. системы; численно равна отношению резонансной частоты ω к ширине резонансной кривой $\Delta\omega$ на уровне убывания амплитуды в $\sqrt{2}$ раза: $Q = \omega/\Delta\omega$. Принято также выражать Д. колебат. системы через отношение запасённой в ней энергии W к средней за период колебаний мощности потерь P: $Q = \omega W/P$. Однако при наличии потерь величина запасённой энергии не может быть установлена строго и определяется путём условного разграничения диссипативных и реактивных элементов. Так, напр., в случае электрич. контуров принято запасённую энергию считать сосредоточенной в чисто реактивных элементах индуктивности L и ёмкости C, а потери связывать с протеканием тока по чисто диссипативному элементу — сопротивлению R, тогда Д.

$$Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\omega L}{R} = \frac{1}{\omega RC}. \quad (1)$$

Соответственно для механич. колебат. системы с массой m, упругостью k и коэфф. трения b

$$Q = \sqrt{mk}/b = \omega m/b = k/\omega b. \quad (2)$$

В колебат. системах с большой Д. частота и коэфф. затухания α слабозатухающих колебаний вида $e^{-\alpha t}\sin\omega t$ связаны с Д. отношением $Q = \omega/2\alpha = \pi/d \gg 1$, где $d = 2\pi\alpha/\omega$ — логарифмич. декремент затухания.

Д. характеризует избирательную и разрешающую способности колебат. системы: чем больше Q, тем выше резонансный отклик системы по сравнению с нерезонансным; близкие частоты ω_1 и ω_2 могут быть разрешены, если $|\omega_1 - \omega_2| \geqslant \Delta\omega = \omega/Q$. Обычные радиоконтуры обладают Д. $Q \sim 10^1 - 10^2$, для камертона $Q \sim 10^2$, для пьезокварцевой пластинки $Q \sim 2 \cdot 10^4$ на частоте 20 кГц, для СВЧ резонаторов $Q \sim 10^3 - 10^4$, а для квазиоптич. и оптич. резонаторов $\sim 10^6 - 10^7$.

● Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Сивухин Д. В., Общий курс физики, т. 3 — Электричество, М., 1977.

ДО́ЗА (от греч. dósis — доля, порция, приём) излучения, энергия *ионизирующего излучения*, поглощённая облучаемым в-вом и рассчитанная на единицу его массы (поглощённая доза). Поглощённая энергия расходуется на нагрев в-ва и на его хим. и физ. превращения. Величина Д. зависит от вида излучения, энергии его ч-ц, плотности их потока и от состава облучаемого в-ва. Это объясняется разл. процессами вз-ствия ч-ц и фотонов с эл-нами и атомами в-ва (см. *Гамма-излучение*, *Рентгеновское излучение*). При прочих равных условиях Д. тем больше, чем больше время облучения, т. е. Д. накапливается со временем. Д., отнесённая к единице времени, наз. мощностью Д. Единица поглощённой Д. в системе единиц СИ — *грэй* (Гр). Широко распространена внесистемная единица рад: 1 рад $= 10^{-2}$ Гр. Мощность дозы измеряется в Гр/с, Гр/ч и т. п.

Экспозиционная доза — Д. рентгеновского и γ-излучений, определяемая по ионизации воздуха. Она определяется как отношение суммарного заряда всех ионов одного знака ΣQ, созданных в воздухе, при полном торможении вторичных эл-нов и позитронов, образующихся в элем. объёме, к массе воздуха Δm в этом объёме: $D_0 = \Sigma Q/\Delta m$. Экспозиц. Д. с хорошей точностью пропорциональна *керме*. Единица экспозиц. Д. в системе СИ — Кл/кг. Экспозиц. Д. в 1 Кл/кг означает, что суммарный заряд всех ионов одного знака, образованных в 1 кг воздуха, равен 1 Кл. Устаревшей внесистемной единицей явл. рентген: 1 Р $= 2{,}57976 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг, что соответствует образованию $2{,}08 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см^3 воздуха (при 0°С и 760 мм рт. ст.). На создание такого кол-ва ионов необходимо затратить энергию, равную 0,114 эрг/см^3 или 88 эрг/г. Т. о., 88 эрг/г — энергетич. эквивалент рентгена. По величине экспозиц. Д. можно рассчитать поглощённую Д. рентгеновского и γ-излучений в любом в-ве, зная состав в-ва и энергию фотонов.

Эквивалентная доза. При облучении живых организмов, в частности человека, возникают биол. эффекты, величина к-рых при одной и той же поглощённой Д. различна для разных видов излучения. Т. о., знание поглощённой Д. недостаточно для оценки радиац. опасности. Принято сравнивать биол. эффекты, вызываемые любыми ионизирующими излучениями, с эффектами от рентгеновского и γ-излучений. Коэфф., показывающий во сколько раз радиац. опасность в случае хронич. облучения человека (в сравнит. малых Д.) для данного вида излучения выше, чем в случае рентгеновского излучения при одинаковой поглощённой Д., наз. коэффициентом качества излучения (K). Для рентгеновского и γ-излучений K 1. Для всех др. ионизирующих излучений K устанавливается на основании радиобиол. данных. Все эти величины используются при установлении норм радиац. безопасности и регламентированы. Коэфф. качества может быть разным для разл. энергий одного и того же вида излучения. Напр., для тепловых нейтронов $K = 3$, для нейтронов с энергией $\mathcal{E}_n$ 0,5 МэВ $K = 10$, а для $\mathcal{E}_n$ 5 МэВ K 7. Коэфф. K зависит от *линейной передачи энергии* L_∞:

L_∞, кэВ на 1 мкм в воде	3,5	7	23	53	175
K	1	2	5	10	20

Для интерполяции значений K можно пользоваться ф-лой: $K = 0{,}8 + 0{,}16\,L_\infty$.

Эквивалентная Д. H определяется как произведение поглощённой Д. на коэфф. качества излучения: $H=DK$. Эквив. Д. может измеряться в тех же единицах, что и поглощённая. Существует спец. единица эквивалентной Д.— *бэр*, эквивалентная Д. в 1 бэр соответствует поглощённой Д. в 1 рад при $K=1$. Единица эквивалентной Д. СИ — *зиверт* (Зв). При воздействии неск. видов излучения эквивалентная Д. $H=\Sigma K_i D_i$.

Естеств. источники ионизирующих излучений (*космические лучи*, естеств. радиоактивность почвы, воды и воздуха, а также радиоактивность, содержащаяся в теле человека) создают на территории СССР мощность эквивалентной Д. порядка 40—200 мбэр в год. Эквивалентная Д. в 4—5 Зв, полученная человеком за короткое время при тотальном облучении тела, может привести к смертельному исходу, однако такая же Д., полученная в течение всей жизни, не приводит к видимым изменениям. Диапазон Д. при локальных терапевтич. облучениях в онкологии $\sim$ до 10 Гр за 3—4 пед. Измерение Д. осуществляется *дозиметрическими приборами*.

● ГОСТ 15484—74. Ионизирующие излучения, М., 1974; ГОСТ 12631—67. Коэффициент качества ионизирующих излучений, М., 1967; Иванов В. И., Курс дозиметрии, 3 изд., М., 1978; Нормы радиационной безопасности. НРБ — 76, М., 1978.

Г. Б. Радзиевский.

ДОЗВУКОВО́Е ТЕЧЕ́НИЕ ГАЗА, течение, при к-ром скорости ч-ц газа в рассматриваемой области меньше местных значений скорости звука. Когда скорости ч-ц много меньше скорости звука (напр., в воздухе не превосходят 100 м/с), можно пренебрегать изменением плотности газа, т. е. можно считать газ несжимаемым.

ДОЗИМЕТРИ́ЧЕСКИЕ ПРИБО́РЫ (дозиметры), устройства для измерения *доз* ионизирующих излучений и их мощностей. Существуют Д. п. для измерения одного вида излучения (напр., нейтронные Д. п., γ-дозиметры и др.), либо для измерения в полях смешанного излучения. Д. п. для измерения экспозиц. доз рентгеновского и γ-излучений (градуированные в *рентгенах*) наз. рентгенометрами, а приборы для определения эквивалентной дозы (градуированные в *бэрах*) — бэрметрами. Осн. части Д. п.: *детектор* и измерит. устройство. Обе части Д. п. либо постоянно связаны между собой, либо соединяются на время измерения отклика на облучение, накопленного в автономном детекторе.

В зависимости от типа детектора большинство Д. п. делится на ионизационные (*с ионизационной камерой*, *пропорциональными счётчиками* или *Гейгера счётчиками*), радиолюминесцентные (сцинтилляционные, термо- и фотолюминесцентные), полупроводниковые, фотографич., хим. и калориметрические. Д. п. с ионизац. камерами могут использоваться для всех видов излучений, как рентгенометры и измерители поглощённой дозы, или *кермы*. При измерениях рентгеновских и γ-лучей и нейтронов, кроме состава газа, существен материал стенок камеры, а при измерениях экспозиц. дозы и кермы — толщина стенок (она должна быть близка к макс. пробегу любых образующихся ионизирующих ч-ц). Обычно в камерах обеспечивают условия насыщения (полного сбора образованных зарядов), однако камеры, работающие в условиях т. н. колонной рекомбинации, когда ионизац. ток зависит от *линейной передачи энергии* (ЛПЭ), могут быть использованы для оценок эквивалентной дозы. Д. п. с пропорциональным счётчиком (из ткане-эквивалентных материалов) позволяют, кроме измерений собранного заряда, измерять спектр ЛПЭ и микродозиметрич. величин z и y (см. *Дозиметрия*). Показания Д. п. с гейгеровскими счётчиками нельзя непосредственно связать со значениями поглощённых или экспозиц. доз. Однако выбором геометрии счётчика, подбором материала стенок и введением спец. фильтров можно сделать их приблизительно пропорциональными *керме* или экспозиц. дозе в ограниченном диапазоне энергии ч-ц. С помощью низкоэффективных счётчиков Гейгера оценивают спектры ЛПЭ смешанного нейтронного и γ-излучений. Сцинтилляц. Д. п., отградуированные по скорости счёта, пригодны для измерений плотности потока ч-ц (а не дозы), хотя, ввиду приблизительного постоянства энергетич. выхода радиолюминесценции, они могут измерять дозы. Сочетание органич. сцинтиллятора (с зависимостью светового выхода от ЛПЭ) и ионизац. камеры позволяет реализовать бэрметр для смешанного γ-нейтронного излучения. Термолюминесцентные и в меньшей степени фотолюминесцентные Д. п. распространены как индивидуальные дозиметры для лиц, находящихся в зоне облучения. В качестве индивидуальных Д. п. часто применяются дозиметры с фотоплёнкой, они пригодны для измерений эл.-магн. излучений с энергией квантов от 30 кэВ до 5 МэВ, причём для частичной компенсации зависимости их показаний от энергии фотонов применяются фильтры. Калориметрич. Д. п. из-за их низкой чувствительности применяют для абс. измерения поглощённых доз (и интегральных поглощённых доз) в интенсивных полях излучения.

● Матвеев В. В., Хазанов Б. И., Приборы для измерения ионизирующих излучений, 2 изд., М., 1972; ГОСТ 14105—76. Детекторы ионизирующих излучений, М., 1977. См. также лит. при ст. *Детекторы*.

Г. Б. Радзиевский.

ДОЗИМЕ́ТРИЯ (от греч. dósis — доля, порция, приём и metréō — измеряю), измерение, исследование и теор. расчёты тех характеристик *ионизирующих излучений* (и их вз-ствия со средой), от к-рых зависят радиац. эффекты в облучаемых объектах живой и неживой природы. Первоначально развитие Д. определялось гл. обр. необходимостью защиты от воздействия рентгеновского и γ-излучений естеств. радиоактивных в-в. Радиац. эффекты, в частности ионизация ч-ц среды, зависят от поглощённой энергии излучения. Т. к. воздух для γ- и рентг. излучений может служить моделью воды или мышечной ткани (у них близкие эффективные атомные номера) и ионизацию, пропорциональную поглощённой, легко измерить с помощью *ионизационных камер*, то измерение экспозиц. *дозы* было в течение длит. периода основой практич. Д., обслуживавшей гл. обр. медицину.

В дальнейшем, с развитием реакторостроения (см. *Ядерный реактор*), ускорительной техники и производства радиоактивных нуклидов, появились новые мощные источники излучения, в т. ч. и отличного от рентгеновских и γ-лучей. Это потоки нейтронов, ускоренных эл-нов, позитронов и тяжёлых заряж. ч-ц. Применения Д. распространились на службу радиац. безопасности, радиобиологию, радиац. химию, яд. физику и радиац. технологию. Знание поглощённой энергии стало необходимо не только для воды и биол. ткани; воздух уже не мог рассматриваться как модель облучаемой среды. В этой связи в Д. утвердилось понятие поглощённой дозы как универсальной величины, применимой ко всем видам ионизирующего излучения и ко всем средам. Однако при равных поглощённых дозах воздействие излучения зависит также от его вида и др. хар-к — «качества» излучения. Количеств. хар-кой «качества» вначале служила ср. плотность ионизации, впоследствии уточнённая, как *линейная передача энергии* (ЛПЭ). Влияние ЛПЭ на радиац. эффекты наиболее подробно было исследовано в радиобиологии, где изучалась зависимость *относительной биологической эффективности* от ЛПЭ. Применительно к хронич. облучению людей (для обеспечения радиац. безопасности и нормирования условий труда) регламентиров. зависимость такого рода — зависимость коэфф. качества излучения от ЛПЭ.

Микродозиметрия. Передача энергии на микроуровне происходит малыми порциями и носит дискретный, стохастич. характер. Структуры, чувствительные к начальным стадиям радиац. эффектов, обычно имеют микроскопич. размеры и расположены также случайным образом. В этих условиях отклик на облучение должен определяться не столько поглощённой дозой, сколько распределением энерговыделений по чувствит. структурам объекта. Исследование микроскопич. распределений передаваемой энергии для разных видов радиации, разных доз и объектов составляет предмет м и к-

родозиметрии. Последняя, в отличие от обычной Д., оперирующей с макроскопич. величинами, имеет дело с дискретно изменяющимися стохастич. величинами: с переданной в микрообъёме энергией $\mathcal{E}$, удельной энергией $Z=\frac{\mathcal{E}}{m}$ (m — масса микрообъёма) и линейной энергией y. Акты передачи энергии внутри микрообъёма при попадании в него заряж. ч-цы рассматриваются как случайные события. Переданная в микрообъёме энергия равна разности между суммарной кинетич. энергией всех ионирующих ч-ц, попавших в данный микрообъём, и энергией ч-ц, покинувших его, в сумме с увеличением энергии внутри объёма за счёт яд. реакций. Ср. энергия по микрообъёмам рассматривается как «интегральная доза» в объёме. Стохастич. аналог ЛПЭ — линейная энергия $y\cdot\mathcal{E}/l_{ср}$, где l — ср. длина хорды рассматриваемого микрообъёма (линейная энергия измеряется в КэВ×мкм$^{-1}$). Распределение $f(Z)$, соответствующее определённой величине поглощённой дозы D, может быть записано в виде $f(Z, D)$. Пусть, напр., гибель клеток при облучении наступает тогда, когда уд. энергия Z в чувствит. объёме клетки превосходит пек-рое критич. значение Z_0. При этом доля S клеток, выживших после облучения: $S(D)=\int_0^{Z_0} f(Z, D)dZ$. В более реалистич. случае, когда вероятность выживания клетки при поглощённой в её чувствительном объёме уд. энергии Z описывается, как $\psi(Z)$:

$$S(D)=\int_0^{\infty} f(Z, D)\psi(Z)dZ.$$

Ф-ция $f(Z, D)$ может быть измерена или вычислена для разных микрообъёмов, а левые части соотношений найдены экспериментально.

● Исаев В. М., Бергвадзе Ю. И., Нейтроны в радиобиологическом эксперименте, М., 1967; Иванов В. И., Лысцов В. Н., Основы микродозиметрии, М., 1979.

Г. Б. Радзиевский.

ДО́ЛЬНЫЕ ЕДИНИ́ЦЫ, составляют определённую часть (долю) от установленной единицы физ. величины. В *Международной системе единиц* (СИ) приняты след. приставки для образования наименований Д. е.:

Должность	Приставка	Обозначения	
		междунар.	русские
10^{-1}	деци	d	д
10^{-2}	санти	c	с
10^{-3}	милли	m	м
10^{-6}	микро	μ	мк
10^{-9}	нано	n	н
10^{-12}	пико	p	п
10^{-15}	фемто	f	ф
10^{-18}	атто	a	а

Пример: 1пФ (пикофарад) = 10^{-12} Ф (фарад).

ДОМЁНЫ (от франц. domaine — владение; область, сфера), области химически однородной среды, отличающиеся электрич., магн. или упругими свойствами, либо упорядоченностью в расположении частиц. Соответственно различают антиферромагн. и ферромагн. Д. (см. также *Цилиндрические магнитные домены*), сегнетоэлектрич. Д., Д. Ганна, упругие Д., Д. в *жидких кристаллах* и др.

Домены ферромагнитные, области самопроизвольной намагниченности, намагниченные до насыщения части объёма ферромагнетика, на к-рые он разбивается ниже критич. темп-ры (см. *Кюри точка*). Векторы намагниченности Д. в отсутствии внеш. магн. поля ориентированы т. о., что результирующая намагниченность ферромагн. образца в целом, как правило, равна нулю.

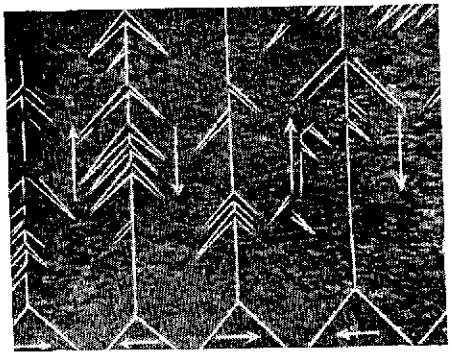


Рис. 1. Порошковые фигуры на поверхности кристалла кремнистого железа; видны границы доменов в объёме образца и замыкающих доменов у его поверхности. Стрелками показано направление намагниченности доменов.

Обычно Д. имеют размеры $\sim 10^{-3}$—10^{-2} см, они доступны непосредств. наблюдению (при помощи микроскопа): если покрыть поверхность ферромагнетика слоем суспензии, содержащей ферромагн. порошок, то ч-цы порошка осядут в основном на границах Д. и обрисуют их контуры (рис. 1). Широко применяют и др. методы исследования доменной структуры, в частности магнитооптический, обладающий большей разрешающей способностью (используют *Керра эффект*, *Фарадея эффект* и т. д.). Разбиение ферромагнетика на Д. объясняется след. причинами. Если бы весь ферромагнетик был намагничен до насыщения в одном направлении, то на его поверхности возникли бы магн. полюсы и в окружающем пр-ве было бы создано магн. поле. На это потребуется больше энергии, чем на разбиение ферромагнетика на Д., при к-ром магн. поле вне образца отсутствует (магн. поток замыкается внутри образца). При неизменном объёме и ност. темп-ре в ферромагнетике реализуются лишь такие доменные структуры, для к-рых свободная энергия минимальна.

Общим термодинамич. критерием равновесного распределения самопроизвольной намагниченности в ферромагнетике (его доменной структуры) явл. миним. значение полного термодинамич. потенциала ферромагн. образца. Этот потенциал сложно зависит от внеш. условий — темп-ры, упругих напряжений, внеш. эл.-магн. полей, структурного состояния образца, его формы и размеров. Из-за сложности определения термодинамич. потенциала в общем случае задача о доменной структуре решается последовательным расчётом отд. элементов доменной структуры (граничных слоёв между Д., внутр. дефектов и т. д.).

Направление векторов намагниченности Д. обычно совпадает с направлением *осей лёгкого намагничивания*. В этом случае для ферромагнетика выполняется условие минимума энергии *магнитной анизотропии*. При уменьшении размеров ферромагнетика до пек-рой критич. величины разбиение на Д. может стать энергетически невыгодным, образуется т. н. однодоменная структура: каждая ферромагн. ч-ца представляет собой один Д. На практике это реализуется в ферромагн. порошковых материалах и ряде гетерогенных сплавов (см. *Магнитные материалы*, *Однодоменные ферромагнитные частицы*).

А. В. Ведяев, В. Е. Роде.

Домены сегнетоэлектрические, области однородной спонтанной поляризации в *сегнетоэлектриках*. Размеры Д. обычно $\sim 10^{-5}$—10^{-3} см. Д. разделены переходной областью (доме́нная граница или стенка) толщиной 10^{-5}—10^{-7} см.

На поверхности кристалла Д. можно наблюдать методами травления и порошков (скорости травления и осаждения мелких ч-ц в местах выхода на поверхность различно поляризованных Д. различны). Оптич. методы наблюдения основаны на том, что в разных Д. пек-рые оптич. постоянные кристалла могут иметь противоположные знаки (напр., угол, к-рый составляет гл. ось эллипсоида показателей преломления света с плоскостью до-

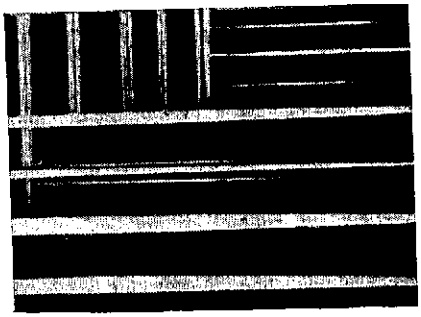


Рис. 2. Микрофотографии доменов сегнетовой соли в поляризованном свете. Тёмные и светлые области соответствуют доменам с противоположным направлением спонтанной поляризации, перпендикулярной к плоскости рисунка.

мённой границы; см. *Кристаллооптика*). В поляризов. свете одни Д. выглядят светлее, другие — темнее (рис. 2). Различие оптич. свойств Д. можно вызвать искусственно, прикладывая к кристаллу внеш. электрич. поле или упругие напряжения.

Домены Ганна, области с разным уд. электрич. сопротивлением и разной напряжённостью электрич. поля, на к-рые расслаивается однородный *полупроводник* с N-образной вольт-амперной хар-кой в достаточно сильном внеш. электрич. поле (см. *Ганна эффект*).

● См. лит. при ст. *Ферромагнетизм, Сегнетоэлектрики, Ганна эффект.*

ДО́ННОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, часть *аэродинамического сопротивления*, обусловленная понижением ср. давления $p_д$ на донной торцевой поверхности летящего тела по сравнению с давлением в атмосфере p_∞ на высоте полёта. Обтекающий летящее тело наружный поток интенсивно перемешивается с воздухом, находящимся в застойной зоне за дном тела, увлекая и отсасывая часть воздуха из застойной зоны. Т. к. новые порции воздуха в застойную зону не поступают, в ней возникает разрежение ($p_д < p_\infty$), что приводит к появлению силы Д. с. $X_д$ ($p_\infty - p_д$)$S_д$ (где $S_д$ — площадь проекции донной поверхности на направление, нормальное оси тела), действующей против направления скорости тела. Возникновение Д. с. объясняется необратимым превращением части кинетич. энергии тела в теплоту при образовании за дном тела вихрей, а в сверхзвук. потоке — и хвостовых *ударных волн*. Отсасывающее действие наружного потока зависит от толщины *пограничного слоя* на боковой поверхности тела перед донным срезом, от формы головной и гл. обр. кормовой части тела, от скорости полёта и (в меньшей мере) от угла атаки.

Д. с. артиллерийских снарядов, корпусов ракет, фюзеляжей самолётов, спускаемых в атмосфере космич. летат. аппаратов и боевых частей ракет может составлять значит. часть полного аэродинамич. сопротивления. Струи, вытекающие из сопел двигат. установок ракет, усиливают отсасывание воздуха за дном ракеты и увеличивают Д. с. Теор. предельная величина Д. с. (максимальная) отвечает возникновению полного вакуума на дне тела ($p_д = 0$).

Безразмерный коэфф. Д. с. $C_{x_д} = x_д/q_\infty S$, где $q_\infty = \rho_\infty v_\infty^2/2$, ρ — плотность атмосферы на высоте полёта, v_∞ — скорость тела, S — площадь его *миделевого сечения*, зависит от *подобия критериев — Маха числа* и *Рейнольдса числа*.

● Краснов Н. Ф., Аэродинамика тел вращения, 2 изд., М., 1964.

С. Л. Вишневецкий.

ДО́НОР (от лат. dono — дарю), примесный атом в *полупроводнике*, ионизация к-рого (в результате теплового движения или внеш. воздействия) приводит к появлению эл-на в зоне проводимости. Напр., для Ge и Si типичные Д.— атомы элементов V группы периодич. системы P, As, Sb. Д. может быть точечный *дефект* кристаллич. решётки.

Э. М. Эпштейн.

ДО́НОРНО-АКЦЕ́ПТОРНАЯ СВЯЗЬ (координационная связь), *химическая связь* между атомами, молекулами, радикалами, обычно не имеющими неспаренных эл-нов. Одна из ч-ц при образовании такой связи явл. донором пары эл-нов, другая — акцептором. Акцептор способен принимать эл-ны, к ним чаще всего относятся положительно заряж. ат. системы. Донор же имеет свободную неподелённую пару эл-нов, к-рая при образовании Д.-а. с. становится общей. Когда Д.-а. с. уже образована, она практически не отличается от *ковалентной связи*. Донорами часто явл. мол. системы, содержащие атомы N (напр., NH_3), O, F, Cl и атомы переходных металлов.

В. Г. Дашевский.

ДО́ПЛЕРА ЭФФЕ́КТ, изменение частоты колебаний ω или длины волны λ, воспринимаемой наблюдателем, при движении источника колебаний и наблюдателя относительно друг друга. Возникновение Д. э. проще всего объяснить на след. примере. Пусть неподвижный источник испускает последовательность импульсов с расстоянием между соседними импульсами, равным λ_0, к-рые распространяются в однородной среде с пост. скоростью v, не испытывая никаких искажений (т. е. в линейной среде без дисперсии). Тогда неподвижный наблюдатель будет принимать последовательные импульсы через временной промежуток $T_0 = \lambda_0/v$. Если же источник движется в сторону наблюдателя со скоростью $V \ll v$, то соседние импульсы оказываются разделёнными меньшим промежутком времени $T = \lambda/v$, где $\lambda = \lambda_0 - VT_0$. Если вместо импульсов рассматривать соседние максимумы поля в непрерывной гармонической волне, то при Д. э. частота этой волны $\omega = 2\pi/T$, воспринимаемая наблюдателем, будет больше частоты $\omega_0 = 2\pi/T_0$, испускаемой источником:

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - V/v}. \qquad (1)$$

При удалении источника от наблюдателя принимаемая частота уменьшается, что описывается той же ф-лой (1), но с изменённым в ней знаком скорости V.

Для движений с произвольными скоростями (в т. ч. со скоростями, равными или близкими к скорости света) в однородных средах необходимо учитывать угол ϑ между скоростью V и волновым вектором k излучаемой волны, а также принимать во внимание эффект релятив. замедления времени (см. *Относительности теория*), описываемый фактором $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, где $\beta = V/c$. В этом случае

$$\omega = \frac{\omega_0}{\gamma\left(1 - \frac{V}{v}\cos\vartheta\right)}. \qquad (2)$$

Здесь, как и в ф-ле (1), v — фазовая скорость волнового возмущения с частотой ω, распространяющегося в среде в направлении ϑ.

Таким образом, Д. э. имеет чисто кинематич. происхождение и возникает как для волновых, так и неволновых движений любой природы при наблюдении их в двух движущихся относительно друг друга системах отсчёта. С точки зрения теории относительности Д. э. для плоских однородных волн вида $A\exp i\Phi = A\exp i(\omega t - kr)$ есть следствие инвариантности 4-скаляра (фазы) Φ при релятив. преобразованиях координат и времени (т. е. компонентов 4-вектора $\{r, ct\}$). Другими словами, волновой вектор k и частота ω ведут себя как компоненты единого 4-вектора $\{k, \omega/c\}$, что позволяет рассматривать Д. э. (преобразование частоты) и изменение направления k (релятив. аберрации) как две стороны одного и того же явления.

Из соотношения (2) можно выяснить все осн. фиа. проявления Д. э. При $\vartheta = 0$ или π наблюдается п р о д о л ь н ы й Д. э., когда источник движется прямо на наблюдателя или от него, и изменение частоты максимально. При $\vartheta = \pi/2$ имеет место п о п е р е ч н ы й Д. э., к-рый связан с чисто релятив. эффектом замедления времени и не имеет никакой волновой специфики (в частности, не зависит от фазовой скорости волн v).

В средах с *дисперсией волн* может возникнуть с л о ж н ы й Д. э. При этом фазовая скорость зависит от частоты $v = v(\omega)$ и соотношение (2) становится ур-нием относительно ω, к-рое может допускать неск. действит. решений для заданных ω_0 и ϑ, т. е. под одним и тем же углом от монохроматич. источника в точку наблюдения могут приходить неск. волн с разл. частотами. Появление сложного Д. э. означает, что вследствие релятив. аберраций две плоские волны, испущенные движущимся источником под разными углами, воспринимаются наблюдателем под одним и тем же углом.

Дополнит. особенности Д. э. возникают при движении источника со скоростью $V > v$, когда на поверхности конуса углов, удовлетворяющих условию $\cos\vartheta_0 = v/V$, знаменатель в ф-ле (2) обращается в нуль, а доплеровская частота ω неограниченно возрастает — т. н. а н о м а л ь н ы й Д. э. Внутри указанного конуса (соответствующего конусу Маха в аэродинамике или черенковскому конусу в электродинамике; см. *Черенкова—Вавилова излучение*), где имеет место аномальный Д. э., излучение доплеровских частот сопровождается не затуханием, как при норм. Д. э., а, наоборот, раскачкой колебаний излучателя (осциллятора) за счёт энергии его поступат. движения. С квант. точки зрения это соответствует излучению фотона с одно-

врем. переходом осциллятора на более высокий энергетич. уровень. При аномальном Д. э. частота растёт с увеличением угла ϑ, тогда как при норм. Д. э. (в т. ч. в случае $V>v$ вне конуса $\cos\vartheta_0=v/V$) под бо́льшими углами ϑ излучаются меньшие частоты.

Асимметрия Д. э. относительно движения источника и наблюдателя следует из того, что фазовая скорость c, входящая в ур-ние (2), различна в движущейся и неподвижной среде: распространение звука по ветру идёт скорее, чем против ветра, свет частично увлекается движущейся диэлектрич. средой и т. п. Другими словами, величина Д. э. определяется величиной и направлением скорости как источника, так и приёмника относительно среды, в к-рой распространяются волны. Исключение составляет случай эл.-магн. волн в вакууме, когда $v=c$ во всех системах отсчёта, и Д. э. полностью определяется относит. скоростью источника и приёмника.

Разновидностью Д. э. явл. т. н. двойной Д. э.— смещение частоты волн при отражении их от движущихся тел, поскольку отражающий объект можно рассматривать сначала как приёмник, а затем как переизлучатель волн. Если ω_0 и v_0 — частота и скорость падающей волны, то частоты ω_i вторичных (отражённых и прошедших) волн оказываются равными:

$$\omega_i \quad \omega_0\frac{1-\frac{V}{v_0}\cos\vartheta_0}{1-\frac{V}{v_i}\cos\vartheta_i}, \qquad (3)$$

где ϑ_0 и ϑ_i — углы между волновым вектором соответствующей волны и нормальной составляющей скорости движения отражающей поверхности V. Ф-ла (3) справедлива и в том случае, когда отражение происходит от движущейся неоднородности, создаваемой за счёт изменения состояния макроскопически неподвижной среды (напр., волны ионизации в газе). Из неё следует, в частности, что при отражении от движущейся навстречу границы частота повышается, причём эффект тем больше, чем ближе скорость границы и скорость распространения отражённой волны.

В случае нестационарных сред (когда параметры среды меняются во времени) изменение частоты может происходить даже для неподвижного излучателя и приёмника — т. н. параметрический Д. э.

Д. э. назван в честь австр. физика К. Доплера (Ch. Doppler), к-рый впервые теоретически обосновал этот эффект в акустике и оптике (1842). Первое эксперим. подтверждение Д. э. в акустике относится к 1845. Франц. физик А. Физо ввёл (1848) понятие доплеровского смещения спектральных линий, к-рое вскоре было обнаружено (1867) в спектрах нек-рых звёзд и туманностей. Поперечный Д. э. был обнаружен амер. физиками Г. Айвсом и Д. Стилуэллом (1938). Обобщение Д. э. на случай нестационарных сред принадлежит В. А. Михельсону (1899), на возможность сложного Д. э. в средах с дисперсией и аномального Д. э. при $V>v$ впервые указали В. Л. Гинзбург и И. М. Франк (1942).

Д. э. позволяет измерять скорость движения источников излучения или рассеивающих волны объектов и находит широкое практич. применение. Так, в астрофизике Д. э. используется для определения скорости движения звёзд, а также скорости вращения небесных тел. Измерения доплеровского смещения линий в спектрах излучения удалённых галактик привели к выводу о расширяющейся Вселенной (см. *Красное смещение*). В спектроскопии доплеровское уширение линий излучения атомов и ионов даёт способ измерения их темп-ры. В радио- и гидролокации Д. э. используется для измерения скорости движущихся целей, а также при синтезе апертуры (*см. Антенна*).

● Угаров В. А., Специальная теория относительности, 2 изд., М., 1977; Франкфурт У. И., Френк А. М., Оптика движущихся тел, М., 1972; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика. (Дополнительные главы), М., 1975; Франк И. М., Эйнштейн и оптика, «УФН», 1979, т. 129, в. 4.

М. А. Миллер, Ю. И. Сорокин, Н. С. Степанов.

ДОПОЛНИ́ТЕЛЬНОСТИ ПРИ́НЦИП, сформулированное дат. физиком Н. Бором принципиальное положение квант. механики, согласно к-рому получение эксперим. информации об одних физ. величинах, описывающих микрообъект (элем. ч-цу, атом, молекулу), неизбежно связано с потерей информации о нек-рых др. величинах, дополнительных к первым. Такими взаимно дополнит. величинами явл., напр., координата ч-цы и её скорость (или импульс). В общем случае дополнительными друг к другу явл. физ. величины, к-рым соответствуют операторы, не коммутирующие между собой, напр. направление и величина момента кол-ва движения, кинетич. и потенц. энергии, напряжённость электрич. поля в данной точке и число фотонов.

С физ. точки зрения, Д. п. часто объясняют (следуя Бору) влиянием измерит. прибора (к-рый всегда явл. макроскопич. объектом) на состояние микрообъекта. При точном измерении одной из дополнит. величин (напр., координаты ч-цы) с помощью соответствующего прибора др. величина (импульс) в результате вз-ствия ч-цы с прибором претерпевает полностью неконтролируемое изменение. Такое толкование Д. п. подтверждается анализом простейших экспериментов (напр., измерение координаты ч-цы с помощью микроскопа и т. п.), однако с более общей точки зрения оно наталкивается на возражения филос. хар-ра. С позиций совр. квант. теории измерений роль прибора заключается в «приготовлении» нек-рого состояния системы. Состояния, в к-рых взаимно дополнит. величины имели бы одновременно точно определённые значения, принципиально невозможны, причём если одна из таких величин точно определена, то значения другой полностью неопределённы. Т. о., фактически Д. п. отражает объективные св-ва квант. систем, не связанные с существованием наблюдателя.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика.*

Д. В. Гальцов.

ДОПОЛНИ́ТЕЛЬНЫЕ ЦВЕТА, два таких *цвета*, к-рые при их оптич. смешении (сложении) образуют цвет, воспринимаемый норм. человеческим глазом как белый. Излучения от источников или окрашенных поверхностей, соответствующие Д. ц., могут обладать самыми разл. спектральными хар-ками: напр., быть монохроматическими (см. *Монохроматическое излучение*) или иметь сплошной спектр.

Для того чтобы получить два световых пучка Д. ц. (со сплошным спектром), достаточно пропустить пучок *белого света* через неполощающее светоделительное зеркало, к-рое сильно отражает одну часть спектра (напр., синюю) и пропускает др. часть спектра, к-рая будет иметь дополнительный к первой цвет (к синему — жёлтый).

ДРЕЙФ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ в плазме, относительно медленное направленное перемещение заряж. ч-ц (эл-нов и ионов) под действием разл. причин, налагающихся на осн. движение (закономерное или беспорядочное). Напр., осн. движение заряж. ч-цы в однородном магн. поле в отсутствии столкновений — вращение с *циклотронной частотой*. Наличие др. полей искажает это движение; так, совместное действие электрич. и магн. полей приводит к т. н. электрическому Д. з. ч. в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, со скоростью $\boldsymbol{v}_E=c\frac{[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}]}{H^2}$, не зависящей от массы и заряда ч-цы.

На циклотронное вращение может также накладываться т. н. градиентный дрейф, возникающий из-за неоднородности магн. поля и направленный перпендикулярно $\boldsymbol{H}$ и ΔH (ΔH — градиент поля).

Д. з. ч., распределённых в среде неравномерно, может возникать вследствие их теплового движения в направлении наибольшего спада концентрации (см. *Диффузия*) со скоростью $\boldsymbol{v}_D=-D\frac{\operatorname{grad} n}{n}$, где $\operatorname{grad} n$ — градиент концентраций n заряж. ч-ц; D — коэфф. диффузии.

В случае, когда действует неск. факторов, вызывающих Д. з. ч., напр. электрич. поле и градиент концентраций, скорости дрейфа, вызываемые в отдельности полем, $\boldsymbol{v}_E$ и $\boldsymbol{v}_D$ складываются.

● Франк-Каменецкий Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, 2 изд., М., 1963.

ДРЕЙФ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА, упорядоченное движение подвижных носителей заряда в твёрдом теле под действием внеш. полей. Д. н. з. накладывается на их беспорядочное (тепловое) движение, но скорость Д. н. з. $v_{др}$ обычно мала по сравнению со скоростью теплового движения. Под действием электрич. поля E, $v_{др}=\mu E$, где μ — наз. подвижностью носителей. При наличии достаточно сильного магн. поля $H \gg c/\mu$, перпендикулярного к электрич. полю, Д. н. з. происходит поперёк обоих полей со скоростью $v_{др}=cE/H$. При движении «пакета» неравновесных носителей в ПП в электрич. поле E происходит пространств. разделение эл-нов проводимости и дырок электрич. полем из-за различия их подвижностей. Это приводит к появлению объёмного заряда и внутр. поля, препятствующего дальнейшему разделению. В результате пакет неравновесных носителей движется с дрейфовой скоростью $v_{др}=\mu_a E$, где μ_a — т. н. амбиполярная подвижность (см. *Амбиполярная диффузия*), равная:

$$\mu_a=\frac{\mu_p\mu_n(n-p)}{\mu_p p+\mu_n n}.$$

Здесь n и p — концентрации эл-нов проводимости и дырок, μ_n и μ_p — их подвижности, отсюда следует, что при $n \gg p$ $\mu_a \approx \mu_p$, а при $n \ll p$ $\mu_a \approx \mu_n$, т. е. амбиполярная подвижность совпадает с подвижностью неосновных носителей. При собств. проводимости $n=p$ и $\mu_a=0$.

● См. лит. при ст. *Полупроводники*.

Э. М. Эпштейн.

ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА, разновидность пропорц. камеры. См. *Пропорциональный счётчик*.

ДРОБОВОЙ ШУМ, флуктуации напряжений и токов в радиоэлектронных устройствах, вызванные неравномерной эмиссией эл-нов (см. *Дробовой эффект*). Ср. значение квадрата флуктуаций тока $\overline{i^2}=2ei\Delta\nu$ (e — заряд эл-на, $\Delta\nu$ — полоса частот устройства). Д. ш. проявляется в виде акустич. шума в динамике радиоприёмника, «снега» на экране телевизора, «травки» на радиолокац. отметчике и т. п. Д. ш.— осн. составляющая внутр. шумов радиоэлектронных устройств, к-рые приводят к искажению слабых полезных сигналов и ограничивают чувствительность усилителей.

ДРОБОВОЙ ЭФФЕКТ, небольшие беспорядочные отклонения тока электровакуумных и ПП приборов от его ср. значения, вызванные неравномерностью *электронной эмиссии* с катода или инжекции носителей заряда в *полупроводниках*. При нагревании катода электронной лампы увеличивается ср. скорость теплового движения эл-нов. Часть эл-нов, обладающих достаточной кинетич. энергией, «вырывается» из катода (см. *Термоэлектронная эмиссия*). Однако прежде чем покинуть катод, эл-н испытывает огромное число столкновений с атомами и эл-нами внутри катода, в результате чего величина и направление скорости каждого эл-на в момент вылета могут быть различными, а вылет отд. эл-нов происходит как бы совершенно случайно и независимо от вылета др. эл-нов. В результате число эл-нов, эмиттированных катодом за одинаковые малые промежутки времени, оказывается различным — ток эмиссии флуктуирует. Величина флуктуаций анодного тока зависит от режима работы прибора. Если все эмиттированные эл-ны попадают на анод, флуктуации эмиссии точно повторяются в анодном токе. Если же не все эл-ны собираются на анод, то вблизи катода образуется отрицательно заряженное облако, к-рое играет роль своеобразного «демпфера» и сглаживает флуктуации анодного тока.

Д. э. характерен не только для термоэлектронной эмиссии; он сопровождает любые процессы, связанные с образованием потоков заряж. или нейтральных ч-ц, напр. протекание электрич. тока через ПП, *фотоэлектронную эмиссию*, *вторичную электронную эмиссию*, формирование *молекулярных и атомных пучков* и т. п.

● См. лит. при ст. *Флуктуации электрические*.

И. Т. Трофименко.

ДРОССЕЛИРОВАНИЕ, понижение давления в потоке жидкости, газа или пара при прохождении его через дроссель — местное гидродинамич. сопротивление (сужение трубопровода, вентиль, кран и т. д.); наблюдается в условиях, когда поток не совершает внеш. работы и нет теплообмена с окружающей средой. При Д. реальные газы изменяют свою темп-ру (см. *Джоуля — Томсона эффект*). Д. применяется для измерения и регулирования расхода жидкостей и газов (в расходомерах), для сжижения газов.

ДРУДЕ ФОРМУЛЫ, формулы для уд. высокочастотной электропроводности $\sigma(\omega)$ и уд. электронной теплопроводности $\varkappa$, полученные нем. физиком П. Друде (P. Drude) в предположении, что эл-ны металла — классич. газ. В совр. обозначениях:

$$\sigma=\frac{\sigma_0}{1-i\omega\tau};\quad \sigma_0=\frac{ne^2\tau}{m};\quad \varkappa=L\sigma_0 T,$$

где n — число эл-нов в 1 см³, ω — частота электрич. поля, τ — время свободного пробега эл-нов, L — универсальная постоянная (число Лоренца), правильное значение к-рой получено Зоммерфельдом, T — темп-ра. Д. ф. объясняют *Видемана — Франца закон*. Они используются при анализе высокочастотных свойств электронных проводников.

М. И. Каганов.

ДУАЛИЗМ КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОЙ, см. *Корпускулярно-волновой дуализм*.

ДУБЛЕТЫ (франц. doublet, от double — двойной), группы близко расположенных спектр. линий, к-рые возникают в результате дублетного расщепления уровней энергии (см. *Мультиплетность*), обусловленного *спин-орбитальным взаимодействием*. Наиболее характерны Д. для спектров атомов щелочных металлов, линии главной серии к-рых двойные.

ДУГОВОЙ РАЗРЯД, самостоятельный квазистационарный *электрический разряд в газе*, горящий практически при любых давлениях газа, превышающих 10^{-2}—10^{-4} мм рт. ст., при постоянной или меняющейся с низкой частотой (до 10^3 Гц) разности потенциалов между электродами. Д. р. отличается высокой плотностью тока на катоде (10^2—10^8 А/см²) и низким катодным падением потенциала, не превышающим эфф. потенциала ионизации среды в разрядном промежутке. Впервые наблюдался между двумя угольными электродами в воздухе в 1802 В. В. Петровым и независимо от него в 1808—09 англ. учёным Г. Дэви. Светящийся токовый канал этого разряда при горизонтальном расположении электродов под действием конвективных потоков дугообразно изогнут, что и обусловило название.

Известно множество разновидностей Д. р., каждая из к-рых существует только при определённых внешних и граничных условиях. Почти у всех видов Д. р. ток на катоде стянут в малое очень яркое пятно, беспорядочно перемещающееся по всей поверхности катода (*катодное пятно*). Темп-ра поверхности в пятне достигает величины темп-ры кипения (или возгонки) материала катода. Поэтому значительную (иногда главную) роль в катодном механизме переноса тока играет *термоэлектронная эмиссия*. Над катодным пятном образуется слой положит. *пространственного заряда*, обеспечивающего ускорение эмиттируемых эл-нов до энергий, достаточных для ударной *ионизации* атомов и молекул газа. Т. к. толщина этого слоя крайне мала (менее длины пробега эл-на), он создаёт высокую напряжённость поля у поверхности катода, особенно вблизи естеств. микронеоднородностей поверхности, благодаря чему существенной оказывается и *автоэлектронная эмиссия*. Высокая плотность тока в катодном пятне и «перескоки» пятна с точки на точку создают условия для проявления *взрывной электронной эмиссии*. Известны и др. катодные механизмы Д. р. (факельный вынос, *плазменный катод* и т. д.). Относит. роль каждого из них зависит от конкретного вида Д. р.

Непосредственно к зоне катодного падения потенциала примыкает *положительный столб*, простирающийся до анода. Прианодного скачка потенциала обычно не наблюдается. На аноде формируется яркое анодное пятно, несколько бо́льшего размера и менее подвижное, чем катодное. Нагретый до высокой темп-ры и ионизованный газ в столбе находится в состоянии *плазмы*. Электропроводность плазмы в зависимости от вида Д. р. может принимать практически любые значения,

вплоть до электропроводности металлов, но обычно она на неск. порядков меньше последней. Выделяющаяся в столбе джоулева теплота восполняет все потери энергии из столба плазмы, поддерживая неизменным её состояние, к-рое определяется хар-ром распределения энергии по всем степеням свободы. Полностью равновесные статистические распределения, строго говоря, в плазме Д. р. никогда не реализуются. Однако состояние сверхплотной плазмы при концентрации заряж. ч-ц $N \geqslant 10^{18}$ см$^{-3}$ может быть близким к полному термодинамич. равновесию. Кинетика плазмы в столбе Д. р. при таких плотностях определяется в основном процессами соударений. При меньших плотностях ($10^{18} > N > 10^{15}$ см$^{-3}$) может реализоваться состояние т. н. локального термич. равновесия (ЛТР), при к-ром в каждой точке плазмы все статистич. распределения близки к равновесным при одном значении T, но T явл. ф-цией координат. Исключение в этом случае составляет лишь излучение плазмы: оно далеко от равновесного (планковского) и определяется составом плазмы и скоростями конкретных радиац. процессов (линейчатое, сплошное тормозное, рекомбинационное излучения и т. д.). При очень ограниченных размерах столба Д. р. (неск. мм), даже в плотной плазме ($N \leqslant 10^{18}$ см$^{-3}$ для He и $N \leqslant 10^{16}$ см$^{-3}$ для др. газов), состояние ЛТР может нарушаться за счёт процессов переноса, включая радиац. потери. Нарушение ЛТР выражается в сильном отклонении состава плазмы и заселённостей возбуждённых уровней от их равновесных значений. По мере дальнейшего снижения плотности плазмы радиационные процессы играют всё большую роль.

Длина столба Д. р. может быть произвольной, но его диаметр жёстко определяется условиями баланса выделяющейся и теряемой энергии. С ростом тока или давления неоднократно меняются механизмы потерь, обусловленные теплопроводностью газа, теплопроводностью эл-нов, *амбиполярной диффузией*, радиац. потерями и т. д. При таких сменах может происходить контракция (самосжатие) столба (см. *Контрагированный разряд*).

Классич. примером Д. р. явл. разряд пост. тока, свободно горящий в воздухе между угольными электродами. Его типичные параметры: ток от 1А до сотен А, катодное падение потенциала ~10 В, межэлектродное расстояние от мм до неск. см, темп-ра плазмы ~7000К, темп-ра поверхности анодного пятна ~3900К. Применяется как лабораторный эталонный источник света и в технике (дуговые лампы). Д. р. с угольным анодом, просверлённым и заполненным исследуемыми в-вами или пропитанным их р-рами, применяется в *спектральном анализе* руд, минералов, солей и т. п. Используется Д. р. в *плазмотронах*, а также в дуговых печах для выплавки металлов, как сварочная дуга при электросварке. Разл. формы Д. р. возникают в газонаполненных и вакуумных преобразователях электрич. тока (ртутных выпрямителях тока, газовых и вакуумных электровыключателях и т. п.), в нек-рых газоразрядных источниках света и т. д.

● Кесаев И. Г., Катодные процессы электрической дуги, М., 1968. *В. Н. Колесников.*

ДЫРКА, квантовое состояние, не занятое эл-ном в энергетич. зоне тв. тела. Движение эл-нов в почти заполненной энергетич. зоне под действием внеш. электрич. поля эквивалентно движению Д., возникших у верх. края зоны, если приписать Д. положит. заряд, равный e, и энергию, равную энергии отсутствующего эл-на с обратным знаком. Д.— *квазичастицы*, определяющие, наряду с эл-нами проводимости, динамич. свойства эл-ной системы кристалла. *Эффективная масса* Д. обычно больше, а подвижность — меньше, чем у электронов проводимости.

В *полупроводниках* Д. образуются ок. верхнего края валентной зоны. В *металлах* и *полуметаллах*, где зона проводимости заполнена частично, понятие Д. иногда вводится как не занятое эл-ном состояние ниже *Ферми уровня*.

● См. лит. при ст. *Твёрдое тело, Полупроводники.* *Э. М. Эпштейн.*

ДЫРОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ (проводимость p-типа), проводимость *полупроводника*, в к-ром осн. носители заряда — *дырки*. Д. п. осуществляется, когда концентрация *акцепторов* превышает концентрацию *доноров*. *Э. М. Эпштейн.*

ДЮЛО́НГА И ПТИ ЗАКО́Н, эмпирич. правило, согласно к-рому теплоёмкость тв. тел при постоянном объёме и темп-ре $T \geqslant 300$К постоянна и равна 6 кал/(моль·К). Установлен франц. учёными П. Дюлонгом (P. Dulong) и А. Пти (A. Petit) в 1819. Д. и П. з. приближённо справедлив для большинства элементов и простых соединений. В области низких темп-р теплоёмкость зависит от температуры. См. *Теплоёмкость, Дебая закон теплоёмкости*.

ДЮФУ́РА ЭФФЕ́КТ (диффузионная теплопроводность), возникновение разности темп-р в результате диффузионного перемешивания двух химически невзаимодействующих газов или жидкостей, первоначально находящихся при одинаковой темп-ре. Эффект, обратный *термодиффузии*. В газах разность темп-р при Д. э. может достигать неск. К (напр., при смешивании водорода и азота), в жидкостях — она ~10^{-3} К. Разность темп-р сохраняется, если поддерживается градиент концентраций. Впервые наблюдался в 1873 швейц. физиком Л. Дюфуром (L. Dufour).

E

ЕДИ́НАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ, единая теория материи, призванная свести многообразие св-в элем. ч-ц и законов их взаимопревращения (вз-ствия) к неким универс. принципам. Такая теория ещё не построена и рассматривается скорее как стратегия развития физики микромира.

Первым примером объединения разл. физ. явлений (электрич., магн., световых) принято считать *Максвелла уравнения*. След. этапом были попытки объединения эл.-магн. и гравитац. явлений на основе общей теории относительности Эйнштейна, связывающей гравитац. вз-ствие материи с геом. св-вами пространства-времени. Однако существенно продвинуться в этом направлении «геометризации» вз-ствий не удалось.

Более плодотворным оказался путь расширения глобальной симметрии ур-ний движения до локальной *калибровочной симметрии*, справедливой в каждой точке пространства-времени. На этом пути амер. физики Ш. Глэшоу, С. Вайнберг и пакистанский физик А. Салам построили (в 60-х гг.) объединённую теорию слабого и эл.-магн. вз-ствий *лептонов* и *кварков*, не имеющую пока противоречий с экспериментом (см. *Слабое взаимодействие*). Наиболее существ. предсказание этой теории — наличие трёх тяжёлых (ок. 80—90 протонных масс) слабо взаимодействующих векторных ч-ц — *промежуточных векторных бозонов* (обнаружены в 1983 экспериментально), играющих роль переносчиков слабого вз-ствия. Делаются попытки включения в эту схему и сильного вз-ствия — т. н. *«великое объединение»* (Grand Unification), объединяющее в одно семейство и кварки и лептоны. Одним из предсказаний разл. моделей «великого объединения», допускающим эксперим. проверку, явл. нарушение законов сохранения барионного и лептонного зарядов (в частности, нестабильность протона со временем жизни 10^{30}—10^{32} лет).

Другим направлением объединения, включающим также и гравитационное вз-ствие, явл. расширение калибровочной симметрии до т. н. супергравитации

(см. *Суперсимметрия*), объединяющей ч-цы с разл. спинами (и следовательно, с разными статистич. св-вами). Эти попытки также оказываются пока неудовлетворительными.

Таким образом, Е. т. п. остаётся пока мечтой. Однако неразрывная связь между всеми ч-цами, их взаимопревращаемость, всё более явственно проявляющиеся черты единства материи заставляют с неослабевающей настойчивостью искать путей подхода к Е. т. п., призванной объяснить всё многообразие форм материи.

А. В. Ефремов.

ЕДИНИЦЫ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН, конкретные физ. величины, к-рым по определению присвоены числовые значения, равные единице. Многие Е. ф. в. воспроизводятся *мерами*, применяемыми для измерений (напр., *метр*, *килограмм*). Исторически сначала появились Е. ф. в. для измерения длины, площади, объёма, массы, времени, причём в разных странах размеры единиц не совпадали. По мере расширения торговли, развития наук и техники число Е. ф. в. увеличивалось и всё более ощущалась потребность в их унификации и в создании *систем единиц*. В 18 в. во Франции была предложена *метрическая система мер*, получившая междунар. признание. На её основе был построен ряд метрич. систем единиц, применявшихся в разл. областях физики и техники. Происходит дальнейшее упорядочение Е. ф. в. на базе *Международной системы единиц* (СИ).

Е. ф. в. делятся на с и с т е м н ы е, т. е. входящие в к.-л. систему единиц, и *внесистемные единицы* (напр., мм рт. ст., лошадиная сила, электронвольт). Системные единицы подразделяются на о с н о в н ы е, выбираемые произвольно (метр, килограмм, секунда и др.), и п р о и з в о д н ы е, образуемые по ур-ниям связи между физ. величинами (*ньютон*, *джоуль* и т. п.). Для удобства выражения разл. количеств к.-л. величины, во много раз бо́льших или меньших Е. ф. в., применяются *кратные единицы* и *дольные единицы*. В метрич. системах единиц кратные и дольные единицы (за исключением единиц времени и угла) образуются умножением системной единицы на 10^n, где n — целое положит. или отрицат. число. Каждому из этих чисел соответствует одна из десятичных приставок, принятых для образования наименований кратных и дольных единиц.

● Бурдун Г. Д., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967; Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977; Бурдун Г. Д., Справочник по Международной системе единиц, М., 1971; ГОСТ 8.417—81. Гос. система обеспечения единства измерений. Единицы физических величин.

ЁМКОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬ (фарадметр), прибор для измерения электрич. ёмкости. Распространены Ё. и. с электроизмерит. механизмом и Ё. и. (для более точных измерений) на основе *моста измерительного*. В обоих случаях измерение выполняется методом сравнения измеряемой ёмкости C_x с мерой ёмкости C_0, встроенной в Ё. и. Осн. часть Ё. и. с электроизмерит. механизмом — *логометр* электродинамич., ферродинамич. или др. системы, при помощи к-рого измеряется отношение токов в двух электрич. цепях, содержащих одну из ёмкостей C_0 и C_x (рис. 1).

Схема моста для измерения ёмкости изображена на рис. 2. В мостовых Ё. и.

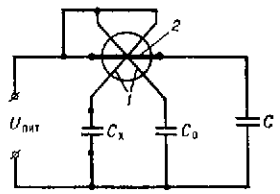


Рис. 1. Схема логометрич. измерителя ёмкости: *1* — подвижные рамки логометра; *2* — неподвижная рамка; C_x, C_0 и C — ёмкости (измеряемая, служащая для сравнения и включённая в цепь неподвижной рамки); $U_{пит}$ — напряжение питания.

последовательно или параллельно мере ёмкости подключается регулируемая мера активного сопротивления, что позволяет уравнять *углы диэлектрических потерь* плеч, содержащих C_0 и C_x. Для измерений на высоких частотах используются Ё. и., основанные

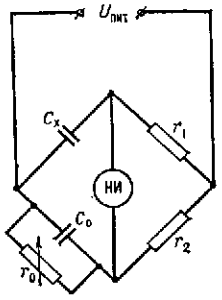


Рис. 2. Схема электрич. моста для измерения ёмкости (C_x): C_0 — ёмкость, служащая для сравнения (мера ёмкости); r_1, r_2 и r_0 — сопротивления плеч моста; НИ — нулевой индикатор.

на резонансных методах измерений. В качестве Ё. и. применяются также *куметры*.

Логометрич. Ё. и. имеют верх. предел измерений от 0,02 до 10 мкФ, осн. погрешность в % от верх. предела измерений — до 1,0%. У мостовых Ё. и. диапазон измерений от 0,001 пФ до 1000 мкФ и выше, осн. погрешность 0,05—2%. Цифровые Ё. и. обеспечивают измерения в диапазоне от 0,01 пФ до 10 мкФ, осн. погрешность — 0,2%. Техн. требования к Ё. и. стандартизованы в ГОСТе 22261—76, к мостовым Ё. и.— в ГОСТе 9486—79.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

ЁМКОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ, см. *Электрическая ёмкость*.

ЕСТЕСТВЕННО-АКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА, см. *Оптически активные вещества*.

ЕСТЕСТВЕННЫЕ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ, системы, в к-рых за основные ед. приняты фундам. физические константы, такие, напр., как гравитац. постоянная G, скорость света в вакууме c, постоянная Планка h, постоянная Больцмана k, число Авогадро N_A, заряд эл-на e, масса покоя эл-на m_e. Размер основных ед. в Е. с. е. определяется явлениями природы; этим естеств. системы принципиально отличаются от др. систем ед., в к-рых выбор ед. обусловлен требованиями практики измерений. По идее нем. физика М. Планка, впервые (1906) предложившего Е. с. е. с основными ед. h, c, G, k, она была бы независима от земных условий и пригодна для любых времён и мест Вселенной. Предложен целый ряд других Е. с. е. (Льюиса Хартри, Дирака и др.). Для Е. с. е. характерны чрезвычайно малые ед. длины, массы и времени (напр., в системе Планка соотв. $4{,}03\cdot10^{-35}$ м, $5{,}42\times\times10^{-8}$ кг и $1{,}34\cdot10^{-43}$ с) и, наоборот, громадные размеры ед. темп-ры ($3{,}63\times\times10^{32}$ К). Вследствие этого Е. с. е. неудобны для практич. измерений; кроме того, точность воспроизведения ед. на неск. порядков ниже, чем основных ед. Междунар. системы (СИ). Однако в теор. физике применение Е. с. е. позволяет упростить уравнения и даёт некоторые др. преимущества (напр., *Хартри система единиц* позволяет упростить запись уравнений *квантовой механики*).

● Долинский Е. Ф., Пилипчук Б. И., Естественные системы единиц, в кн.: Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации, в. 4, М., 1965, с. 3.

К. П. Широков.

ЕСТЕСТВЕННЫЙ СВЕТ (неполяризованный свет), *оптическое излучение* с быстро и беспорядочно изменяющимися направлениями напряжённости эл.-магн. поля, причём все направления колебаний, перпендикулярные к световым *лучам*, равновероятны. Соотв. при разложении пучка Е. с. на два линейно поляризованных пучка (см. *Поляризация света*) в любых двух взаимно перпендикулярных направлениях возникают две равные по интенсивности некогерентные (см. *Когерентность*) компоненты исходного пучка. Будучи некогерентными, вторичные пучки, сведённые вместе, не интерферируют (см. *Интерференция света*). Ми. источники света (раскалённые тела, светящиеся газы) испускают свет, близкий к Е. с., но всё же обычно в небольшой степени поляризованный. Весьма близок к Е. с. прямой солн. свет.

Ж

ЖЁСТКОПЛАСТИ́ЧЕСКОЕ ТЕ́ЛО, абстрактная (математическая) модель деформируемого тв. тела, основанная на возможности пренебречь в ряде случаев упругими деформациями тела по сравнению с пластическими. Реальное тв. тело можно рассматривать как Ж. т., если пластич. деформации не ограничены упругими деформациями окружающих частей тела (напр., при образовании шейки в образце при растяжении). В противном случае пластич. деформирование явл. стеснённым (напр., в толстостенной трубе под действием внутр. давления её внутр. часть находится в пластич. состоянии, а внешняя испытывает упругие деформации, ограничивающие величину пластич. деформаций), и понятие Ж. т. не оправдано.

Модель Ж. т. даёт идеализиров. представление о таких св-вах материалов, как пластич. течение, упрочнение, анизотропия и др.

ЖЁСТКОСТЬ, мера податливости тела деформации при заданном типе нагрузки: чем больше Ж., тем меньше деформация. В сопротивлении материалов и теории упругости Ж. характеризуется коэффициентом (или суммарным внутр. усилием) и характерной деформацией упругого тв. тела. В случае растяжения-сжатия стержня Ж. наз. коэфф. ES в соотношении $\varepsilon = P/(ES)$ между растягивающей (сжимающей) силой P и относит. удлинением ε стержня (S — площадь поперечного сечения, E — модуль Юнга, см. *Модули упругости*). При деформации *кручения* круглого стержня Ж. наз. величина GI_p, входящая в соотношение $\vartheta = M/GI_p$, где G — модуль сдвига, I_p — полярный момент инерции сечения, M — крутящий момент, ϑ — относит. угол закручивания стержня. При *изгибе* бруса Ж. EI входит в соотношение $\varkappa = M/EI$ между изгибающим моментом M (моментом норм. напряжений в поперечном сечении) и кривизной $\varkappa$ изогнутой оси бруса (I — осевой момент инерции поперечного сечения). В теории пластинок и оболочек пользуются понятием цилиндрич. Ж.: $D = Eh^3/12(1-\nu^2)$, где h — толщина пластинки (оболочки), ν — Пуассона коэфф. Ж. определяется также для нек-рых сложных конструкций.

В. С. Ленский.

ЖИ́ДКИЕ ДИЭЛЕ́КТРИКИ, жидкости, уд. электрич. сопротивление к-рых превышает 10^{10} Ом·см. В электрич. поле Ж. д. (как и тв. *диэлектрики*) характеризуются диэлектрич. проницаемостью и *диэлектрическими потерями*; в сильных полях в них происходит пробой. Носители заряда в Ж. д.— ионы. Ж. д. играют важную роль в электротехнике как электроизоляц. материалы. Они обладают более высокими электрич. прочностью, диэлектрич. проницаемостью ε и теплопроводностью по сравнению с воздухом и др. газами при атм. давлении. Особенность Ж. д.: в импульсном электрич. поле их электрическая прочность возрастает как $t^{-1/3}$ при длительности импульса $t<1$ мкс.

В кач-ве Ж. д. применяются нефтяные масла (смеси углеводородов с $\varepsilon \sim 2{,}2$--$2{,}4$ и с малым углом δ диэлектрич. потерь, у к-рых после очистки и при норм. темп-ре $\mathrm{tg}\,\delta<0{,}001$). Хлориров. углеводороды с несимметричным строением молекул (в СССР — «совол» и «совтол») явл. полярными диэлектриками с $\varepsilon \sim 3$—6. Широко применяются также синтетич. Ж. д.— кремнийорганич. и фторорганич. жидкости.

● Балыгин И. Е., Электрическая прочность жидких диэлектриков, М.—Л., 1964; Ахадов Я. Ю., Диэлектрические свойства чистых жидкостей. Справочник, М., 1972; Пикин С. А., Жидкий сегнетоэлектрик, «Природа», 1976, № 6.

А. Н. Губкин.

ЖИ́ДКИЕ КРИСТА́ЛЛЫ, особое состояние нек-рых органич. в-в, в к-ром они обладают реологич. св-вами жидкости — *текучестью*, но сохраняют определ. упорядоченность в расположении молекул и анизотропию ряда физ. св-в, характерную для тв. *кристаллов*. Открыты в 1889 австр. ботаником Ф. Рейницером и нем. физиком О. Леманом. Ж. к. наз. также мезофазами. Число хим. соединений, для к-рых найдены Ж. к., составляет неск. тысяч. Ж. к. образуются при нагревании нек-рых тв. кристаллов (мезогенных): сначала происходит фазовый переход в Ж. к. (в одну или последовательно две или большее число модификаций, см. *Полиморфизм*) и далее плавление Ж. к. в обычную изотропную жидкость. Каждая мезофаза существует в определ. температурном интервале (термотропные Ж. к.). Теплоты перехода очень малы.

Ж. к. образуют в-ва, молекулы к-рых имеют удлинённую палочкообразную форму, часто с чередованием линейных и циклич. ат. группировок. Такая форма молекул определяет приблизит. параллельность их взаимной укладки, что является осн. признаком структуры Ж. к. Различают три осн. типа Ж. к.: смектические, нематические и холестерические (рис. 1). Наименьшую упорядоченность имеют нематические Ж. к. Молекулы их параллельны, но сдвинуты вдоль своих осей одна относительно другой на произвольные расстояния (рис. 1, вверху). Сохраняется ближний порядок в «боковой» упаковке молекул (см. *Дальний и ближний порядок*). В смектических Ж. к. молекулы параллельны друг другу и расположены слоями (рис. 1, посредине). Структура холестерических Ж. к. похожа на структуру нематических, но отличается от них дополнит. закручиванием молекул в направлении, перпендикулярном их длинным осям (рис. 1, внизу). Шаг такой спиральной «сверхструктуры» может быть

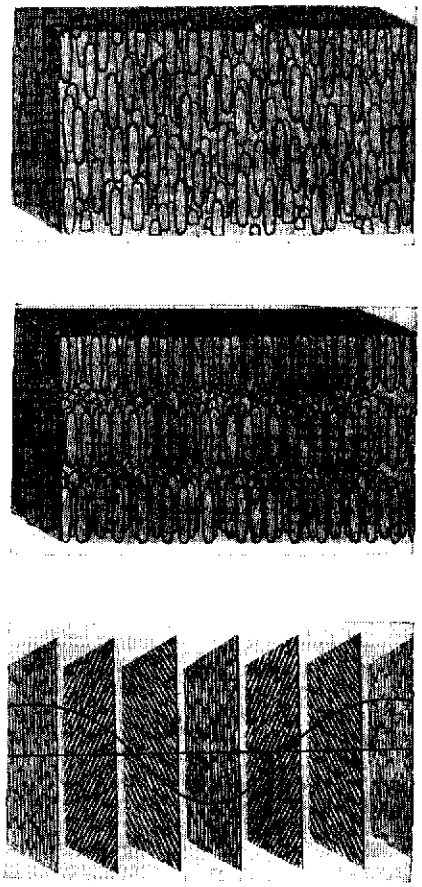
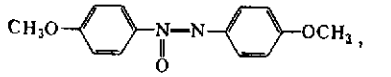


Рис. 1. Типы жидкокрист. структур: вверху — нематических; посредине — смектических; внизу — холестерических.

очень большим и достигать неск. мкм. Пример нематич. Ж. к.— параазоксианизол



существующий в мезофазе в интервале 116—136°С. Обнаружены смектич. Ж. к. нек-рых соединений и их смесей в интервале от —40 до +80°С, что рас-

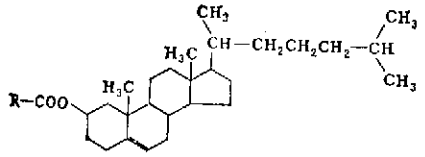
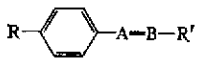


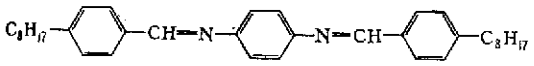
Рис. 2.

ширяет возможности практич. применения Ж. к.

Пример холестерич. Ж. к.— эфиры холестерина (рис. 2). Большую группу органич. молекул с общей ф-лой



образуют смектич. фазы, иногда испытывающие полиморфные превращения в нематические. Известны соединения, к-рые образуют неск. смектич. мезофаз с разным взаимным расположением молекул в слоях. Осн молекул могут быть перпендикулярны плоскости слоёв или наклонены к ней, могут образовывать бислой, гексагональную сетку и т. д. Так, бис-(4-Н-октилоксибензилиден)фенилендиамин



имеет четыре смектические и одну нематич. модификации.

Обнаружен также новый тип Ж. к., образуемых дискообразными молекулами, к-рые укладываются в колонки.

Теория Ж. к. основывается на сочетании принципов *симметрии кристаллов* (в отношении ближайших соседей) с законами статистич. физики. Для описания Ж. к. используются статистич. ф-ции распределения молекул по расстояниям между их центрами масс и направлениям. Параметры распределений позволяют находить рентг. структурный анализ.

Жидкокрист. упорядоченность наблюдается в определ. областях — доменах, размеры к-рых $\sim 10^{2}$—10^{-1} мм. Внеш. воздействиями, напр. электрич. или магн. полями, можно ориентировать домены и получать жидкие «монокристаллы». Каждому типу Ж. к. соответствует определ. текстура, причём для нематич. Ж. к. наиб. характерны нитеобразные, а для смектических — палочкообразные, конфокальные и ступенчатые текстуры (рис. 3, *а*, *б*, *в*, *г*, *д*). Нити в нематич. Ж. к. явл. линиями разрыва оптич. непрерывности. Они наз. д и с к л и н а ц и я м и; текстура Ж. к. определяется хар-ром расположения молекул вблизи дисклинаций.

Ж. к. обладают *анизотропией* упругости, электропроводности, магн. восприимчивости и диэлектрич. проницаемости, оптической анизотропией, сегнетоэлектрическими свойствами и др. Анизотропия магнитной восприимчивости и *диэлектрической проницаемости* приводит к переориентации оптич. оси однородно ориентированных Ж. к. в магн. и электрич. полях. Сочетание анизотропии электропроводности и диэлектрич. проницаемости в легированных Ж. к. приводит к возникновению в тонких слоях Ж. к., помещённых в электрич. поле, пространственно-периодич. структур — дифракц. решёток. При определ. условиях период структуры и интенсивность дифракц. максимумов зависят от напряжения на образце, что может быть использовано при создании управляемых дифракц. решёток. В достаточно сильных электрич. полях первоначально прозрачный образец Ж. к. может сильно рассеивать свет, становясь матово-непрозрачным. Все перечисл. эффекты обратимы — при снятии воздействия образец возвращается в исходное состояние. Исключение составляют смектич. Ж. к., обладающие большой вязкостью. Они «запоминают» воздействие надолго. Напр., сжатый (до 1 атм) однородно ориентиров. слой смектич. Ж. к. прозрачен; при сбросе давления он становится матово-непрозрачным и сохраняет это состояние. Прозрачность слоя восстанавливается при повторном сжатии образца. Этот эффект используется в пневмоавтоматике.

Холестерич. Ж. к. обладают большой *оптической активностью* (в 10^{2}—10^{3} выше, чем у органич. жидкостей и тв. кристаллов). Они резко изменяют шаг спиральной структуры и окраску при изменении темп-ры среды на доли градуса, а также при изменении состава среды на доли %.

Кроме т е р м о т р о п н ы х Ж. к., существуют л и о т р о п н ы е Ж. к., образуемые р-рами. Так, нек-рые полипептиды дают р-ры, имеющие винтовую холестерич. структуру. Наиболее сложно устроенные структуры (слоистые, дисковые, шариковые и др.) имеет система мыло — вода. Лиотропные Ж. к. образуют также липидосодержащие комплексы. Лиотропные Ж. к. системы встречаются в живых организмах — в биомембранах, миелине и т. п.

Ж. к. имеют широкое практич. применение, особенно в системах обработки и отображения информации, в к-рых используются электрооптич. св-ва Ж. к. Они применяются также

Рис. 3, *а*. Смектич. палочки, выпадающие из изотропного расплава (тёмный фон) при его охлаждении (увеличение 100—200).

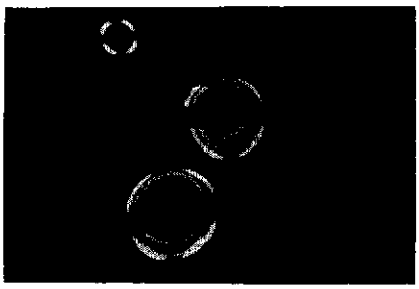


Рис. 3, *в*. Смектич. ступенчатые капли (вид сверху; на каждой округлой ступеньке видны мелкие конфокальные домены).

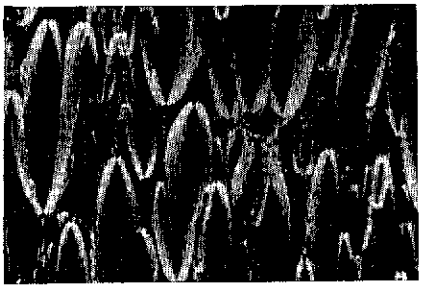


Рис. 3, *б*. Конфокальная смектич. текстура.

Рис. 3, *г*. Нематич. текстура (чёрная S-образная нить — дисклинация).

Рис. 3, *д*. Холестерич. текстура (в тонком слое н-ва начал расти тв. кристалл, к-рый расплавился при новом нагревании, но прямоугольные его контуры сохранились в текстуре).

в буквенно-цифровых индикаторах (электронные часы, микрокалькуляторы и т. д.), в различного рода управляемых экранах и пространственно-временных транспарантах, в оптич. затворах и др. светоклапанных устройствах, в оптоэлектронных приборах. Разрабатываются плоские телевиз. экраны на Ж. к. Св-во холестерич. Ж. к. изменять цвет при изменении темп-ры используется в медицине (для определения участков тела с повышенной темп-рой) и в технике (визуализация ИК, СВЧ и др. излучения, контроль кач-ва микроэлектронных схем и т. д.).

● Современная кристаллография, т. 1, М., 1979, т. 4, 1981; Жен П. Ж. де, Физика жидких кристаллов, пер. с англ., М., 1977; Блинов Л. М., Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М., 1978; Чандрасекар С., Жидкие кристаллы, пер. с англ., М., 1980; Беляков В. А., Дмитриенко В. Е., Орлов В. П., Оптика холестерических жидких кристаллов, «УФН», 1979, т. 127, в. 2; Пикин С. А., Структурные превращения в жидких кристаллах, М., 1981; Индикаторные устройства на жидких кристаллах, М., 1980.

Б. К. Вайнштейн, И. Г. Чистяков.

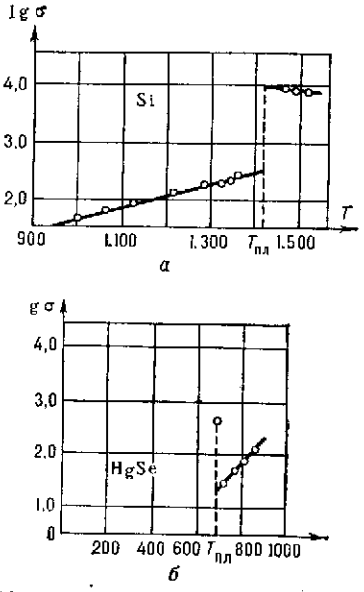
ЖИДКИЕ МЕТАЛЛЫ, непрозрачные жидкости, обладающие большими теплопроводностью и электропроводностью, а также др. св-вами, характерными для тв. *металлов*. Ж. м. явл. все расплавл. металлы и сплавы металлов с рядом металлидов. Нек-рые *полуметаллы* и *полупроводники* после плавления становятся Ж. м.: одни — сразу после плавления (Ge, Si, CaSb и др.), другие — при нагревании выше температуры плавления (сплав Fe—Se, PbFe, PbSe, ZnSb и др.). Нек-рые неметаллы (H, P, C, B) становятся Ж. м. при высоких давлениях. При атм. давлении и комнатной темп-ре жидким металлом является лишь ртуть (темп-ра плавления —38,9°С).

Носители заряда в Ж. м.— электроны. Для чистых металлов электропроводность при плавлении уменьшается примерно вдвое и при дальнейшем нагревании убывает линейно с темп-рой. Исключение составляют двухвалентные Ж. м.— их электропроводность при повышении темп-ры проходит через минимум. *Термоэдс* скачком меняется при плавлении, и для многих Ж. м. она пропорц. абс. темп-ре. Коэфф. Холла R (см. *Холла эффект*) для Ж. м. <0 и может быть приближённо вычислен по ф-ле: $R=(ne)^{-1}$, где n — электронная концентрация, e — заряд эл-на.

Т. к. теплопроводность металлов пропорц. их электропроводности и темп-ре (см. *Видемана — Франца закон*), а изменение электропроводности металлов при плавлении относительно мало, то теплопроводности тв. и жидких металлов одного порядка. Нек-рые Ж. м. сочетают значит. теплопроводность с высокой теплоёмкостью. Это позволяет использовать их в кач-ве теплоносителей. Наиболее изучены жидкие натрий и калий. Они обладают достаточно низкими точками плавления и применяются либо отдельно, либо в виде сплавов для отвода теплоты в *ядерных реакторах*.

● Ашкрофт Н., Жидкие металлы, пер. с англ., «УФН», 1970, т. 101, в. 3; Межчастичное взаимодействие в жидких металлах, М., 1979.

ЖИДКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ. Плавление мн. крист. *полупроводников* (Sb_2, S_2 и др.) сопровождается резким увеличением их электропроводности σ до значений, типичных для *металлов*



Зависимость электропроводности σ от температуры T: *а* — для Si; *б* — для HgSe.

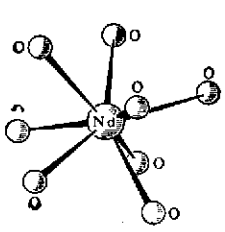
(рис., *а*). Однако для ряда ПП (напр., HgSe, HgTe, Sb_2Cl_3) характерно сохранение или уменьшение σ при плавлении и сохранение ПП хар-ра температурной зависимости σ (рис., *б*). Нек-рые из Ж. п. при дальнейшем повышении темп-ры теряют ПП св-ва и приобретают металлические (напр., сплавы Te—Se, богатые Te). Сплавы же Te—Se, богатые Se, ведут себя иначе, их электропроводность имеет чисто ПП хар-р.

В Ж. п. роль запрещённой зоны играет область энергии вблизи минимума плотности состояний в энергетич. спектре эл-нов. При достаточно глубоком минимуме в его окрестности появляется зона почти локализованных состояний носителей заряда с малой подвижностью (*псевдощель*). Если при повышении температуры происходит «схлопывание» псевдощели, Ж. п. превращается в металл.

А. Р. Регель.

● Алексеев В. А., Андреев А. А., Прохоренко В. Я., Электрические свойства жидких металлов и полупроводников, «УФН», 1972, т. 106, в. 3; Кетлер М., Жидкие полупроводники, пер. с англ., М., 1980; Полтавцев Ю. Г., Структура полупроводников в некристаллических состояниях, «УФН», 1976, т. 120, в. 4; Регель А. Р., Глазов В. М., Периодический закон и физические свойства электронных расплавов, М., 1978; их же, Физические свойства электронных расплавов, М., 1980.

ЖИДКОСТНЫЙ ЛАЗЕР, *лазер* с жидким активным в-вом. Преимущество Ж. л. перед *твердотельными лазерами* — однородность и возможность циркуляции в нём жидкости с целью её охлаждения. Это позволяет получить бо́льшие энергии и мощности излучения в импульсном и непрерывном режимах. В первых Ж. л. (1964—65) использовались р-ры редкоземельных (РЗ) хелатов — комплексных соединений, в к-рых активными явл. ионы РЗ элементов. Свет накачки поглощается окружающими РЗ атомами, обладающими широкими полосами возбуждения. Энергия, поглощённая этими атомами, быстро передаётся центральному РЗ иону (Nd, Eu), т. к. электронные облака РЗ иона и окружающих его атомов перекрываются. Большие времена жизни метастабильных уровней Eu и Nd позволяют достичь порога генерации. Однако хелаты не нашли применения в Ж. л. вследствие малой излучаемой ими энергии и их недостаточной хим. стойкости. На смену им пришли *лазеры на красителях* и на неорганич. жидкостях (смесь Nd с оксихлоридом фосфора и тетрахлоридом олова и др., рис.), их кпд ~2—5%. Ж. л., работающие на неорганических активных жидкостях, излучают большую



Один из активных центров в неорганической лазерной жидкости ($POCl_3$—$SnCl_4$—Nd^{3+}). Ядром комплекса явл. ион Nd, ближайшее окружение к-рого состоит из восьми атомов кислорода. Кислород связан с фосфором, к-рый связан с атомами хлора и др. атомами кислорода.

энергию при значит. ср. мощности. При этом они генерируют излучение с узким спектром частот.

● Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978.

М. Е. Жаботинский.

ЖИДКОСТНЫЙ ТЕРМОМЕТР, прибор для измерения *температуры*, основанный на тепловом расширении жидкости. Применяется в диапазоне темп-р от —200 до 750°С. Ж. т. представляет собой прозрачный стеклянный (редко кварцевый) резервуар с припаянным к нему капилляром (из того же материала). Шкала в °С наносится либо на толстостенный капилляр (т. н. палочный Ж. т.), либо на пластинку, жёстко соединённую с ним (Ж. т. с наружной шкалой). Ж. т. с вложенной шкалой (напр., медицинский) имеет внешний стеклянный (кварцевый) чехол. Шкалы имеют цену деления от 10 до 0,01°С. Термометрич. жидкость заполняет весь резервуар и часть капилляра. В зависимости от диапазона измерений Ж. т. заполняют

пентаном (для измерения темп-р от —200 до 35°С), этиловым спиртом (от —80 до 70°С), керосином (от —20 до 300°С), ртутью (от —35 до 750°С) и др. Наиболее распространены ртутные Ж. т., т. к. ртуть остаётся жидкой в диапазоне темп-р от —38 до 356°С при норм. давлении и до 750°С при небольшом повышении давления (для чего капилляр заполняют азотом). Галлиевый Ж. т. позволяет измерять темп-ру в диапазоне от 30 до 1200°С. Ж. т. изготавливают из определ. сортов стекла и подвергают спец. термич. обработке (старению), устраняющей смещение нулевой точки шкалы, связанное с многократным повторением нагрева и охлаждения термометра (поправку на смещение нуля шкалы необходимо вводить при точных измерениях). Точность Ж. т. определяется ценой делений его шкалы. Для обеспечения требуемой точности и удобства применения пользуются Ж. т. с укороченной шкалой; наиб. точные из них имеют на шкале точку 0°С независимо от нанесённого на ней температурного интервала. Точность измерений зависит от глубины погружения Ж. т. в измеряемую среду. Погружать Ж. т. следует до отсчитываемого деления шкалы или до спец. нанесённой на шкале черты (хвостовые Ж. т.). Если это невозможно, следует вводить температурную поправку на выступающий столбик.

● См. лит. при ст. *Термометрия.*

Д. И. Шаревская.

ЖИДКОСТЬ, агрегатное состояние в-ва, промежуточное между твёрдым и газообразным. Ж. присущи нек-рые черты твёрдого тела (сохраняет свой объём, образует поверхность, обладает определ. прочностью на разрыв) и газа (принимает форму сосуда, в к-ром находится, может непрерывно переходить в газ); в то же время она обладает рядом только ей присущих особенностей, из к-рых наиб. характерная — *текучесть.*

По хим. составу различают однокомпонентные, или чистые, Ж. и двух- или многокомпонентные жидкие смеси (р-ры). По физ. природе Ж. делятся на н о р м а л ь н ы е (обычные) Ж., *жидкие кристаллы* с сильно выраженной анизотропией и *квантовые жидкости* (жидкие ^{4}He, ^{3}He и их р-ры). Нормальные чистые Ж. имеют только одну жидкую фазу, ^{4}He может находиться в двух жидких фазах — нормальной и сверхтекучей, ^{3}He — в нормальной и двух сверхтекучих, а жидкокрист. в-ва — в нормальной и одной или даже неск. анизотропных фазах.

Норм. Ж. макроскопически однородны и изотропны при отсутствии внеш. воздействий. Эти св-ва сближают Ж. с газами, но резко отличают их от анизотропных крист. тв. тел. Аморфные тв. тела (напр., стёкла) явл. переохлаждёнными Ж. (см. *Аморфное состояние*) и отличаются от обычных Ж. существенно большей *вязкостью* и числ. значениями кинетич. хар-к.

Область существования нормальной жидкой фазы для чистых Ж., жидкого ^{4}He и жидких кристаллов ограничена со стороны низких темп-р T фазовыми переходами соотв. в твёрдое (кристаллизацией), сверхтекучее и жидкоанизотропное состояние. При давлениях p ниже критич. давления $p_к$ нормальная жидкая фаза ограничена со стороны высоких T фазовым переходом в газообразное состояние — *испарением.* При давлениях $p>p_к$ фазовый переход отсутствует и по физ. св-вам Ж. в этой области неотличима от плотного газа. Наивысшая темп-ра $T_к$, при к-рой ещё возможен фазовый переход жидкость — газ, наз. критической. Значения $p_к$ и $T_к$ определяют критич. точку чистой Ж., в к-рой св-ва Ж. и газа становятся тождественными. Наличие критич. точки для фазового перехода жидкость — газ позволяет осуществить непрерывный переход из жидкого состояния в газообразное, минуя область, где газ и Ж. сосуществуют (см. *Критическое состояние*).

При нагревании или уменьшении плотности св-ва Ж. (теплопроводность, вязкость, самодиффузия и др.), как правило, меняются в сторону сближения со св-вами газов. Вблизи же темп-ры кристаллизации большинство св-в норм. Ж. (плотность, сжимаемость, теплоёмкость, электропроводность и др.) близки к таким же св-вам соответствующих тв. тел. Ниже приведены значения теплоёмкости (в Дж/кг·К) при пост. давлении (c_p) нек-рых в-в в твёрдом и жидком состояниях при темп-ре кристаллизации:

	Na	Hg	Pb	Zn	Cl	NaCl
Твёрдое состояние	1382	138	146	461	1620	1405
Жидкое состояние	1386	138	155	542	1800	1692

Малое различие этих теплоёмкостей показывает, что тепловое движение в Ж. и тв. телах вблизи темп-ры кристаллизации имеет примерно одинаковый хар-р.

Наличие сильного *межмолекулярного взаимодействия* обусловливает существование *поверхностного натяжения* на границе Ж. с любой другой средой. Влияние поверхностного натяжения на равновесие и движение свободной поверхности Ж., границ Ж. с тв. телами или границ между несмешивающимися Ж. относится к области *капиллярных явлений.*

Характерная величина, определяющая фазовое состояние в-ва, $\varepsilon(T, p)$ — отношение ср. потенц. энергии вз-ствия молекул к их ср. кинетич. энергии, зависящее от T и p. Для Ж. $\varepsilon(T, p)\sim 1$, это означает, что интенсивности упорядочивающих межмол. вз-ствий и разупорядочивающего теплового движения молекул имеют сравнимые значения, чем и определяется вся специфичность жидкого состояния в-ва [для тв. тел $\varepsilon(T, p)\gg 1$, для газов $\varepsilon(T, p)\ll 1$]. Тепловое движение молекул Ж. состоит из сочетания коллективных колебат. движений того же типа, что и в крист. телах, и происходящих время от времени скачков молекул из одних временных положений равновесия (центров колебаний) в другие. Каждый скачок происходит при сообщении молекуле энергии активации, достаточной для разрыва её связей с окружающими молекулами и перехода в окружение др. молекул. В результате большого числа таких скачков молекулы Ж. более или менее быстро перемешиваются (происходит самодиффузия, к-рую можно наблюдать, напр., методом меченых атомов). Характерные частоты скачков составляют 10^{11}—10^{12} $с^{-1}$ для низкомол. Ж., много меньше — для высокомолекулярных, а в отд. случаях, напр. для сильновязких Ж. и стёкол, могут оказаться чрезвычайно низкими.

Колебат. часть теплового движения ч-ц Ж. может быть описана с помощью набора дебаевских волн, к-рые могут проявляться в спектрах *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния* и рассеяния нейтронов. Неупорядоченная часть движения молекул, связанная гл. обр. с тепловым трансляц. движением, проявляется в спектрах рассеянных жидкостью пучков света или нейтронов в виде дополнительной несмещённой довольно интенсивной компоненты, отсутствующей у кристаллов. Термодинамич. теория рассеяния света объясняет её как результат рассеяния света на флуктуациях *энтропии.* Изучение спектров рассеянных света и нейтронов явл. мощным инструментом исследования поляризационных и др. коллективных движений в Ж.

При наличии внеш. силы, сохраняющей своё направление более длит. время, чем интервалы между скачками, молекулы перемещаются в ср. в направлении этой силы. Т. о., статич. или НЧ механич. воздействия приводит к проявлению текучести Ж. как суммарному эффекту от большого числа мол. переходов между временными положениями равновесия. При частоте воздействий, превышающей характерные частоты мол. скачков, у Ж. наблюдаются упругие эффекты (напр., сдвиговая упругость), типичные для тв. тел.

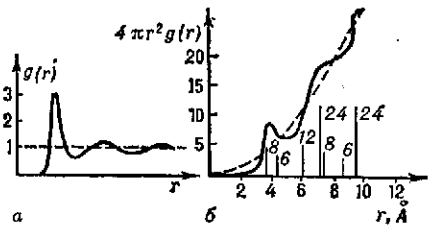
В рамках мол. теории однородность и изотропность нормальных Ж. объясняется отсутствием у них дальнего порядка во взаимных положениях и ориентациях молекул (см. *Дальний и ближний порядок*). Положения и ориентации двух или более молекул, расположенных далеко друг от друга, оказываются статистически независимыми. В жидких кристаллах дальний порядок наблюдается лишь в ориента-

ции молекул, но отсутствует в расположении их центров масс.

Ж. иногда разделяют на неассоциированные и ассоциированные, в соответствии с простотой или сложностью их термодинамич. св-в. Предполагается, что в ассоциированных Ж. есть сравнительно устойчивые группы молекул — комплексы, проявляющие себя как одно целое. Существование подобных комплексов в нек-рых р-рах доказывается прямыми физ. методами. Наличие устойчивых ассоциаций молекул в однокомпонентных Ж. недостоверно.

Основой совр. мол. теорий жидкого состояния послужило эксперим. обнаружение методами *рентгеновского структурного анализа* и *нейтронографии* ближнего порядка в Ж.— согласования (корреляции) во взаимных положениях и ориентациях близко расположенных групп, состоящих из двух, трёх и большего числа молекул. Эти статистич. корреляции, определяющие мол. структуру жидкости, простираются на область протяжённостью порядка неск. межат. расстояний и исчезают для далеко расположенных друг от друга ч-ц (отсутствие дальнего порядка).

По структуре и способам описания Ж. делят на простые и сложные. К первому классу относят однокомпонентные атомарные жидкости (жидкие чистые металлы, сжиженные инертные газы и, с нек-рыми оговорками, Ж. с малоат. симметричными молекулами, напр. CCl_4). Для описания их св-в достаточно указать взаимное расположение атомов. Для простых Ж. результаты рентгеноструктурного или



Вид радиальной ф-ции распределения $g(r)$ для жидкого натрия (в условных ед.): *а* — распределение ч-ц в зависимости от расстояния r; *б* — число ч-ц в тонком сферич. слое как ф-ции расстояния r (вертикальные отрезки — положения атомов в крист. натрии, числа при них — кол-во атомов в соответствующих координац. сферах, т. н. координац. числа). Пунктиром показано распределение атомов при отсутствии упорядоченности в их расположении (газ).

нейтронографич. анализа могут быть выражены с помощью т. н. радиальной функции распределения $g(r)$ (рис.). Эта ф-ция характеризует распределение ч-ц вблизи произвольно выбранной ч-цы, т. к. значения $g(r)$ пропорц. вероятности нахождения двух ч-ц на нек-ром заданном расстоянии r друг от друга. Ход кривой $g(r)$ свидетельствует о существовании определ. упорядоченности в простой Ж.— в ближайшее окружение каждой ч-цы входит в среднем определ. число ч-ц. Для каждой Ж. детали ф-ции $g(r)$ незначительно меняются с изменением T и p. Расстояние до первого пика определяет ср. межат. расстояние, а по площади под первым пиком можно установить ср. число «соседей» атома в Ж. (ср. *координационное число*). В большинстве случаев эти хар-ки вблизи линии плавления оказываются близкими к тем же величинам в соответствующем кристалле, однако, в отличие от кристалла, они явл. не постоянными числами, а изменяющимися во времени, и по графику устанавливаются лишь их ср. значения. При сильном нагревании Ж. и приближении её к газовому состоянию ход ф-ции $g(r)$ сглаживается соотв. уменьшению степени ближнего порядка. В разреженном газе $g(r) \approx 1$. Для сложных Ж. и для жидких смесей расшифровка результатов структурных исследований более трудна и во мн. случаях полностью не может быть осуществлена. Исключение составляют вода и нек-рые другие низкомол. Ж., для к-рых имеются довольно полные исследования и описания их статистич. структуры. Ф-ция $g(r)$ может быть определена методом функций Грина или с помощью разл. приближённых интегр. ур-ний.

Теория кинетич. и динамич. св-в Ж. (диффузии, вязкости, динамики флуктуаций и т. д.) разработана менее полно, чем теория равновесных св-в (ур-ния состояния, теплоёмкости и др.).

В теории Ж. большое развитие получили числ. методы, позволяющие рассчитывать св-ва простых Ж. с помощью быстродействующих ЭВМ — методы Монте-Карло и мол. динамики. Наибольший интерес представляет метод мол. динамики, непосредственно моделирующий на ЭВМ совместное тепловое движение большого числа молекул (при заданном законе их вз-ствия) и по прослеженным траекториям многих отд. ч-ц восстанавливающий все необходимые статистич. сведения о системе. Таким путём получены точные теор. результаты относительно структуры и термодинамич. св-в многих простых Ж.

Отд. проблему составляет вопрос о структуре и св-вах простых Ж. в непосредств. окрестности критич. точки. Большие успехи здесь достигнуты методами теории подобия (гипотеза масштабной инвариантности).

Отд. проблему составляет вопрос о структуре и св-вах *жидких металлов*, на к-рые значит. влияние оказывают имеющиеся в них коллективизиров. эл-ны. Несмотря на нек-рые успехи, полной электронной теории жидких металлов ещё не существует. Значительные (пока ещё не преодолённые) трудности встретились при объяснении св-в жидких ПП.

Основные методы исследований жидкости. Многочисленные макроскопич. св-ва Ж. изучаются методами механики, физики и физ. химии. Равновесные механич. и тепловые св-ва Ж. (сжимаемость, теплоёмкость и др.) изучаются термодинамич. методами. Важнейшей задачей явл. нахождение *уравнения состояния* для давления и энергии как ф-ции от плотности и темп-ры, а в случае р-ров — и от концентраций компонентов. Знание ур-ния состояния позволяет методами термодинамики установить многочисл. связи между разл. механич. и тепловыми хар-ками Ж. Имеется большое число эмпирич., полуэмпирич. и приближённых теор. ур-ний состояния для разл. индивидуальных жидкостей и их групп.

Неравновесные тепловые и механич. процессы в Ж. (напр., диффузия, теплопроводность, электропроводность), особенно в смесях и при наличии хим. реакций, изучаются методами термодинамики необратимых процессов.

Механич. движения Ж. как сплошной среды изучаются в *гидродинамике*. Важнейшее значение имеет *Навье — Стокса уравнение*, описывающее движение вязкой Ж. У т. н. ньютоновских Ж. (вода, низкомолекулярные органич. Ж., расплавы солей и др.) *вязкость* не зависит от режима течения (в условиях ламинарного течения, когда *Рейнольдса число* $R < R_{критич}$), в этом случае вязкость явл. физ.-хим. постоянной, определяемой мол. природой Ж. и её состоянием (её T и p). У неньютоновских (структурно-вязких) Ж. вязкость зависит от режима течения даже при малых R (жидкие полимеры, стёкла в интервале размягчения, эмульсии и др.). Св-ва неньютоновских Ж. изучает *реология*. Специфич. особенности течения жидких металлов, связанные с их электропроводностью и подверженностью влиянию магнитных полей, изучаются в *магнитной гидродинамике*. Приложения методов гидродинамики к задачам мол. физики жидкостей изучаются в физ.-хим. гидродинамике.

● Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Фишер И. З., Статистическая теория жидкостей, М., 1961; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, М., 1953; их же, Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Скрышевский А. Ф., Рентгенография жидкостей, К., 1966; Физика простых жидкостей. Экспериментальные исследования, пер. с англ., М., 1973; Крокстон К., Физика жидкого состояния, пер. с англ., М., 1978; Физика простых жидкостей. Статистическая теория, пер. с англ., М., 1971; Динамические свойства твердых тел и жидкостей, пер. с англ., М., 1980; Марч Н., Тоси М., Движение атомов жидкости, пер. с англ., М., 1980. *Н. Н. Коваленко, И. З. Фишер.*

ЖУКО́ВСКОГО ТЕОРЕ́МА, теорема о *подъёмной силе*, действующей на тело, находящееся в плоскопараллельном потоке жидкости или газа. Сформулирована Н. Е. Жуковским в 1904. Согласно этой теореме, подъёмная

сила обусловлена связанными с обтекаемым телом вихрями (т. н. *присоединёнными вихрями*), причиной возникновения которых является вязкость жидкости. Наличие этих вихрей приводит к обтеканию крыла потоком с отличной от нуля *циркуляцией скорости*.

Если установившийся плоскопараллельный потенц. поток (см. *Потенциальное течение*) несжимаемой жидкости набегает на бесконечно длинный цилиндр перпендикулярно его образующим, то на участок цилиндра, имеющий длину вдоль образующей, равную единице, действует подъёмная сила Y, равная произведению плотности ρ среды на скорость v потока на бесконечности и на циркуляцию Γ скорости по любому замкнутому контуру, охватывающему обтекаемый цилиндр, т. е. $Y=\rho v\Gamma$. Направление подъёмной силы можно получить, если направление вектора скорости на бесконечности повернуть на прямой угол против направления циркуляции. Ж. т. справедлива и при дозвук. обтекании профиля сжимаемой жидкостью (газом). Для звук. и сверхзвуковой скоростей обтекания Ж. т. в общем виде не может быть доказана.

Ж. т. легла в основу совр. теории крыла и гребного винта. С помощью Ж. т. могут быть вычислены подъёмная сила крыла конечного размаха, тяга гребного винта, сила давления на лопатку турбины или компрессора и др.

● Жуковский Н. Е., О присоединенных вихрях. Полн. собр. соч., т. 5, М.—Л., 1937; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Фабрикант Н. А., Аэродинамика, М., 1964.

g-ФАКТОР, то же, что *Ланде множитель*.

G-ЧЁТНОСТЬ (**же-чётность**, G), одно из квант. чисел адронов, обладающих нулевыми значениями *барионного заряда* (B), *странности* (S), „*очарования*“ (C), „*красоты*“ (b). К таким адронам относятся, напр., π-, η-, ω-, φ-, J/ψ-мезоны. Существование G-ч. вытекает из *изотопической инвариантности* и инвариантности относительно *зарядового сопряжения*, характерных для адронов. Рассмотрим, напр., π^+-мезон. При зарядовом сопряжении он переходит в π^- (т. е. в ч-цу с другой волн. ф-цией). Если, однако, воспользовавшись изотопич. инвариантностью, «повернуть» ч-цу в «изотопич. пр-ве» так, что π^- заменится на π^+, то при совместном действии обоих преобразований π^+ переходит сам в себя. То же справедливо и для др. адронов с $S=B=C=b=0$, а также для систем адронов с нулевыми суммарными значениями этих квант. чисел, напр. $K\bar{K}$, $N\bar{N}$. При этом волн. ф-ция ч-цы или системы либо вовсе не меняется, либо изменяет знак. В 1-м случае говорят, что G-ч. положительна (+1), во 2-м отрицательна (—1). Напр., π-, ω-, J/ψ-мезоны имеют отрицательную G-ч., а ρ- и η-мезоны — положительную. Для *истинно нейтральных частиц* $G=C(-1)^I$, где C — *зарядовая чётность*, I — изотопич. спин ч-цы. G-ч. системы ч-ц, каждая из к-рых имеет определ. значение G-ч., равна произведению G-ч. отдельных ч-ц. Инвариантность сильного вз-ствия относительно зарядового сопряжения и изотопич. инвариантности приводит к сохранению G-ч. системы в любых процессах, вызванных сильным вз-ствием. Аналогично зарядовой чётности G-ч. обусловливает ряд запретов на протекание реакций (в т. ч. распады ч-ц), происходящих в результате сильного вз-ствия. Напр., ρ-мезон с положит. G-ч. может распадаться на два π-мезона, а ω-мезон с отрицат. G-ч.— только на три π-мезона.

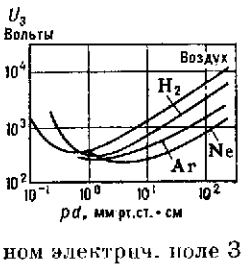
● См. лит. при ст. *Элементарные частицы*.
С. С. Герштейн.

З

ЗАГЛУШЁННАЯ КАМЕРА, специально оборудованное помещение для акустич. измерений в условиях, приближающихся к условиям свободного открытого пр-ва (в свободном звук. поле). Стены, пол и потолок З. к. покрываются звукопоглощающими материалами, обеспечивающими практически полное отсутствие отражённых звук. волн. В совр. З. к. заглушающая отделка состоит из клиньев лёгкого пористого материала (стекловолокна), прикреплённых основаниями к стенам. В З. к. большого размера удаётся получить поглощение до 99% энергии звук. волны в диапазоне частот от 50—70 Гц до самых высоких слышимых частот.

В З. к. проводятся: градуировка измерит. микрофонов, испытания громкоговорителей, исследования шума машин, трансформаторов и др. объектов, определение порога слышимости и др. измерения для целей физиол. акустики.

ЗАЖИГАНИЯ ПОТЕНЦИАЛ, наименьшая разность потенциалов между электродами в газе, необходимая для возникновения самостоят. разряда, т. е. разряда, поддержание к-рого не требует наличия внеш. ионизаторов. Самостоят. разряд поддерживается за счёт процессов *ионизации* в межэлектродном промежутке и в результате электронной эмиссии с катода; интенсивность этих процессов возрастает с увеличением разности потенциалов между электродами. З. п. равен той разности потенциалов, при к-рой интенсивность процессов ионизации оказывается достаточной для того, чтобы каждая заряж. ч-ца до своего «исчезновения» рождала подобную же ч-цу. Величина З. п. зависит от природы и давления p газа, от материала, формы, состояния поверхности электродов и от расстояния d между ними. В однородном электрич. поле З. п. зависит от общего числа атомов газа в промежутке между электродами, т. е. от произведения pd (см. *Пашена закон*). Для разл. газов кривые Пашена приведены на рисунке. Сильное влияние на величину З. п. оказывает наличие даже незначит. примесей к осн. газу, заполняющему систему (см. *Пеннинга эффект*), а также образование на поверхности катода тонких плёнок чужеродных атомов. Действие внеш. ионизирующих факторов (напр., радиоакт. излучения) в разрядном промежутке или на поверхностях электродов снижает З. п. См. также ст. *Электрические разряды в газах* и лит. при ней.



Зависимость потенциала зажигания $U_з$ от pd для разл. газов (p — в мм рт. ст., d — в см).

ЗАМЕДЛЕ́НИЕ НЕЙТРО́НОВ, уменьшение кинетич. энергии нейтронов в результате многократных столкновений их с ат. ядрами. Механизм З. н. зависит от энергии нейтронов. Достаточно быстрые нейтроны расходуют энергию гл. обр. на возбуждение ядер. При уменьшении энергии соударения нейтрона с ядром становятся упругими. При одном упругом соударении нейтрон теряет в ср. долю своей энергии, тем большую, чем легче ядро (для водорода — половину). Последний этап З. н., наз. термализацией, заканчивается установлением равновесия между нейтронным газом и замедляющей средой. Образующиеся тепловые нейтроны играют важную роль в науке и технике, и прежде всего в ядерном реакторостроении (см. *Ядерный реактор*).

● См. лит. при ст. *Нейтронная физика*.

ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕ́МА (замедляющая структура), устройство, формирующее и направляющее медленные эл.-магн. волны, фазовая скорость к-рых меньше скорости света c. С медленными волнами возможно синхрон-

ное вз-ствие движущихся заряж. ч-ц, что и определяет осн. применение З. с.: в сепараторах и ускорителях заряж. ч-ц, в электронных приборах СВЧ, осциллографич. трубках и др. З. с. применяется также в кач-ве согласующих элементов в *антеннах*.

В кач-ве З. с. используются диэлектрич. *радиоволноводы*, канализирующие поверхностные волны, и обычные волноводы, заполненные средой с большой диэлектрич. ε и магнитной μ

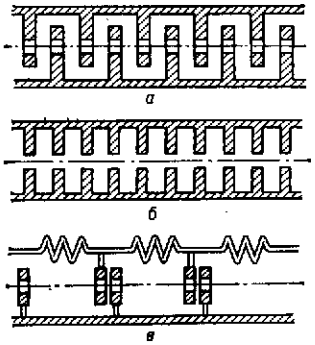


Рис. 1. Периодические замедляющие системы: *а* — встречно-штыревого типа; *б* — типа диафрагмированного волновода; *в* — типа фильтра нижних частот. Пунктир — ось пролётного канала.

проницаемостями. Однако такие З. с. (регулярные) применяются редко (в осн. в антеннах) из-за невозможности больших замедлений волн при малых потерях энергии. Более употребительны периодич. З. с. (рис. 1), в к-рых замедление обусловлено переизлучением поля на периодически (с периодом d) расположенных препятствиях или искажениях формы боковой поверхности (перегородки, диафрагмы, гофрировка и т. п.). При этом амплитуда волны $A(z)$ испытывает периодическую пространств. модуляцию (теорема Флоке):

$$A(z+d)\,e^{i(\omega t-kz)}=A(z)\,e^{i[\omega t-k(z-d)]},$$

где ω—частота, k — *волновое число*. Разложение периодич. ф-ции $A(z)$ в ряд Фурье позволяет представить это эл.-магн. поле в виде бесконечного набора пространств. гармоник

$$A(z)\,e^{i(\omega t-kz)}=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}A_n e^{i\omega(t-z/v_n)},$$

бегущих с разл. фазовыми скоростями $v_n=\omega/k+2\pi n/d$.

Заряж. ч-цы, движущиеся в периодич. З. с. со скоростью v_n, синхронно взаимодействуют с той гармоникой, скорость к-рой близка к скорости ч-ц v_n. Роль же др. гармоник несущественна, т. к. в среднем (за период колебаний) они не обмениваются энергией с ч-цами. Периодич. З. с. свойственно наличие частотных полос запирания ($\omega d/v\approx m\pi$, $m=\pm1$, ±2), когда k оказывается комплексной величиной. Прохождение волны через З. с., если её частота находится внутри полосы запирания, возможно только благодаря *туннельному эффекту*.

В электронных СВЧ приборах и др. устройствах применяются спиральные З. с. (рис. 2), обладающие малой дисперсией. Это проводник, намотанный по винтовой линии (однозаходная спираль). Замедление волн в такой спирали не зависит от частоты ω волны и определяется только геом. параметрами — отношением длины витка спирали (l) к его шагу (h): $c/v=l/h$. Это

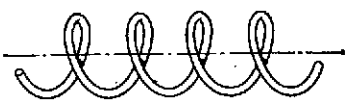


Рис. 2. Однозаходная спиральная замедляющая система.

связано с увеличением пути прохождения волны, распространяющейся со скоростью света вдоль провода и как бы замедленно — вдоль оси спирали. Одновременно происходит и уменьшение групповой скорости, что используется в линиях задержки импульсных сигналов. Часто применяются также и многозаходные спиральные З. с., в к-рых число замедленных мод равно числу заходов в спирали.

● Силин Р. А., Сазонов В. П., Замедляющие системы, М., 1966; Справочник по диафрагмированным волноводам, М., 1969; Фрадин А. З., Антенно-фидерные устройства, М., 1977.

Н. Ф. Ковалёв.

ЗАМЕЩЁНИЯ МЕТОД ИЗМЕРЕ́НИЙ, приём исключения систематич. *погрешностей измерений*, вызываемых погрешностями измерит. прибора, служащего для сравнения измеряемой величины с мерой. При З. м. и. значение измеряемой величины находят не непосредственно по показанию измерит. прибора, а по значению меры, подбираемой или регулируемой так, чтобы при замещении ею измеряемой величины показания измерит. прибора остались прежними. Напр., при взвешивании тела на рычажных весах его снимают с чашки и замещают гирями, суммарная масса к-рых равна массе тела, при этом весы дадут прежнее показание (метод Борда, см. *Взвешивание*). З. м. и. широко применяется при измерениях электрич. величин, для к-рых созданы меры (напр., сопротивления, ёмкости, индуктивности, см. *Меры электрических величин*).

К. П. Широков.

ЗАПА́ЗДЫВАНИЕ ТЕКУ́ЧЕСТИ (задержка текучести), явление, к-рое характеризуется тем, что при мгновенном (очень быстром) приложении напряжения, превышающего предел текучести при статическом (очень медленном) нагружении, пластич. деформация возникает не тотчас, а по истечении нек-рого промежутка времени — т. н. периода З. т. Если напряжение снято до истечения периода З. т., остаточных деформаций не возникает, т. е. в течение периода З. т. материал деформируется упруго. Чем больше приложенное напряжение, тем меньше период З. т. Величина периода З. т. изменяется от неск. мс при напряжении порядка (и выше) статич. предела прочности до неск. мин при напряжениях порядка статич. предела текучести. З. т. чётко выражено в материалах, у к-рых на диаграмме растяжения есть площадка текучести (см. *Предел текучести*). Изучение З. т. важно для оценки прочности конструкций при воздействии на них динамич. нагрузок (ударов, взрывов и т. п.).

В. С. Ленский.

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИА́ЛЫ, потенциалы эл.-магн. поля, учитывающие запаздывание изменений поля в данной точке пр-ва по отношению к изменению зарядов и токов, создающих поле и находящихся на нек-ром расстоянии от рассматриваемой точки.

Потенциалы электромагнитного поля характеризуют это поле наряду с напряжённостями электрич. и магн. полей ($\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$). Если в момент времени t происходит изменение распределения зарядов или токов, то на расстоянии R от них, вследствие конечности скорости c распространения эл.-магн. поля, это изменение проявится с нек-рым запозданием. Поэтому в рассматриваемой точке значение потенциалов эл.-магн. поля в момент t определяется плотностями тока и заряда источника поля в момент времени $\tau=t-R/c$, где R/c — время запаздывания. Если заряды и токи непрерывно распределены в нек-ром объёме пр-ва, то З. п. определяются интегрированием по этому объёму элементарных З. п., создаваемых зарядами и токами в отдельных очень малых его областях.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976.

ЗАПА́С ПРО́ЧНОСТИ в сопротивлении материалов, определяет соотношение между расчётной нагрузкой, обеспечивающей безопасную эксплуатацию конструкции или сооружения, и макс. нагрузкой, к-рая теоретически допустима. В зависимости от назначения объекта и условий его функционирования пользуются разл. определениями и значениями коэфф. З. п.

1) Коэфф. З. п. по напряжениям — отношение допустимого напряжения (предела прочности, предела текучести, предела выносливости при перем. нагрузках) к наибольшему напряжению при заданном типе нагрузок.

2) Коэфф. З. п. по предельным нагрузкам — отношение нагрузки, при к-рой конструкция теряет несущую способность, к расчётной нагрузке.

3) Коэфф. З. п. по предельной деформации — отношение нагрузки, вызывающей в конструкции в целом или в к.-л. её элементе максимально допустимую характерную деформацию (прогиб, изменение расстояния между узлами и т. п.), к расчётной нагрузке.

Назначение коэфф. З. п.— учитывать механич. св-ва материала, веро-

ятность возникновения случайных перегрузок, степень достоверности расчёта и исходной информации, возможность непредвиденных дефектов (усадочные раковины, выбонны и др.). Выбор значения коэфф. З. п. учитывает необходимость экономии материала и в ряде случаев связан с проблемой создания конструкции мин. веса (напр., косм. аппаратов, самолётов). Наименьшими значениями коэфф. З. п. пользуются в объектах разового кратковременного назначения; наибольшими — в конструкциях долговременного использования, особенно при динамич. нагрузках. *В. С. Ленский.*

ЗАПА́С УСТО́ЙЧИВОСТИ, определяет степень удалённости величины действующих на конструкцию нагрузок от их предельных, критич. значений, при к-рых происходит потеря устойчивости и несущая способность конструкции исчерпывается (см. *Устойчивость упругих систем*). Отношение критич. нагрузки к фактически действующей на конструкцию наз. коэфф. З. у. Выбор надлежащего З. у. затруднён тем, что невозможно точно учесть ряд факторов, влияющих на величину критич. нагрузок. Напр., для наиболее полно изученного случая — потери устойчивости продольно сжатым стержнем — такими факторами явл. нецентральность приложения нагрузки, нач. кривизна стержня и неоднородность материала. При расчёте реальных условий работы конструкций влияние дополнит. факторов обычно компенсируют введением поправочного коэфф., учитывающего вероятность наличия дефектов.

ЗАПИРА́ЮЩИЙ СЛО́Й, область в *полупроводнике* вблизи контакта с металлом или с ПП другого типа проводимости (см. *Электронно-дырочный переход*), обеднённая осн. носителями. Толщина З. с. d в случае p — n-перехода равна:

$$d=\sqrt{\frac{\varepsilon(U-U_к)}{2\pi e}\,\frac{p_0+n_0}{p_0 n_0}}\,, \qquad (*)$$

где e — заряд эл-на, ε — диэлектрич. проницаемость, $U_к$ — *контактная разность потенциалов*, U — внеш. напряжение, n_0 — концентрация эл-нов проводимости в n-области, p_0 — концентрация дырок в p-области. Напр., для p — n-перехода в Si, где $U_к=1$ В при $n_0=p_0\approx10^{15}$, $d=2$ мкм. Для контакта металл — электронный ПП или металл — дырочный ПП d определяется по ф-ле (*), в к-рой положено $p_0\ll n_0$ или $p_0\gg n_0$.

● Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. *Э. М. Эпштейн.*

ЗАПРЕЩЁННАЯ ЗО́НА (энергетическая щель), область значений энергий, к-рые не могут иметь эл-ны в *идеальном кристалле* (см. *Зонная теория*). У *полупроводников* и *диэлектриков* под З. з. обычно понимают область энергий между верх. уровнем (потолком) *валентной зоны* и ниж. уровнем (дном) *проводимости зоны*.

ЗАПРЕЩЁННЫЕ ЛИНИИ, спектральные линии в *спектрах оптических* атомов (и др. квант. систем), появляющиеся при нарушении *отбора правил*. Возникают при запрещённых излучательных квантовых переходах из возбуждённого метастабильного состояния в нормальное. Вероятность таких переходов не равна нулю, но значительно ниже вероятности разрешённых переходов, поэтому интенсивность их значительно меньше интенсивности разрешённых линий. Чаще же квант. система переходит из возбуждённого метастабильного состояния в нормальное без излучения, теряя энергию возбуждения в результате столкновит. процессов. Однако в разреженных газах, где ср. промежуток времени между столкновениями ч-ц сравним с *временем жизни* атома на метастабильном уровне или больше него, атом может перейти в норм. состояние до столкновения, испуская при этом фотон. Такие переходы обусловливают появление интенсивных З. л. в спектрах космических газовых туманностей, верхних слоёв атмосферы и др.

ЗАРЯД ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ, см. *Электрический заряд*.

ЗАРЯД ЭЛЕМЕНТА́РНЫЙ, см. *Элементарный электрический заряд*.

ЗАРЯДА СОХРАНЕ́НИЯ ЗАКО́Н, один из фундаментальных строгих законов природы, состоящий в том, что алгебр. сумма электрич. зарядов любой замкнутой (электрически изолированной) системы остаётся неизменной, какие бы процессы ни происходили внутри этой системы. Установлен в 18 в.

Открытие эл-на, являющегося носителем отрицат. электрич. заряда, и протона, обладающего таким же по величине положит. зарядом, доказало, что электрич. заряды существуют не сами по себе, а связаны с ч-цами (заряд является внутр. св-вом ч-ц). Позднее были открыты и др. элем. ч-цы, несущие положит. или отрицат. заряд, равный по величине заряду эл-на. Т. о., электрич. заряд дискретен: заряд любого тела составляет целое кратное от *элементарного электрического заряда*.

Поскольку каждая ч-ца характеризуется определённым, присущим ей электрич. зарядом, в области физ. явлений, в к-рой не происходит взаимопревращений ч-ц, З. с. з. можно рассматривать как следствие сохранения числа ч-ц. Так, при электризации макроскопич. тел число заряж. ч-ц не меняется, а происходит лишь их перераспределение в пр-ве: заряж. ч-цы переносятся с одного тела на другое.

В физике элем. ч-ц, для к-рой характерны процессы взаимопревращений ч-ц, число ч-ц не сохраняется — одни ч-цы исчезают, другие рождаются, но при этом З. с. з. всегда строго выполняется: суммарный заряд остаётся неизменным при всех вз-ствиях и превращениях ч-ц. Рождение «новой» заряж. ч-цы возможно лишь либо при одноврем. исчезновении «старой» ч-цы с таким же зарядом, либо в паре с др. ч-цей, имеющей заряд противоположного знака (напр., в процессе *рождения пары* частица-античастица); при этом во всех таких превращениях должны выполняться др. законы сохранения — энергии, кол-ва движения и т. д.

З. с. з. вместе с законом сохранения энергии «объясняет» устойчивость эл-на. Эл-н (и позитрон) — самая лёгкая из заряж. ч-ц, поэтому он ни на что не может распасться: распад на более тяжёлые заряж. ч-цы (напр., мюон, π-мезон) запрещён законом сохранения энергии, а распад на более лёгкие нейтр. ч-цы (фотон, нейтрино) запрещён З. с. з. О точности, с к-рой выполняется З. с. з., можно судить по тому, что эл-н не теряет своего заряда по крайней мере за $5\cdot10^{21}$ лет.

ЗАРЯ́ДОВАЯ ЧЁТНОСТЬ (*C*-чётность, C), квантовое число, характеризующее поведение *истинно нейтральной частицы* (или системы ч-ц) в процессах, вызванных эл.-магн. или сильным вз-ствием. Понятие З. ч. возникает в результате того, что эти вз-ствия не меняются при операции *зарядового сопряжения*. При зарядовом сопряжении истинно нейтр. система остаётся сама собой, поэтому её волн. ф-ция либо не изменяется, либо меняет знак. В первом случае З. ч. положительна, во втором — отрицательна, то есть З. ч. определяется поведением волн. ф-ции относительно операции зарядового сопряжения. В любых процессах, вызванных эл.-магн. или сильным вз-ствием, З. ч. сохраняется. Т. к. волн. ф-ция системы, состоящей из независимых подсистем, равна произведению волн. ф-ций этих подсистем, З. ч. истинно нейтр. системы, распадающейся на неск. др. истинно нейтр. систем, равна произведению З. ч. этих систем (следовательно, З. ч. явл. мультипликативным квант. числом). З. ч. фотона отрицательна (это видно хотя бы из того, что при зарядовом сопряжении, когда меняются знаки электрич. зарядов, изменяются на обратные и направления эл.-магн. полей), а π^0- и η^0-мезонов, распадающихся на два γ-кванта, положительна (поэтому сохранение З. ч. запрещает распад π^0 и η^0 на нечётное число γ-квантов). З. ч. связанной системы электрон-позитрон — *позитрония* (как и любой системы из фермиона и антифермиона) равна $(-1)^{J+l}$(*), где J — суммарный спин обеих ч-ц, l — орбит. момент их относит. движения. В нижнем энергетич. состоянии $l=0$ (парапозитроний), так что З. ч. пары e^+e^- положительна, и поэтому система может распасться в результате аннигиляции эл-на с позитроном на два γ-кванта; при $l=1$ (ортопозитроний) З. ч. отрицательна, и пара электрон-позитрон в этом состоянии может аннигилировать только с образованием нечётного числа (обычно трёх) γ-квантов. Такое различие

в способах распада приводит к большому различию во временах жизни орто- и парапозитрония.

Из кварковой модели строения адронов и ф-лы (*) следует (в согласии с опытом), что З. ч. мезонов π^0, η, η' — положительна; а ρ^0, ω, φ, J/ψ, Υ — отрицательна.

● См. лит. при ст. *Элементарные частицы*.

С. С. Герштейн.

ЗАРЯДОВОЕ СОПРЯЖЕ́НИЕ (C), операция замены всех ч-ц, участвующих в к.-л. вз-ствии, на соответствующие им *античастицы*. Опыт показывает, что сильное и эл.-магн. вз-ствия не меняются при З. с., то есть сильные и эл.-магн. вз-ствия ч-ц и античастиц, находящихся в тех же состояниях, одинаковы. Это означает, что для любого процесса, происходящего с к.-л. ч-цами под действием сильного или эл.-магн. вз-ствия, существует в точности такой же процесс для их античастиц.

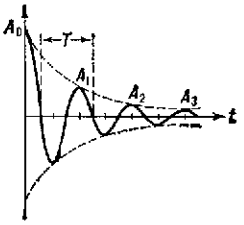
Симметрия законов сильного и эл.-магн. вз-ствий относительно замены ч-ц на античастицы приводит к тому, что для *истинно нейтральных частиц* (или систем) сохраняется особая величина — *зарядовая чётность*. В *слабом взаимодействии*, обусловливающем, в частности, большинство распадов ч-ц, отсутствует симметрия относительно З. с. Поэтому, напр., геом. хар-ки распада ч-ц отличны от хар-к распада соответствующих античастиц: если продукты распада ч-цы вылетают преим. в одну сторону, то продукты распада античастицы — в противоположную сторону. В процессах слабого вз-ствия отсутствует также зеркальная симметрия — симметрия между «правым» и «левым» направлениями в пр-ве (см. *Пространственная инверсия*). См. также *Комбинированная инверсия*.

С. С. Герштейн.

ЗАРЯЖЕННЫЙ ТОК, *ток* в квант. теории поля, изменяющий на единицу электрич. заряды ч-ц (в отличие от *нейтрального тока*, не меняющего заряды). З. т. входит в лагранжиан *слабого взаимодействия* и состоит из лептонной и адронной частей. Напр., β-распад нейтрона $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$ описывается вз-ствием лептонного и адронного З. т. В этом процессе изменяются заряды как в лептонной ($e^-\bar{\nu}_e$), так и в адронной (пр) вершинах *Фейнмана диаграммы* (рис.).

ЗАТУХА́НИЕ ЗВУКА, уменьшение амплитуды и, следовательно, интенсивности звук. волны по мере её распространения. З. з. обусловлено неск. причинами: 1) т. н. расхождением волны, связанным с тем, что на больших расстояниях от источника поток излучаемой звук. энергии по мере распространения распределяется на всё увеличивающуюся волн. поверхность, и соответственно уменьшается интенсивность звука. Для сферич. волны амплитуда убывает пропорц. $1/r$, для цилиндрич. волны — пропорц. $1/\sqrt{r}$. 2) *Рассеянием звука* на препятствиях в среде и её неоднородностях, размеры к-рых малы или сравнимы с длиной волны (напр., в газах это жидкие капли, в водной среде — пузырьки воздуха, в тв. телах — разл. инородные включения или отд. кристаллиты в поликристаллах), а также на неровных и неоднородных границах среды. 3) *Поглощением звука*, к-рое происходит в результате необратимого перехода энергии волны в др. виды энергии (преим. в теплоту). При З. з., обусловленном рассеянием и поглощением, амплитуда убывает с расстоянием r по закону $e^{-\delta r}$, где δ — коэфф. З. з.

ЗАТУХА́НИЕ КОЛЕБА́НИЙ, уменьшение амплитуды колебаний с течением времени, обусловленное потерей энергии колебат. системой. Простейшим механизмом убыли энергии колебания явл. превращение её в теплоту вследствие трения в механич. системах и омич. потерь в электрич. системах. В последних З. к. происходит также в результате излучения эл.-магн. энергии. Закон З. к. определяется св-вами системы. Наиболее изучено З. к., об-



Затухание колебаний: A_0 — первонач. амплитуда; T — период.

условленное уменьшением энергии, пропорциональным квадрату скорости движения в механич. системе или квадрату силы тока в электрич. системе; это справедливо для линейных систем. В этом случае З. к. имеет экспоненциальный хар-р, т. е. размахи колебаний убывают по закону геом. прогрессии (рис.).

Затухание нарушает периодичность колебаний, поэтому они уже не явл. периодич. процессом и, строго говоря, к ним неприменимо понятие периода или частоты. Однако если затухание мало, то можно условно пользоваться понятием периода как промежутка времени между двумя последующими максимумами колеблющейся физ. величины (тока, напряжения, размаха колебаний маятника и т. д.). Относит. уменьшение амплитуды колебаний за период характеризует *декремент затухания*.

● См. лит. при ст. *Колебания*.

ЗАЩИ́ТА от ионизирующих излучений, *а*) совокупность мер, обеспечивающих снижение уровня облучения работающих вблизи источников излучения до предельно допустимых *доз* (ПДД) — наибольшее значение дозы облучения за год, не вызывающее при равномерном воздействии в течение 50 лет неблагоприятных изменений в состоянии здоровья персонала; *б*) защитные сооружения. Проблема З. включает два аспекта: 1) З. от внеш. излучения закрытых источников (радиоакт. препараты, *ядерные реакторы*, *рентгеновские трубки*, *ускорители* и др.); 2) З. биосферы от загрязнения радиоакт. в-вами (отходы яд. пром-сти, испытания яд. оружия, работа с открытыми источниками).

З. от внешних потоков α- и β-частиц не представляет трудностей, т. к. они быстро теряют энергию в среде. Для полного поглощения α-частиц, испускаемых радионуклидами, достаточно листа бумаги, резиновых перчаток или слоя воздуха в 8–9 см; для поглощения эл-нов — неск. мм алюминия. *Гамма-излучение* и нейтроны явл. наиболее проникающими. Ослабление нерассеянного γ-излучения и нейтронного (узкие пучки) в З. происходит экспоненциально:

$$J_d = J_0 e^{-d/\lambda}, \qquad (*)$$

где J_d и J_0 — интенсивности излучения за З. толщиной d и без З., λ — толщина материала, ослабляющая интенсивность в e раз, наз. длиной релаксации (зависит от энергии ч-ц и материала, применяемого для З., табл. 1).

Табл. 1. ДЛИНЫ РЕЛАКСАЦИИ λ ДЛЯ γ-КВАНТОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 МэВ В РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Материал	H_2O	Al	Fe	Pb
λ, см	14,2	6,06	2,14	1,30

Для учёта излучения, рассеянного в З. (широкие пучки), в ф-лу (*) вводится сомножитель, наз. ф а к т о р о м н а к о п л е н и я (отношение интенсивности или мощности дозы рассеянного и нерассеянного излучений к мощности дозы падающего излучения), зависящий от энергии, геометрии и угл. распределения излучения источника, компоновки, состава и размеров З., а также от взаимного расположения источника, детектора и З. Величина этого сомножителя может достигать для фотонов неск. сотен. Для нейтронов рассеянное излучение обычно учитывают, заменяя λ на λ' в ф-ле (*). В оценке λ' учтено рассеяние нейтронов в защитном слое (табл. 2).

Гамма-кванты лучше поглощаются материалами, содержащими элементы с большими ат. номерами Z (Pb, Fe и т. п.); нейтроны — водородсодержащими в-вами (вода, парафин, гидриды металлов, бетон и т. п.). Для *замедления нейтронов* с энергией, большей 1 МэВ, используют в-ва с большими Z (на ядрах происходят неупругие рассеяния нейтронов). Т. к. в природе нет элементов, одинаково хорошо ослабляющих потоки γ-квантов и нейтронов, то З. от смешанного γ- и нейтрон-

Табл. 2. ДЛИНЫ РЕЛАКСАЦИИ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ > 3 МэВ В РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ ТОЛЩИНОЙ 30—60 см

Материал	H_2O	C	B_4C	Полиэтилен	Бетон	Fe	Ni	Pb
Плотность, г/см³	1	1,67	1,67	0,92	2,4	7,86	8,9	11,3
λ', см	9,3	13,0	10,0	8,3	11,0	6,5	6,6	9,4

ного излучения делают из смеси в-в с малыми и большими Z (напр., железоводные среды). По конструктивным и экон. соображениям З. стационарных установок обычно выполняют из бетона. При этом учитывается вклад в поле излучения за З. вторичного излучения, напр. γ-излучения в результате *радиационного захвата* нейтронов, *тормозного излучения*, образующегося при вз-ствии заряж. ч-ц с в-вом. Для уменьшения захватного излучения в З. добавляют ^{10}B, ядра к-рого при поглощении нейтронов образуют заряж. ч-цы и мягкое γ-излучение.

З. биосферы сводится к спец. мерам снижения концентраций радиоакт. в-в в воде и в воздухе до предельно допустимых нормами радиац. безопасности. З. может осуществляться также с помощью в-в, вводимых в организм человека и животных до или во время облучения. Нек-рые из них повышают общую сопротивляемость организма (липополисахариды, сочетания аминокислот и витаминов, гормоны, вакцины) за счёт повышения активности системы гипофиз — кора надпочечников, увеличения способности кроветворных клеток к размножению и др. Другая группа радиозащитных в-в (радиопротекторы) предупреждает изменения в чувствит. органах и тканях.

● Гусев Н. Г., Машкович В. П., Суворов А. П., Защита от ионизирующих излучений, т. 1, М., 1980; Руководство по радиационной защите для инженеров, пер. с англ., т. 1, М., 1972; Кимель Л. Р., Машкович В. П., Защита от ионизирующих излучений. Справочник, 2 изд., М., 1982.
В. П. Машкович.

ЗВЁЗДЫ, в обычном (стационарном) состоянии раскалённые газовые (плазменные) шарообразные небесные тела, находящиеся в гидродинамич. и тепловом равновесии. Гидродинамич. равновесие обеспечивается равенством сил тяготения и сил внутр. давления, действующих на каждый элемент массы З. Тепловое равновесие соответствует равенству энергии, выделяемой из недр З., и энергии, излучаемой с её поверхности. З. (кроме ближайшей З.— Солнца) находятся на столь больших расстояниях от Земли, что даже в самые сильные телескопы видны как светящиеся точки разл. яркости и цвета. Осн. видимая хар-ка З.— её блеск, к-рый определяется мощностью излучения (светимостью) З. и расстоянием до неё.

Осн. параметрами состояния З. явл. светимость L, масса $\mathfrak{M}$ и радиус R. Их численные значения принято выражать в солн. ед. ($L_\odot = 3{,}86 \cdot 10^{33}$ эрг/с, $\mathfrak{M}_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{33}$ г, $R_\odot = 6{,}96 \cdot 10^{10}$ см). Значения масс З. заключены в пределах от $\sim 0{,}03$ до $\sim 60\mathfrak{M}_\odot$. Светимости стационарных З. лежат в интервале от $\sim 10^{-4}$ до $10^5 L_\odot$, а радиусы — от ~ 10 км *(нейтронные звёзды)* до $\sim 10^3 R_\odot$ (сверхгиганты). З. представляют большой интерес для физики, т. к. в них реализуются условия, недостижимые в земных лабораториях (темп-ры до 10^9 К, плотности до 10^{14} г/см³, магн. поля напряжённостью до 10^{14} Э), и наблюдаются характерные для этих условий процессы. Огромную информацию даёт изучение спектров З. (определение их хим. состава, темп-ры поверхности, магн. полей, скоростей движения и вращения, расстояний до З.).

З. по состоянию в-ва в недрах разделяют на три главные группы: 1) нормальные З., гидростатич. равновесие к-рых поддерживается давлением классической идеальной плазмы, существующей благодаря термич. ионизации атомов (эффекты неидеальности становятся важными только в З. малой массы $\leqslant 0{,}5\ \mathfrak{M}_\odot$); 2) *белые карлики*, к-рые удерживаются в равновесии фермиевским давлением эл-нов вырожденной плазмы (ионизованной даже при низких темп-рах давлением); 3) нейтронные З. с высокой ср. плотностью ($\rho \geqslant 10^{12}$ г/см³), при к-рой *ферми энергия* эл-нов столь высока, что энергетически выгоден процесс *нейтронизации вещества*, т. е. слияние протонов и эл-нов, из-за чего в-во внеш. слоёв З. состоит из ядер, обогащённых нейтронами, а внутренних — из свободных нейтронов (с малой примесью протонов и эл-нов).

Осн. источник излучения З. (фотонного и нейтринного, а также корпускулярного) — реакции термояд. синтеза (см. *Термоядерные реакции*). На непродолжит. стадиях перехода от одной реакции к другой, сопровождающихся сжатием З., существенным становится также выделение потенциальной гравитац. энергии. Наиболее энергетически эфф. процессом, идущим при самой низкой темп-ре ($\sim 10^7$ К), явл. процесс превращения водорода в гелий. Поскольку *водородный цикл* реакций обязательно содержит к.-л. реакцию, идущую по *слабому взаимодействию*, этот процесс явл. и самым медленным. Поэтому б. ч. наблюдаемых З. находится в стадии водородного горения в центре. При данном хим. составе условия теплового и механич. равновесия дают для этих З. однозначную связь светимости, массы и радиуса. Вследствие этого на диаграммах «светимость — темп-ра поверхности» и «масса — радиус» большинство З. группируется вдоль определ. линии, т. н. главной последовательности. После выгорания водорода в центре, сжатия ядра и повышения его темп-ры (см. *Вириала теорема*) становится возможным (при достаточно большой массе З.) горение всё более тяжёлых элементов (повышение темп-ры создаёт условия для преодоления более высокого, чем у водорода, кулоновского барьера при слиянии тяжёлых ат. ядер).

Б. ч. своей жизни З. находятся в стационарном состоянии (напр., светимость Солнца примерно постоянна уже неск. млрд. лет). Равновесность З. при непрерывной потере энергии обусловлена сильным различием характерных времён протекающих в них процессов. Время установления механич. равновесия определяется отношением (радиус/ср. скорость звука), равным $10^3 \cdot \rho^{-1/2}$ с (для Солнца ~ 1 ч); время диффузии фотонов от центра к поверхности определяется отношением (гравитац. энергия/светимость), равным для Солнца $\sim 3 \cdot 10^7$ лет; время термояд. эволюции $\sim 10^{-3}\mathfrak{M}c^2/L$ (для Солнца $\sim 10^{10}$ лет).

Нарушение механич. равновесия, напр. снижение давления в З., приводит к сжатию З. и превращению части гравитац. энергии в теплоту. В результате внутр. давление возрастает, механич. равновесие восстанавливается. З. представляют собой, т. о., саморегулирующуюся систему. Если устойчивость З. нарушается, она становится нестационарной. Различные виды нестационарности имеют своё характерное время и могут проявляться в виде автоколебаний (цефеиды), *гравитационного коллапса* и др. При неустойчивости теплового равновесия нестационарность проявляется в виде вспышки с характерным временем диффузии фотонов. На поздних стадиях эволюции ядра З. становятся компактными, характерные времена сближаются, картина эволюции усложняется. Амплитуда проявлений нестационарности может быть самой разной: от долей процента при слабых пульсациях до вспышек с увеличением светимости в $\sim 10^{10}$ раз у *сверхновых звёзд*. У большинства З. малой массы наблюдаются также вспышки, не связанные с их внутр. равновесием. Они происходят в верхних слоях (атмосферах З.), по-видимому, из-за аннигиляции в к.-л. области атмосферы противоположных по направлению магн. полей (аналогично хромосферным вспышкам на Солнце).

Общая картина эволюции З. может быть охарактеризована след. образом: З. возникают в результате конденсации межзвёздных пыли и газа, богато-

го водородом (процесс звездообразования продолжается). Затем следует наиболее длит. стадия звёздной эволюции — период термояд. реакций превращения водорода в гелий в центре З. Когда водород в центре исчерпан, ядро сжимается и нагревается, а оболочка сильно расширяется, причём, несмотря на рост светимости, темп-ра поверхности падает — З. становится красным гигантом. После этого в ядре З. становится возможным термояд. загорание гелия и более тяжёлых элементов, сопряжённое в ряде случаев со сбросом водородной оболочки и образованием т. н. планетарной туманности. Остаток З. остывает, переходя в стадию белого карлика. В зависимости от нач. массы, а возможно и от момента вращения, З. могут закончить свою эволюцию взрывом сверхновой (с остатком в виде *нейтронной звезды* либо без остатка). Согласно общей теории относительности Эйнштейна, наиб. массивные З., если они сохранили свою массу вплоть до исчерпания термояд. горючего, должны коллапсировать в состояние *чёрной дыры*.

Справедливость осн. положений теории строения и эволюции З. подтверждается успешным объяснением: зависимости светимость — спектр. класс и др. закономерностей для З. главной последовательности; распространённости разных типов З.; пульсаций цефеид и др. Термояд. эволюция подтверждается распространённостью хим. элементов, а также наличием гелиевых З., углеродных З. и др. с аномалиями хим. состава на поздних стадиях. Теория предсказала подтверждающуюся наблюдениями зависимость масса — радиус для белых карликов, а также существование нейтронных З., открытых в виде *пульсаров*.

● Звезды и звездные системы, под ред. Д. Я. Мартынова, М., 1981; Зельдович Я. Б., Блинников С. И., Шакура Н. И., Физические основы строения и эволюции звезд, М., 1981; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Шкловский И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 2 изд., М., 1977; Каплан С. А., Физика звезд, 3 изд., М., 1977; Тейлер Р., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1973.

С. И. Блинников.

ЗВУК, в широком смысле — колебательное движение ч-ц упругой среды, распространяющееся в виде волн в газообразной, жидкой или тв. средах — то же, что *упругие волны*; в узком смысле — явление, субъективно воспринимаемое органом слуха человека и животных. Человек слышит З. в диапазоне частот от 16 Гц до 20 кГц. Неслышимый З. с частотой ниже 16 Гц наз. *инфразвуком*, выше 20 кГц — *ультразвуком*, а самые ВЧ упругие волны в диапазоне от 10^9 до 10^{12}—10^{13} Гц — *гиперзвуком*.

Важной хар-кой З. явл. его спектр, получаемый в результате разложения З. на простые гармонич. колебания (т. н. частотный *звука анализ*). Осн. частота определяет при этом воспринимаемую на слух *высоту звука*, а набор гармонич. составляющих — тембр звука. В спектре З. речи имеются ф о р м а н т ы — устойчивые группы частотных составляющих, соответствующие определ. фонетич. элементам. Энергетич. хар-кой звук. колебаний явл. *интенсивность звука*, к-рая зависит от амплитуды *звукового давления*, а также от св-в самой среды и от формы волны. Субъективной хар-кой З., связанной с его интенсивностью, явл. *громкость звука*, зависящая от частоты. Наибольшей чувствительностью человеческое ухо обладает в области частот 1—5 кГц.

Источником звука могут быть любые явления, вызывающие местное изменение давления или механич. напряжения. Широко распространены источники З. в виде колеблющихся тв. тел (напр., диффузоры громкоговорителей и мембраны телефонов, струны и деки музыкальных инструментов); в УЗ диапазоне частот это пластинки и стержни из *пьезоэлектрических материалов* или *магнитострикционных материалов*. Обширный класс источников З.— *электроакустические преобразователи*.

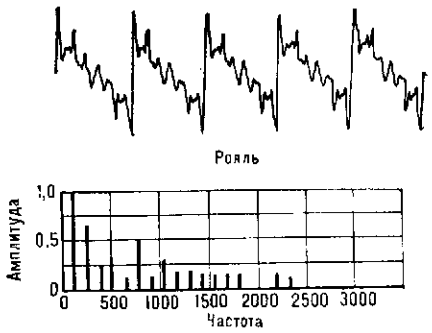
К приёмникам З. относится, в частности, слуховой аппарат человека и животных. В технике для приёма З. применяются гл. обр. электроакустич. преобразователи: в воздухе — *микрофоны*, в воде — *гидрофоны*, в земной коре — *геофоны*.

Распространение звук. волн характеризуется в первую очередь *скоростью звука*. В ряде случаев наблюдается дисперсия скорости звука, т. е. зависимость скорости его распространения от частоты. При распространении звук. волны происходит постепенное *затухание звука*, т. е. уменьшение его интенсивности и амплитуды, к-рое обусловливается в значит. степени *поглощением звука*, связанным с необратимым переходом звук. энергии в др. формы (гл. обр. в теплоту). При распространении волн большой амплитуды (см. *Нелинейная акустика*) происходит постепенное искажение синусоидальной формы волны и приближение её к форме ударной волны.

● Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, 3 изд., М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973.

И. П. Голямина.

ЗВУКА АНАЛИЗ, разложение сложного звук. процесса на ряд простых колебаний. Применяются два вида З. а.: частотный и временно́й. При частотном З. а. звук. сигнал представляется суммой гармонич. составляющих, характеризующихся частотой, фазой и амплитудой. Частотный З. а. позволяет получить распределение амплитуд составляющих по частотам (рис.), т. н. частотно-амплитудные спектры, и, реже, распределение фаз частотных составляющих (фазочастотные спектры). Зная спектр шума, напр. автомобиля, т. е. зная частоты и амплитуды его гармоник, можно рассчитать конструкцию глушителя. Знание спектров речевых и муз. сигналов позволяет правильно рассчитать час-



Форма колебаний (сверху) и частотно-амплитудный спектр (снизу) звуков рояля (осн. частота 128 Гц).

тотную хар-ку передающих трактов, чтобы обеспечить необходимое кач-во воспроизведения. Для расчёта усталостной прочности конструкции ракеты и предотвращения её разрушения под действием шумов двигателей необходимо знать частотный спектр звука двигателя.

При временно́м З. а. сигнал представляется суммой коротких импульсов, характеризующихся временем появления и амплитудой. Методы временно́го З. а. лежат в основе принципа действия *гидролокаторов* и *эхолотов*. На практике часто возникает необходимость в хар-ке, дающей общее представление об изменении сигнала во времени без его разложения на гармонич. составляющие. В кач-ве такой временно́й хар-ки часто пользуются т. н. корреляц. ф-цией, к-рая определяется как среднее по времени результата перемножения анализируемого сигнала, напр. $p(t)$ на его значение через определ. промежуток времени (автокорреляция) либо на второй анализируемый сигнал, принятый через нек-рый интервал времени (взаимная корреляция). Методами корреляц. анализа решаются такие задачи, как предсказание хар-ра изменения процесса во времени, выделение слабых акустич. сигналов на фоне помех, измерение искажений вещательных сигналов при передаче через электроакустич. системы и др. По корреляц. ф-циям могут быть найдены многие физ. хар-ки акустич. процессов, систем и звук. полей, представляющие практич. интерес.

● Блинова Л. Н., Колесников А. Е., Ланганс Л. Б., Акустические измерения, М., 1971; Харкевич А. А., Спектры и анализ, 4 изд., М., 1962.

ЗВУКОВО́Е ДАВЛЕ́НИЕ, переменная часть давления, возникающая при прохождении звук. волны в среде. Распространяясь в среде, звук. волна

образует её сгущения и разрежения, к-рые создают добавочные изменения давления по отношению к его ср. значению в среде. З. д. изменяется с частотой, равной частоте звук. волны. З. д.— основная количеств. хар-ка звука. Иногда для хар-ки звука применяется уровень звукового давления — выраженное в дБ отношение величины данного З. д. p к пороговому значению З. д. $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па. При этом число децибел $N = 20 \lg(p/p_0)$. З. д. в воздухе изменяется от 10^{-5} Па вблизи порога слышимости до 10^3 Па при самых громких звуках, напр. при шумах реактивных самолётов. В воде на УЗ частотах порядка неск. МГц с помощью фокусирующих излучателей получают значение З. д. до 10^7 Па. З. д. следует отличать от давления звука (см. *Давление звукового излучения*).

ЗВУКОВО́Е ПО́ЛЕ, область пр-ва, в к-рой распространяются звук. волны, т. е. происходят акустич. колебания ч-ц упругой среды (твёрдой, жидкой или газообразной), заполняющей эту область. З. п. определено полностью, если для каждой его точки известно изменение во времени к.-л. из величин, характеризующих звук. волну: *колебательное смещение* ч-ц, *колебательная скорость* ч-ц, *звуковое давление* в среде. Понятие «З. п.» применяется обычно для областей, размеры к-рых порядка или больше длины звук. волны. С энергетич. стороны З. п. характеризуется плотностью звук. энергии (энергией колебат. процесса, приходящейся на ед. объёма); в тех случаях, когда в З. п. происходит перенос энергии, он характеризуется *интенсивностью звука*.

Картина З. п. в общем случае зависит не только от акустич. мощности и хар-ки направленности излучателя — источника звука, но и от положения и св-в границ среды и поверхностей раздела разл. упругих сред, если такие поверхности имеются. В неограниченной однородной среде З. п. одиночного источника явл. полем бегущей волны. Для измерения З. п. применяют *микрофоны*, *гидрофоны* и др. приёмники звука; их размеры желательно иметь малыми по сравнению с длиной волны и с характерными размерами неоднородностей поля. При изучении З. п. применяются также разл. методы *визуализации звуковых полей*. Изучение З. п. разл. излучателей производят в *заглушённых камерах*.

ЗВУКОВО́Й ВЁТЕР, то же, что *акустические течения*.

ЗВУКОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, свечение в жидкости при акустич. *кавитации*. Световое излучение при З. (рис. 1) очень слабое и становится видимым только при значит. усилении или в полной темноте. Спектр З. в осн. непрерывный. Причина свечения — сильное нагревание газа или пара в кавитац. пузырьке, происходящее в результате адиабатич. сжатия при его захлопывании: темп-ра внутри пузырька может достигать 10^4 К, что вызывает термич. возбуждение атомов и молекул газа и пара и свечение пузырька. Интенсивность З. зависит от кол-ва газа в пузырьке, а также от св-в жидкости, газа и интенсивности звука (рис. 2).

Рис. 1. Свечение поля кавитации перед малым ферритовым преобразователем, работающим на частоте 25 кГц.

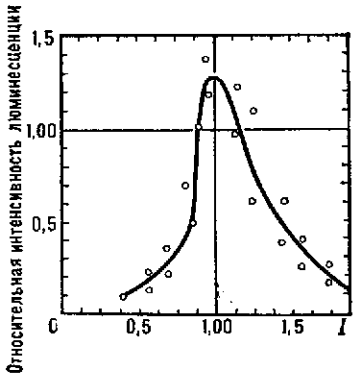


Рис. 2. Зависимость интенсивности люминесценции (выраженной в относительных ед.) от интенсивности звука I (в относительных ед.).

Существуют и др. механизмы, к-рые могут вносить определ. вклад в З., напр. *хемилюминесценция*.

К. А. Наугольных.

ЗЕ́ЕБЕКА ЭФФЕ́КТ, возникновение электродвижущей силы в электрич. цепи, состоящей из последовательно соединённых разнородных проводников, контакты между к-рыми имеют разл. темп-ру. Открыт в 1821 нем. физиком Т. И. Зеебеком (Th. J. Seebeck). См. *Термоэдс*.

ЗЕ́ЕМАНА ЭФФЕ́КТ, расщепление уровней энергии и спектр. линий атома и др. ат. систем в магн. поле. Открыт в 1896 голл. физиком П. Зееманом (P. Zeeman) при исследовании свечения паров натрия в магн. поле. Под действием магн. поля уровни энергии расщепляются на зеемановские подуровни; при переходах между подуровнями уровней $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ вместо одной спектр. линии появляется неск. поляризованных компонент. Для одиночных спектр. линий в направлении, перпендикулярном направлению напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ (рис. 1), наблюдается зеемановский триплет — несмещённая относительно первичной

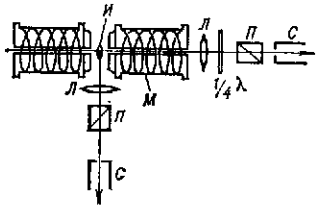


Рис. 1. Схема наблюдения эффекта Зеемана: *И* — источник излучения, расположенный между полюсами магнита *М*; линзы *Л*, поляроиды *П*, пластинка в ¼ длины волны λ служат для определения хар-ра поляризации; *С* — спектрометр.

линия π-компонента, поляризованная в направлении $\boldsymbol{H}$, и две симметричные относительно неё σ-компоненты, поляризованные перпендикулярно $\boldsymbol{H}$ (простой, или нормальный, З. э., рис. 2). Для дублетов и мультиплетов высших порядков наблюдается сложная картина расщепления: появляется неск. равноотстоящих друг от друга π-компонент и две симметричные относительно них группы σ-компонент (аномальный, или сложный, З. э.). Величина расщепления пропорц. H и относительно мала (для $H \sim 20$ кЭ она порядка десятых долей Å). В сильных магн. полях (полях, вызывающих расщепление порядка мультиплетного и выше) вместо сложного З. э. наблюдается зеемановский триплет (*Пашена — Бака эффект*).

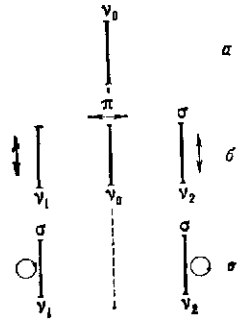


Рис. 2. Простой эффект Зеемана: *а* — без поля (ν_0 — частота, соответствующая исследуемой неполяризованной спектр. линии); *б* — зеемановский триплет (направление наблюдения перпендикулярно полю); *в* — σ-компоненты (при наблюдении вдоль поля). Стрелками показано направление поляризации, ν_1 и ν_2 — частоты σ-компонент.

З. э. обусловлен наличием у квант. системы (напр., атома) магн. момента $\boldsymbol{\mu}$, к-рый связан с механич. моментом $\boldsymbol{M}$ атома и может ориентироваться в пр-ве лишь определ. образом. Число возможных ориентаций момента $\boldsymbol{\mu}$ равно степени *вырождения* уровня энергии. Каждой проекции μ_H магн. момента $\boldsymbol{\mu}$ на направление $\boldsymbol{H}$ соответст-

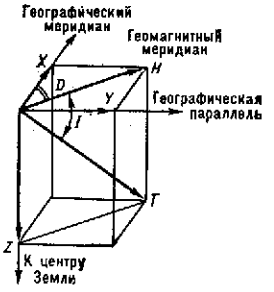
вует своя дополнит. энергия $\Delta\mathcal{E}=-\mu_H H$, что приводит к снятию вырождения — уровень расщепляется. Т. к. μ_H принимает значения $\mu_H=-g\mu_Б m$ (где g — *Ланде множитель*, $\mu_Б$ — *магнетон* Бора, m — магн. *квантовое число*), то значения $\Delta\mathcal{E}=g\mu_Б Hm$ для разл. m различны. Расстояние между соседними подуровнями $\delta=g\mu_Б H=g\Delta\mathcal{E}_0$, где $\Delta\mathcal{E}_0=\mu_Б H$ — величина норм. расщепления. Если для уровней $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ расщепление одинаково ($g_i=g_k$), то наблюдается зеемановский триплет, если $g_i\neq g_k$,— сложный З. э.

Исследование картины зеемановского расщепления важно для изучения *тонкой структуры* атомов и др. ат. систем. Наряду с квант. переходами между зеемановскими подуровнями, принадлежащими разл. уровням энергии (З. э. на спектр. линиях), можно наблюдать магн. квант. переходы между подуровнями одного уровня энергии. Такие переходы происходят под действием излучения с частотами $\nu=\delta/h$ (h — *Планка постоянная*), лежащими, как правило, в СВЧ диапазоне эл.-магн. волн. Это приводит к эффекту избират. поглощения радиоволн в парамагн. в-вах, помещённых в магн. поле,— к *электронному парамагнитному резонансу*. На основе этого эффекта созданы устройства *квантовой электроники*, в т. ч. приборы для прецизионного измерения слабых магн. полей (квантовые магнетометры).

З. э. наблюдается и в мол. спектрах, однако его наблюдение и расшифровка представляют большие трудности вследствие сложной картины расщепления и перекрытия в них спектр. полос. З. э. можно наблюдать и в спектрах кристаллов (обычно в спектрах поглощения).

● См. лит. при ст. *Атом*, *Молекула*.

ЗЕМНО́Й МАГНЕ́ТИЗМ (геомагнетизм), 1) магнитное поле Земли. 2) Раздел геофизики, изучающий распределение в пр-ве и изменения во времени магн. поля Земли, а также связанные с ним физ. процессы в Земле и в атмосфере. В каждой точке пр-ва геомагн. поле характеризуется вектором напряжённости $\boldsymbol{T}$, величина и направление к-рого определяются тремя составляющими X, Y, Z (северной, восточной и вертикальной) в прямоуг. системе координат (рис.) или тремя элементами З. м.: горизонтальной составляющей напряжённости $\boldsymbol{H}$, магн. склонением D (угол между $\boldsymbol{H}$ и плоскостью геогр. меридиана) и магн. наклонением I (угол между $\boldsymbol{T}$ и плоскостью горизонта). Существование у Земли магн. поля (т. н. основного, или постоянного, поля, его вклад ~99%) объясняют процессами, протекающими в жидком металлическом ядре Земли (см. *Динамо-эффект*). Осн. поле до высот $\sim 3R_\oplus$ ($R_\oplus$ — радиус Земли) имеет дипольный хар-р, но на бо́льших высотах структура поля значительно сложнее (см. *Магнитосфера*). Магн. полюсы Земли (точки, где $H=0$) не совпадают с её геогр. полюсами — дипольный магн. момент Земли, равный $8\cdot10^{25}$ ед. СГС, образует с осью вращения Земли угол 11,5°. Напряжённость геомагн. поля T убывает от магн.



Составляющие магнитного поля Земли.

полюсов к магн. экватору (линии, где $I=0$) от 55,7 до 33,4 А/м (от 0,70 до 0,42 Э). Осн. магн. поле испытывает лишь медленные вековые изменения (вариации). В разные геол. эпохи геомагн. поле имело разл. полярность, т. е. с периодом от сотен тыс. лет до десятков млн. лет происходит переполюсовка осн. магн. поля Земли. Переменное геомагн. поле (~1%), порождаемое токами в магнитосфере и ионосфере, более неустойчиво. Наблюдаются периодич. солнечно-суточные и лунно-суточные магн. вариации соответственно с амплитудами 30—70 γ и 1—5 γ ($1\gamma=10^{-5}$ Э). Обтекание магнитосферы плазмой *солнечного ветра* с переменными плотностью и скоростью заряж. ч-ц, а также прорывы ч-ц в магнитосферу приводят к изменению токовых систем в магнитосфере и ионосфере. Токовые системы в свою очередь вызывают в околоземном косм. пр-ве и на поверхности Земли колебания геомагн. поля в широком диапазоне частот (от 10^{-5} до 10^2 Гц) и амплитуд (от 10^{-3} до 10^{-7} Э). Сильные возмущения магнитосферы — магн. бури — сопровождаются появлением в верх. атмосфере Земли полярных сияний, ионосферных возмущений, рентг. и НЧ излучений.

● Яновский Б. М., Земной магнетизм, 4 изд., Л., 1978; Стейси Ф. Д., Физика Земли, пер. с англ., М., 1972.

ЗЕ́РКАЛО АКУСТИ́ЧЕСКОЕ, гладкая поверхность, линейные размеры к-рой велики по сравнению с длиной волны λ падающего звука, формирующая регулярное отражение звук. волн. Поверхность считается гладкой, если шероховатости её меньше $\lambda/20$. Св-ва акустич. З. характеризуются коэфф. отражения, к-рый определяет энергию отражённой волны, и формой его поверхности, к-рая обусловливает вид отражённой волны. З. а. применяются для изменения направления распространения и *фокусировки звука*. Напр., плоское З. а. изменяет лишь направление распространения волны, а коническое изменяет не только направление распространения, но и вид отражённой волны. Параболоидное З. а. изменяет направление и вид плоской волны, превращая её в сходящуюся сферич. волну, а эллипсоидное изменяет только направление распространения волны, преобразовывая расходящуюся сферич. волну в сходящуюся в др. фокусе сферич. волну.

● Каневский И. Н., Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977.

И. Н. Каневский.

ЗЕ́РКАЛО ОПТИ́ЧЕСКОЕ, тело, обладающее полированной поверхностью правильной формы, способной отражать световые лучи с соблюдением равенства углов падения и отражения, и образующее *изображения оптические* предметов (в т. ч. источников света), положение к-рых может быть определено по законам *геометрической оптики*.

Наиболее распространены плоские З. о. В *оптических системах* применяются также выпуклые и вогнутые З. о. со сферич., параболоидальными, эллипсоидальными, тороидальными и др. отражающими поверхностями. Кач-во З. о. тем выше, чем ближе форма его поверхности к математически правильной. Микронеровности отражающих поверхностей З. о. должны быть малы по сравнению с длиной световой волны (см. *Отражение света*). Максимально допустимая величина микронеровностей поверхностей определяется назначением З. о. Так, для астр. приборов она не должна превышать 0,1 наименьшей длины волны падающего на З. о. излучения, в то время как для прожекторных или конденсорных З. о., отражающих большие световые потоки, она может быть в 10—100 раз больше.

Неплоские З. о. обладают всеми присущими оптич. системам аберрациями, кроме хроматических (см. *Аберрации оптических систем*). Плоское З. о.— единственная оптич. система, к-рая даёт полностью безаберрац. изображение (всегда мнимое) при любых падающих на него пучках света. Положения предмета и его изображения, даваемого З. о. со сферич., параболоидальной или др. поверхностью, имеющей ось симметрии, связаны с радиусом кривизны r З. о. в его вершине O (рис. 1) соотношением: $1/s+1/s'=2/r$, где s — расстояние от вершины З. о. до предмета A, s' — рас-

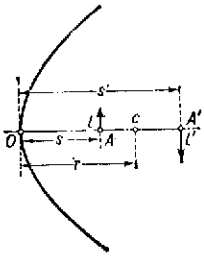


Рис. 1. Схема зеркала с параболоидальной поверхностью: l — предмет; l' — изображение предмета.

стояние до изображения A'. Эта ф-ла строго справедлива лишь в предельном случае бесконечно малых углов, образуемых лучами света с осью З. о.; однако она явл. хорошим приближением и при конечных, но достаточно малых углах. Если предмет находится на бесконечно большом расстоянии, то s' равно фокусному расстоянию З. о.: $s'=f'=r/2$. Фокальная плоскость (см. *Фокус*) расположена на расстоянии $r/2$ от вершины З. о.

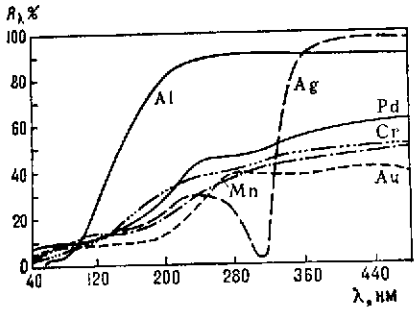


Рис. 2. Спектральные коэфф. отражения металлич. плёнок.

З. о. должно иметь высокий *отражения коэффициент*. Большими коэфф. отражения обладают металлич. поверхности: алюминиевые — в УФ, видимом и ИК диапазонах, серебряные — в видимом и ИК, золотые — в ИК. Отражение от любого металла сильно зависит от длины волны λ света: с её увеличением коэфф. отражения возрастает для нек-рых металлов до 99% (рис. 2).

Коэфф. отражения у диэлектриков значительно меньше, чем у металлов (стекло с показателем преломления $n=1{,}5$ отражает всего 4%). Однако, используя *интерференцию света* в многослойных комбинациях прозрачных диэлектриков, можно получить отражающие (в относительно узкой области спектра) поверхности с коэфф. отражения более 99% не только в видимом диапазоне, но и в УФ, что невозможно получить от З. о. с металлич. поверхностями. Диэлектрич. З. о. состоят из большого числа (13—17) слоёв диэлектриков попеременно с высоким и низким n. Оптическая толщина каждого слоя составляет λ/4 (см. *Оптика тонких слоёв*). Нечётные слои делаются из материала с высоким n (напр., из сульфидов цинка, сурьмы, окислов титана, циркония, гафния, тория), а чётные — из материала с низким n (фторидов магния, стронция, двуокиси кремния). Коэфф. отражения диэлектрич. З. о. зависит не только от λ, но и от угла падения излучения.

Наиболее распространённый способ изготовления З. о.— нанесение отражающих металлич. или диэлектрич. покрытий на полированную стеклянную поверхность *катодным распылением* или испарением в вакууме.

З. о., применяемые самостоятельно и в сочетании с *линзами*, образуют обширную группу зеркальных и зеркально-линзовых приборов. Безаберрационность плоских З. о. позволила широко использовать их для поворота светового пучка, *автоколлимации*, переворачивания изображений и т. д. Плоские З. о. используются также в зеркальной *развёртке оптической* и скоростной киносъёмке; З. о. входят в состав точнейших измерит. приборов, напр. *интерферометров*. С созданием *лазеров* З. о. стали применяться в кач-ве отражающих плоскостей, *оптических резонаторов*. Отсутствие хроматич. аберраций в З. о. обусловило использование их в телескопах, *монохроматорах* (особенно ИК излучения) и во многих др. приборах.

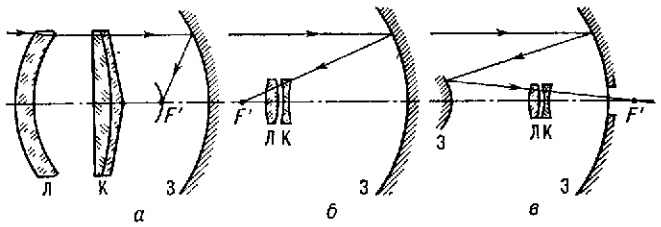
● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 2, М.—Л., 1952; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969.

В. Н. Рождественский.

ЗЕРКА́ЛЬНОЕ ОТРАЖЕ́НИЕ света, см. в ст. *Отражение света*.

ЗЕРКА́ЛЬНОЙ СИММЕТРИ́И ПРА́ВИЛО, то же, что *Лёвшина правило*.

ЗЕРКА́ЛЬНО-ЛИ́НЗОВЫЕ СИСТЕ́МЫ (катадиоптрические системы), оптич. системы, содержащие отражающие (*зеркала оптические*) и преломляющие поверхности (*линзы*). В нек-рых З.-л. с. зеркала выполняют чисто конструктивные функции (изменение направления светового пучка, уменьшение габаритов прибора и т. п.), не влияя на кач-во изображения. Примером таких систем могут служить зеркально-линзовые конденсоры *микроскопов*. В других случаях зеркала играют осн. роль в образовании изображений, а линзы служат гл. обр. для исправления аберраций, вносимых зеркалами (см. *Аберрации оптических систем*). Оптич. св-ва зеркал не меняются при изменении длины волны падающего света (т. е. зеркала ахроматичны), поэтому З.-л. с. широко применяются в случаях, когда оптич. система должна обладать большим фокусным расстоянием и большим диаметром (напр., объективы телескопов).



Оптич. схемы астр. зеркально-линзовых систем с линзовыми компенсаторами ЛК аберраций: *а* — сверхсветосильный объектив с большим углом зрения (до 30°) для фотосъёмки движущихся небесных тел; *б* — телескоп с параболоидальным зеркалом; *в* — система с параболоидальным большим зеркалом З и сферическим малым зеркалом З.

Одна из осн. областей применения З.-л. с.— астрономия. Сочетание зеркал разной формы и разл. комбинаций линзовых компенсаторов позволило создать З.-л. с. с большим углом зрения и *светосилой* (рис., *а*, *б*), уменьшить длину астр. и фотогр. приборов (рис., *в*).

З.-л. с. используются в кач-ве светосильных фотогр. объективов и телеобъективов. У этих систем сравнительно небольшое *поле зрения*, однако их *разрешающая способность* выше, чем у линзовых объективов с такими же хар-ками.

З.-л. с. применяются при конструировании объективов микроскопов. Такие объективы обычно взаимозаменяемы с линзовыми, но обладают рядом преимуществ, особенно при исследовании в УФ лучах. В микроскопах также широко используется осветительная З.-л. с.— *конденсор*.

Ахроматичность и высокий коэфф. отражения зеркал в широкой спектр. области обусловили использование З.-л. с. и в др. приборах, работающих в УФ и ИК областях спектра (в частности, в *спектральных приборах*).

● См. лит. при ст. *Зеркало оптическое*, *Линза*.

Г. Г. Слюсарев.

ЗЕРКА́ЛЬНЫЕ АНТЕ́ННЫ, *антенны*, в к-рых формирование диаграммы направленности осуществляется с помощью отражающих поверхностей — зеркал. Их появление восходит к классическим экспериментам нем. физика Г. Герца, применившего в 1888 в кач-ве фокусирующего зеркала параболич. цилиндр. З. а. состоит из одного или неск. облучателей и одного зеркала или системы зеркал. Используются параболич., эллиптич., гиперболич., сферич., плоские зеркала и их комбинации, а также параболич. цилиндр, сегментно-параболич. цилиндр, параболич. тор и т. п. (рис. 1).

Наиболее распространены однозеркальные антенны, облучаемые из фокуса f или из фокальной линии. В простейших многозеркальных антеннах используется параболич. зеркало и конфокальный с ним гиперболоид или эллипсоид, другой фокус к-рого расположен на поверхности гл. параболич. зеркала (рис. 2). К З. а. относятся также перископические антенны (рис. 3, *а*) и антенны переменного профиля Хайкина — Кайдановского (рис. 3, *б*). К З. а. относятся также рупорно-параболические антенны и антенны типа раковины.

З. а. широкодиапазонны, позволяют формировать различные (в т. ч. весьма узкие) диаграммы направленности и осуществлять как механич., так и электрич. сканирование. Они обладают большим усилением и малыми потерями, их шумовая темп-ра

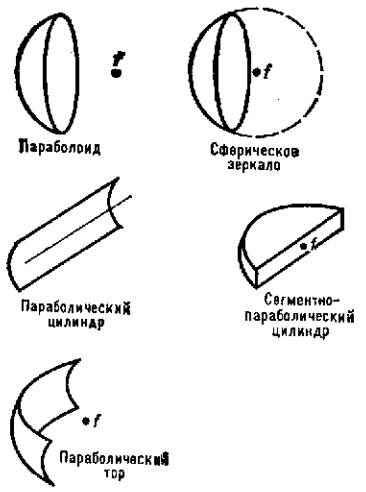


Рис. 1. Элементы зеркальных антенн.

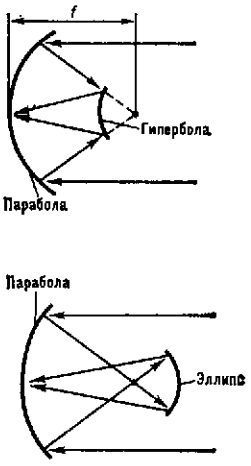


Рис. 2. Двухзеркальные антенны: вверху — антенна Кассегрена; внизу — антенна Грегори.

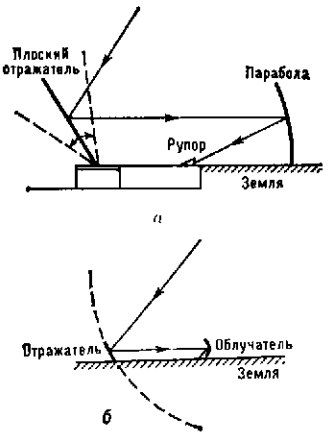


Рис. 3. *а* — перископич. антенна; *б* — антенна перем. профиля.

может быть очень низкой. Всё это обусловило их широкое использование в радиоастрономии, косм. радиосвязи и радиолокации и т. д.

● См. лит. при ст. *Антенна*. *Н. М. Цейтлин.*

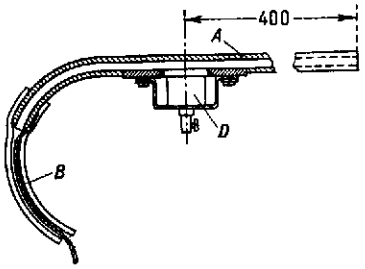
ЗЕРКА́ЛЬНЫЕ ЯДРА́, два атомных ядра, отличающихся тем, что при одинаковом числе нуклонов число нейтронов в одном из них равно числу протонов во втором. Примеры З. я.: $^{3}_{1}H-^{3}_{2}He$, $^{7}_{3}Li-^{7}_{4}Be$, $^{14}_{6}C-^{14}_{8}O$. З. я. являются членами одного изоспинового мультиплета. Вследствие *изотопической инвариантности* яд. сил (независимости яд. сил от заряда взаимодействующих нуклонов) массы З. я. отличаются друг от друга только за счёт кулоновской энергии отталкивания протонов и разности масс нейтрона и протона. Это соотношение выполняется с хорошей точностью (порядка 0,1%).

ЗИ́ВЕРТ (Зв), в СИ наименование единицы эквивалентной дозы излучения, рекомендованное 16-й Генеральной конференцией по мерам и весам (1979). 1 Зв = 1 Дж/кг = 10^2 бэр.

ЗО́НА МОЛЧА́НИЯ в акустике **(зона акустической тени)**, область, в к-рой звук от удалённых мощных источников (орудийная стрельба, взрыв и т. д.) не слышен, в то время как на бо́льших расстояниях от источника он снова появляется (т. н. зона аномальной слышимости). З. м. обычно имеют на земной поверхности форму неправильного кольца, окружающего источник звука. Иногда наблюдаются две и даже три З. м., разделённые зонами аномальной слышимости. Внутр. радиус 1-й З. м. обычно равен 20—80 км, иногда он достигает 150 км; внеш. радиус может достигать 150—400 км. Причиной образования З. м. явл. *рефракция звука* в атмосфере. Аналогичное явление наблюдается часто и при распространении звука (УЗ) в океане (см. *Гидроакустика*).

● Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., т. 1—2, Л., 1978; Толстой И., Клей К. С., Акустика океана, М., 1969, гл. 5.

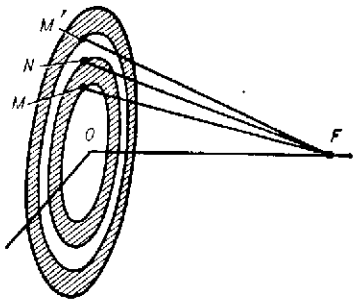
ЗОНД АКУСТИ́ЧЕСКИЙ, устройство для измерения *звукового давления* в заданной точке звук. поля, обеспечивающее мин. искажения поля, вызванные самим процессом измерения. З. а. представляет собой тонкую трубку *A* (рис.) или тв. стержень, изолированный от окружающей среды, один конец к-рого вводится в исследуемую область звук. поля, а второй соединяется с приёмником звука *D*. Для исключения резонансных явлений и осуществления режима бегущей волны за приёмником к трубке (стержню) присоединяется длинный звукопровод *B*, обладающий значит. поглощением. З. а. применяются для измерений в малых объёмах и труднодоступных местах.



● Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952; Блинова Л. Н., Колесников А. Е., Ланганс Л. Б., Акустические измерения, М., 1971.

Н. П. Голямина.

ЗО́ННАЯ ПЛАСТИ́НКА Френеля **(пластинка Сорэ)**, в простейшем случае стеклянная пластинка, состоящая из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрич. колец, построенных по принципу расположения *зон Френеля*. З. п. явл. по существу *дифракционной решёткой*. З. п. (рис.)



делит падающую на неё волну на кольцевые зоны, ширина к-рых подобрана так, чтобы расстояние от краёв зоны до точки наблюдения F, наз. фокусом З. п., изменялось на половину длины волны λ: $NF-MF=\lambda/2$, при этом фазы волн, приходящих в F из соответствующих точек N и M соседних зон, противоположны. Если между точечным источником света и точкой наблюдения расположить З. п. с прозрачными кольцами, соответствующими нечётным зонам Френеля (чётные зоны — непрозрачные), то действие всех выделенных (прозрачных) зон сложится и амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастёт в 2κ раз; то же произойдёт, если прозрачными будут чётные зоны, но фаза суммарной волны будет иметь противоположный знак. Если на стеклянную пластинку вместо непрозрачного слоя нанести прозрачный слой, вызывающий сдвиг фазы на $\lambda/2$, то интенсивность света в точке наблюдения возрастёт в 4κ раз.

Примером З. п. может служить голограмма точечного источника; особенностью голограммы как З. п. явл. то, что переход от тёмного поля к светлому осуществляется не скачком, а плавно, прибл. по синусоидальному закону.

Для оптич. излучения с длиной волны λ З. п. действует как положительная *линза*, но *хроматическая аберрация* такой системы приблизительно в 20 раз больше, чем у линз из стекла типа «крон». Аналогичные устройства могут быть созданы и в диапазоне радиоволн, где благодаря значительно бо́льшим длинам волн реализация описанного принципа упрощается и оказывается возможным создание направленных излучателей типа зонных антенн.

Л. Н. Капорский.

ЗО́ННАЯ ТЕО́РИЯ твёрдых тел, квантовая теория энергетич. спектра эл-нов в кристалле, согласно к-рой этот спектр состоит из чередующихся зон (полос) разрешённых и запрещённых энергий. З. т. объясняет ряд св-в и явлений в кристалле, в частности разл. хар-р электропроводности тв. тел. Основы З. т. созданы нем. физиком Ф. Блохом (1928) и франц. физиком Л. Бриллюэном (1930).

В основе З. т. лежит т. н. *одноэлектронное приближение*, базирующееся на след. упрощениях: 1) ат. ядра в узлах идеальной крист. решётки неподвижны (их масса велика по сравнению с массой эл-нов). 2) Эл-н движется в поле периодич. потенциала $U(\boldsymbol{r})$ ($\boldsymbol{r}$ — пространств. координата точки), к-рое складывается из полей, создаваемых ядрами и остальными эл-нами. 3) Это периодич. поле обладает трансляц. инвариантностью:

$$U(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}_n)=U(\boldsymbol{r}), \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{a}_n$ — вектор n-го узла решётки.

В такой модели для волн. ф-ции ψ эл-на в решётке выполняется *теорема Блоха*:

$$\psi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})=u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})\exp i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}, \qquad (2)$$

где $u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a})=u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{k}$ — *волновой вектор* эл-на. Это означает, что $\psi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$ имеет вид волн. ф-ции свободного эл-на, амплитуда к-рой промодулирована в пр-ве с периодом решётки.

Спектр энергии $\mathcal{E}$ эл-нов можно определить, подставляя волн. ф-цию в виде (2) в стационарное *Шрёдингера уравнение* и вводя те или иные граничные условия. Решение ур-ния даёт энергетич. спектр в виде серии полос разрешённых энергий $\mathcal{E}_l(\boldsymbol{k})$ (l — номера разрешённых зон), разделённых полосами запрещённых энергий. Из (1) следует, что $\mathcal{E}_l(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{b})=\mathcal{E}_l(\boldsymbol{k})$, где $\boldsymbol{b}$ — вектор обратной решётки. Следовательно, $\mathcal{E}_l(\boldsymbol{k})$ — периодич. ф-ция с периодом $\boldsymbol{b}$. Физически разл. значения $\boldsymbol{k}$ заключены внутри первой *Бриллюэна зоны*.

В соответствии с З. т. движение эл-на в решётке сходно с движением эл-на в свободном пр-ве, однако фактически носит туннельный хар-р. *Квазиимпульс* эл-на в решётке $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$ отличен от импульса свободного эл-на. Для него выполняются законы сохранения, справедливо ур-ние движения $d\boldsymbol{p}/dt=\boldsymbol{F}$ ($\boldsymbol{F}$ — внеш. сила). Эл-н в кристалле оказывается *квазичастицей* с *эффективной массой* m^*, отличной от массы свободного эл-на m_0. Энергия эл-на явл. ф-цией квазиимпульса $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$.

Энергетич. структура каждой зоны описывается ф-цией $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$, наз. *дисперсии законом*. Есть два осн. способа описывать энергетич. структуру зоны: 1) пусть координаты p_x, p_y и p_z фиксированы, тогда $\mathcal{E}(p_x)$ — кривая на плоскости ($\mathcal{E}$, p_x) (*дисперсионная кривая*, рис. 1). Повторяя эту операцию для ($\mathcal{E}p_y$) и ($\mathcal{E}p_z$) получим набор дисперс. кривых, полностью характеризующих ф-цию $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$. 2) Можно фиксировать какое-то значение энергии в к.-л. зоне $\mathcal{E}_l(\boldsymbol{p})=\mathrm{const}$. Это ур-ние поверхности в трёхмерном $\boldsymbol{p}$-пространстве (изоэнергетич. поверхность). Изменяя константу, получим семейство изоэнергетич. поверхностей, характеризующих закон дисперсии. Изоэнергетич. поверхности обладают симметрией, связанной с *симметрией кристаллов*.

Физически происхождение зонной структуры энергетич. спектра эл-нов в кристалле связано с образованием

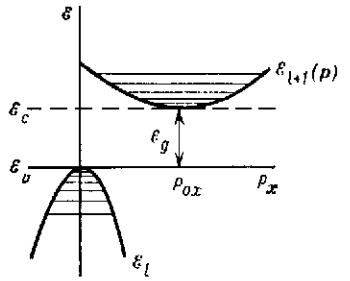


Рис. 1. Дисперсионные кривые $\mathcal{E}_l(p_x)$ и $\mathcal{E}_{l-1}(p_x)$ при фиксированных p_y и p_z: $\mathcal{E}_c$ — дно $l+1$-й зоны (зоны проводимости); $\mathcal{E}_v$ — потолок l-той зоны (валентной зоны); $\mathcal{E}_g$ — ширина запрещённой зоны; заштрихованные области — уровни, заполненные эл-нами и дырками.

кристалла из N атомов, каждый из к-рых в свободном состоянии обладает дискретным электронным энергетич. спектром. При объединении N атомов в кристалл последний можно трактовать как гигантскую молекулу, в к-рой эл-ны всех атомов обобществлены и к-рую следует рассматривать как единую квантовомеханич. систему. В кристалле каждый из ат. уровней превращается в полосу, состоящую из N уровней (или с учётом *спина* — из $2N$ уровней), к-рая явл. разрешённой зоной $\mathcal{E}_l(p)$. Если на атом приходится Z эл-нов, то полное число эл-нов в кристалле равно NZ; они занимают уровни разрешённых зон начиная снизу, пока не будут полностью исчерпаны. Изоэнергетич. поверхность, соответствующая *Ферми энергии*: $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})=\mathcal{E}_F$, наз. *Ферми поверхностью*. Ниж. зоны (довольно узкие) будут целиком заполнены эл-нами внутр. оболочек атомов. Заполнение эл-нами разрешённых энергетич. уровней происходит в соответствии с *Ферми — Дирака распределением*.

Хотя структура энергетич. зоны дискретна, уровни весьма близки (квазинепрерывны). Для описания распределения энергетич. уровней в зоне $n(\mathcal{E})$ часто вводят ф-цию плотности состояний (уровней) $g(\mathcal{E})=dn/d\mathcal{E}$ — число уровней на единичный энергетич. интервал. Вид ф-ции $g(\mathcal{E})$ зависит от закона дисперсии. В простейшем случае, когда

$\mathcal{E}(p)=p^2/2m^*$, то $g(\mathcal{E})=A\mathcal{E}^{\frac{1}{2}}$, где $A=\frac{1}{4\pi^2}(2m^*/\hbar^2)^{3/2}$.

Физ. св-ва кристаллов определяются в осн. верхними зонами, ещё содержащими эл-ны. Энергетич. интервал $\mathcal{E}_g$ между «дном» $\mathcal{E}_c$ (минимумом энергии) самой верхней ещё содержащей эл-ны зоны и «потолком» $\mathcal{E}_v$ (максимумом энергии) предыдущей целиком заполненной зоны, наз. запрещённой зоной (хотя ниже по энергии может быть ещё неск. др. запрещённых и разрешённых зон). Если при $T=0$ все зоны, содержащие эл-ны, заполнены эл-нами целиком, а следующая «пустая» разрешённая зона отделена от данной достаточно широкой запрещённой зоной, то кристалл явл. *диэлектриком* (напр., у алмаза $\mathcal{E}_g\sim 5$ эВ); если $\mathcal{E}_g\leqslant 3$ эВ, то — *полупроводником*. Если верхняя содержащая эл-ны зона заполнена эл-нами частично, то это *металл*. Возможно частичное перекрытие разрешённых зон или смыкание их (*полуметаллы*, *бесщелевые полупроводники*).

Внеш. воздействия (повышение темп-ры, облучение, напр. светом, или сильные внеш. электрич. поля) могут вызвать переброс эл-нов через запрещённую зону. В результате появляются «свободные» носители заряда (эл-ны проводимости и дырки), осуществляющие проводимость.

В ПП изоэнергетич. поверхность в зоне проводимости в простейшем случае явл. сферой или эллипсоидом. В более сложных случаях изоэнергетич. поверхность может быть многосвязной, напр. в виде совокупности эллипсоидов, «нанизанных» своими длинными осями на оси симметрии изоэнергетич. поверхности (рис. 2); для Ge их 8, для Si — 6. В этом случае в зоне проводимости есть неск. эквивалентных минимумов энергии. Области энергии в зоне проводимости вблизи каждого из минимумов наз. *долинами*, а ПП с неск. эквивалентными минимумами — *многодолинными*. В условиях равновесия эл-ны распределяются между долинами поровну. При включении в данном направлении внеш. электрич. поля долины проявляют себя неэквивалентно из-за различий в величине эфф. масс и подвижностей эл-нов в разл. направлениях. Аналогичные эффекты имеют место и при воздействии одностороннего давления. Следствием

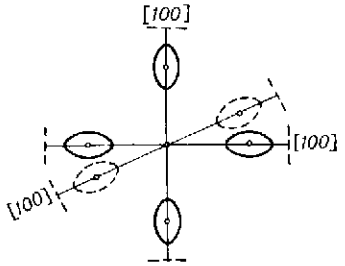


Рис. 2. Эллипсоиды пост. энергии в Si.

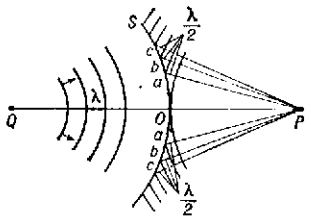
этой неэквивалентности может быть, в частности, анизотропия электропроводности, оптич. св-в и т. п.

Локальные нарушения идеальности решётки (примесные атомы, *вакансии* и др. *дефекты*) могут вызвать образование разрешённых локальных уровней и локальных зон внутри запрещённых зон. Применение З. т. возможно и в этом случае, и даже в случае аморфных тв. тел, хотя требует нек-рых модификаций (см. *Неупорядоченные системы*).

● См. лит. при ст. *Твёрдое тело*.

А. А. Гусев, Э. М. Эпштейн.

ЗО́НЫ ФРЕНЕ́ЛЯ, участки, на к-рые разбивают поверхность фронта световой волны для упрощения вычислений при определении амплитуды волны в заданной точке пр-ва. Метод З. Ф. используется при рассмотрении задач о *дифракции волн* в соответствии с *Гюйгенса — Френеля принципом*. Рассмотрим распространение монохроматической световой волны из точки Q



(источник) в к.-л. точку наблюдения P (рис.). Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, действие источника Q заменяют действием воображаемых источников, расположенных на вспомогат. поверхности S, в кач-ве к-рой выбирают поверхность фронта сферич. волны, идущей из Q. Далее поверхность S разбивают на кольцевые зоны так, чтобы расстояния от краёв зоны до точки наблюдения P отличались на $\lambda/2$: $Pa=PO+\lambda/2$; $Pb=Pa+\lambda/2$; $Pc=Pb+\lambda/2$ (O — точка пересечения поверхности волны с линией PQ, λ — длина волны). Образованные т. о. равновеликие участки поверхности S наз. З. Ф. Участок Oa сферич. поверхности S наз. первой З. Ф., ab — второй, bc — третьей З. Ф. и т. д. Радиус m-й З. Ф. в случае дифракции на круглых отверстиях и экранах определяется след. приближённым выражением (при $m\lambda \ll r_0$):

$$\rho_m = \sqrt{\frac{mRr_0}{R+r_0}\lambda},$$

где R — расстояние от источника до отверстия, r_0 — расстояние от отверстия (или экрана) до точки наблюдения. В случае дифракции на прямолинейных структурах (прямолинейный край экрана, щель) размер m-й З. Ф. (расстояние внеш. края зоны от линии, соединяющей источник и точку наблюдения) приближённо равен $\sqrt{mr_0\lambda}$.

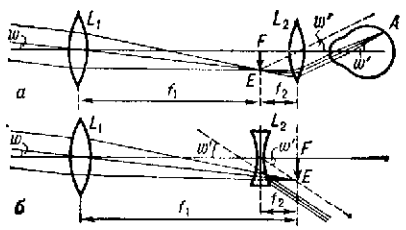
Волн. процесс в точке P можно рассматривать как результат *интерференции волн*, приходящих в точку наблюдения от каждой З. Ф. в отдельности, приняв во внимание, что амплитуда колебаний от каждой зоны медленно убывает с ростом номера зоны, а фазы колебаний, вызываемых в точке P смежными зонами, противоположны. Поэтому волны, приходящие в точку наблюдения от двух смежных зон, ослабляют друг друга; амплитуда результирующего колебания в точке P меньше, чем амплитуда, создаваемая действием одной центр. зоны.

Метод разбиения на З. Ф. наглядно объясняет прямолинейное распространение света с точки зрения волн. природы света. Он позволяет просто составить качественное, а в ряде случаев и достаточно точное количеств. представление о результатах дифракции волн при разл. сложных условиях их распространения. Экран, состоящий из системы концентрич. колец, соответствующих З. Ф. (см. *Зонная пластинка*), может дать, как и *линза*, усиление освещённости на оси или даже создать изображение. Метод З. Ф. применим не только в оптике, но и при изучении распространения радио- и звук. волн.

Л. Н. Капорский.

ЗРАЧО́К ОПТИ́ЧЕСКОЙ СИСТЕ́МЫ, см. *Диафрагма* в оптике.

ЗРИТЕ́ЛЬНАЯ ТРУБА́, оптич. прибор для визуального наблюдения за удалёнными предметами (подзорная труба, телескоп, *бинокль*, перископ и т. п.). З. т. известны с кон. 16 — нач. 17 вв. В 1609 З. т. 20-кратного увеличения построил и впервые применил для астр. исследований итал. учёный Г. Галилей. Отличный от галилеевского тип З. т. предложил в 1610—11 нем. астроном И. Кеплер. Простейшая З. т. состоит из *объектива* L_1 и окуляра L_2 (рис.). Объектив L_1 — собирающая система — даёт действительное уменьшенное и перевёрнутое изображение предмета, к-рое находится в фокальной плоскости объектива EF. Расходящийся пучок лучей от точки E падает на окуляр L_2, передняя фокальная плоскость к-рого



Ход лучей: *а* — в трубе Кеплера; *б* — в трубе Галилея; f_1 и f_2 — фокусные расстояния объектива и окуляра; w — угол, под к-рым виден предмет без зрит. трубы; w' — угол, под к-рым наблюдается изображение предмета в трубе; tgw'/tgw — угл. увеличение трубы.

также совмещена с плоскостью EF; поэтому выходящий из З. т. пучок параллелен побочной оптич. оси окуляра. В наиболее употребительных З. т. типа Кеплера (рис., *а*) окуляр также явл. собирающей системой и даваемое им изображение оказывается перевёрнутым. Такие З. т. применяются, напр., в астрономии, геодезии, где ориентация изображения безразлична. Для получения прямого изображения между объективом и окуляром З. т. Кеплера помещают *оборачивающую систему* — призменную или линзовую. Окуляры совр. кеплеровских З. т. обладают большим *полем зрения*, доходящим до 90—100°. З. т. Галилея (рис., *б*) даёт прямое изображение. Её окуляром служит рассеивающая линза L_2, располагаемая перед плоскостью промежуточного действит. изображения, даваемого объективом. Подобные З. т. обладают малым углом зрения и употребляются редко (гл. обр. в театральных биноклях). Угловое *увеличение оптическое* З. т. для наземных наблюдений — не выше неск. десятков, в больших телескопах — до 500 и выше. Предел значений увеличения определяется дифракционными явлениями и турбулентностью атмосферы.

● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1—2, М.—Л., 1948—52.

Г. Г. Слюсарев.

И

ИДЕА́ЛЬНАЯ ЖИ́ДКОСТЬ, воображаемая жидкость, лишённая вязкости и теплопроводности. В И. ж. отсутствует внутр. трение, т. е. нет касат. напряжений между двумя соседними слоями, она непрерывна и не имеет

структуры. Такая идеализация допустима во многих случаях течения, рассматриваемых в *гидроаэромеханике*, и даёт хорошее описание реальных течений жидкостей и газов на достаточном удалении от омываемых тв. поверхностей и поверхностей раздела с неподвижной средой. Использование модели И. ж. позволяет найти теор. решение задач о движении жидкостей и газов в каналах разл. формы, при истечении *струй* и при обтекании тел.

ИДЕА́ЛЬНАЯ ПЛА́ЗМА, см. в ст. *Плазма*.

ИДЕА́ЛЬНО-ПЛАСТИ́ЧЕСКОЕ ТЕ́ЛО, абстрактная (математическая) модель

пластич. тела, в к-рой не учитывается упрочение материала в процессе деформирования.

ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ, теор. модель газа, в к-рой не учитывается вз-ствие ч-ц газа (ср. кинетич. энергия ч-ц много больше энергии их вз-ствия). Различают классич. и квант. И. г. Св-ва классического И. г. описываются законами классич. физики — *Клапейрона уравнением* и его частными случаями: *Бойля — Мариотта законом*, *Гей-Люссака законом*. Ч-цы классич. И. г. распределены по энергиям согласно распределению Больцмана (см. *Больцмана статистика*). Реальные газы хорошо описываются моделью классич. И. г., если они достаточно разрежены.

При понижении темп-ры газа или увеличении его плотности могут становиться существенными волновые (квантовые) св-ва ч-ц И. г., если длины волн де Бройля для них при скоростях порядка тепловых становятся сравнимыми с расстояниями между ч-цами. При этом поведение квантового И. г., состоящего из ч-ц с целочисленным спином, описывается статистикой Бозе — Эйнштейна, а поведение газа ч-ц с полуцелым спином — статистикой Ферми — Дирака (см. *Квантовая статистика*).

ИДЕАЛЬНЫЙ КРИСТАЛЛ, 1) кристалл с совершенной трёхмерно-периодич. решёткой во всём своём объёме, лишённый любых *дефектов* строения — *вакансий*, примесных атомов, *дислокаций* и др. Понятие «И. к.» широко используется в *кристаллографии* и теории *твёрдого тела*, но оно явл. идеализацией, т. к. в реальных кристаллах всегда имеется нек-рое кол-во дефектов, термодинамически равновесных с решёткой. Наиболее близки по строению к И. к. так наз. бездислокац. кристаллы (Si, Ge) и *нитевидные кристаллы*. 2) Кристалл совершенной формы, в к-рой физически равноценные грани одинаково развиты (см. *Кристаллизация*).

ИЗГИБ бруса, деформированное состояние, возникающее в брусе под действием сил и моментов, перпендикулярных его оси, и сопровождающееся её искривлением (об И. пластинки и оболочки см. *Пластинки* и *Оболочка*). Возникающие при И. в поперечном сечении бруса норм. напряжения σ приводятся к моменту M, перпендикулярному оси и наз. изгибающим моментом, а касат. напряжения τ приводятся к поперечной силе Q и крутящему моменту $M_{кр}$ (см. *Кручение*). Изгибающий момент, поперечная сила и крутящий момент определяются через внеш. нагрузки (включая реакции опор) из условия равновесия части бруса, расположенного по одну сторону от рассматриваемого сечения. Так, если брус нагружён в точках A и D (рис. 1) силами P и опирается в точках B и C, то силы реакции в опорах также равны P. Если мысленно рассечь брус в точке K на расстоянии z от точки A и рассматривать равновесие части бруса AK, заменив действие правой части поперечной силой Q и изгибающим моментом M, найдём, что $Q=-P$, а $M=-Pz$. Аналогично определяют Q и M в любых др. сечениях бруса. Крутящий момент при И. бруса не возникает, если линия действия силы проходит через т. н. *центр изгиба*, в частности если сила направлена вдоль оси симметрии у поперечного сечения (рис. 2, *а*). И., при к-ром в поперечном сечении возникает только изгибающий момент, наз. чистым; если помимо

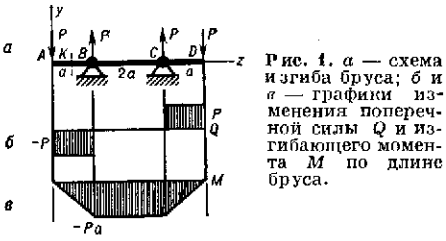


Рис. 1. *а* — схема изгиба бруса; *б* и *в* — графики изменения поперечной силы Q и изгибающего момента M по длине бруса.

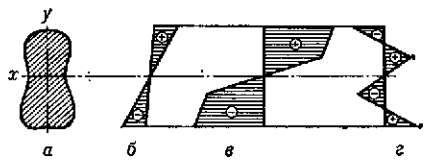


Рис. 2. Распределение напряжений при изгибе бруса с поперечным сечением, изображённым на рис. *а*; *б* — при упругой деформации; *в* — при упругопластической деформации; *г* — остаточные напряжения после упругопластической деформации.

изгибающего момента возникает поперечная сила, то он наз. поперечным. Так, в интервале BC (рис. 1, *а*) — чистый И., а в интервалах AB и CD — поперечный.

При чистом И. первоначально параллельные поперечные сечения наклоняются друг к другу, оставаясь плоскими; продольные волокна, расположенные на выпуклой стороне, удлиняются, на вогнутой — укорачиваются. Промежуточный слой, волокна к-рого не изменяют своей длины, наз. нейтральным слоем. Линия пересечения нейтрального слоя с плоскостью поперечного сечения наз. нейтральной осью И.

В упругом брусе в точке с координатами x, y

$$\sigma=\frac{M_x}{I_x}y+\frac{M_y}{I_y}x,$$

где M_x, M_y — компоненты момента M в осях, совпадающих с главными центральными осями инерции поперечного сечения; I_xI_y — моменты инерции поперечного сечения относительно этих осей. Для вычисления составляющих касат. напряжений τ_y, параллельных поперечной силе, пользуются прибл. ф-лой: $\tau_y=QS/I_xb$, где S — статич. момент относительно оси x части поперечного сечения, расположенной выше (ниже) рассматриваемой точки, b — ширина сечения на уровне рассматриваемой точки.

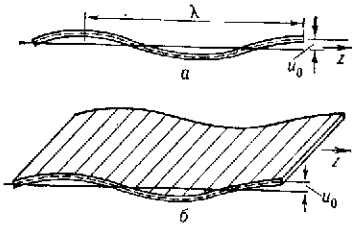
С увеличением действующих нагрузок в наиболее напряжённых точках бруса могут возникнуть пластич. деформации, если *интенсивность напряжений* $\sigma_н$ будет равна или больше предела текучести σ_s. При чистом И. пластич. деформации наступят прежде всего в волокнах, наиболее удалённых от нейтральной оси. С увеличением изгибающего момента область пластич. деформаций будет увеличиваться; норм. напряжения будут распределены нелинейно. При снятии изгибающего момента возникают остаточные напряжения (рис. 2).

Характерная деформация бруса в целом при И. — искривление оси, количеств. мерой к-рого явл. кривизна $\varkappa$. В упругом брусе $\varkappa$ в плоскости yz определяется ф-лой: $\varkappa=M_x/EI_x$, где EI_x — жёсткость при изгибе в плоскости yz, E — модуль упругости материала.

И. В. Кеппен.

ИЗГИБНЫЕ ВОЛНЫ, деформации *изгиба*, распространяющиеся в стержнях и пластинках. Длина И. в. всегда много больше толщины стержня и пластинки. Примеры И. в. — стоячие волны в камертоне, в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей, а также волны, возникающие при вибрациях тонкостенных механич. конструкций (фюзеляжей самолётов и др.).

В бесконечных стержнях и пластинках возникают бегущие И. в. В стержне направлением распространения волны явл. его ось; в пластинке плоские И. в. могут распространяться по любому направлению, ориентированному в её плоскости, и, кроме того, возможны цилиндрич. И. в. При распространении И. в. каждый элемент стержня или пластинки смещается перпендикулярно оси стержня или плоскости пластинки (рис.). Фазовые скорости И. в. много меньше фазовых скоростей продольных волн в пластинках и стержнях. Фазовая скорость монохроматич. И. в. пропорц. квадратному корню из частоты. Для И. в. характерна дисперсия (см. *Дисперсия звука*).



Деформация стержня (*а*) и пластинки (*б*) в изгибной волне. Сплошной чёрной чертой дано положение стержня и срединной плоскости пластинки до смещения, пунктирной — положение оси стержня и срединной плоскости пластинки после смещения; u_0 — амплитуда смещения элементов стержня и пластинки в изгибной волне, ось z — направление распространения волны.

В стержнях и пластинках, размеры к-рых в направлении распространения И. в. ограничены, возникают стоячие И. в. в результате отражений от концов. И. в. возможны не только в плоских, но и в искривлённых пластинках (т. н. оболочках).

● См. лит. при ст. *Упругие волны.*

ИЗЛУЧА́ТЕЛИ ЗВУ́КА, устройства, предназначенные для возбуждения звук. волн в газообразных, жидких, тв. средах. Наибольшее распространение в кач-ве И. з. получили *электроакустические преобразователи* (напр., громкоговорители электродинамич. или электростатич. типа, *пьезоэлектрические преобразователи* и *магнитострикционные преобразователи* для УЗ техники и *акустоэлектроники*). В подавляющем большинстве И. з. этого типа энергия электрич. колебаний преобразуется в энергию упругих колебаний к.-л. тв. тела (диафрагмы, *пластинки*, *стержня* и др.), к-рое и излучает в окружающую среду акустич. волну. Колебания излучающей системы при этом воспроизводят по форме возбуждающий электрич. сигнал. В преобразователях, предназначенных для излучения монохроматич. волны, используют явление *резонанса*: они работают на одной из собств. частот механич. колебат. системы.

Другой тип И. з. основан на преобразовании в энергию упругих колебаний кинетич. энергии струи газа или жидкости. Такое преобразование возникает при периодич. прерывании струи (см. *Сирена*) или при вз-ствии её с тв. препятствиями разл. вида, напр. типа резонатора, клина (см. *Газоструйные излучатели*, *Гидродинамический излучатель*).

К осн. хар-кам И. з. относятся их частотный спектр, излучаемая *мощность звука*, направленность (см. *Направленность акустических излучателей и приёмников*). В случае моночастотного излучения осн. хар-ками явл. резонансная частота и ширина полосы частот, определяемая добротностью излучателя. И. з.— электроакустич. преобразователи характеризуются чувствительностью (отношением звук. давления на оси И. з. на заданном расстоянии от него к электрич. напряжению или току) и кпд (отношением акустич. мощности к затраченной электрической).

И. з. явл. также музыкальные инструменты, где источником звук. волн может быть колеблющаяся струна, дека или столб воздуха в резонансной полости. В кач-не И. з. можно рассматривать и звукообразующий аппарат человека и животных (см. *Физиологическая акустика*). *И. П. Голямина.*

ИЗЛУЧА́ТЕЛЬНЫЙ КВА́НТОВЫЙ ПЕРЕХО́Д, *квантовый переход*, при к-ром квант. система (атом, молекула, ат. ядро и т. д.) испускает или поглощает квант эл.-магн. излучения. И. к. п. приводят к *спонтанному излучению*, поглощению и *вынужденному излучению*. В отличие от *безызлучательных квантовых переходов*, возможность И. к. п. определяется *отбора правилами*, а их вероятность — *Эйнштейна коэффициентами*.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ электромагнитное, в классич. электродинамике образование эл.-магн. волн ускоренно движущимися заряж. ч-цами (или перем. токами); в квант. теории рождение фотонов при изменении состояния квант. системы; термин «И.» употребляется также для обозначения самого свободного (т. е. излучённого) эл.-магн. поля. Основы классич. теории И. (*электродинамики*) заложены в 1-й пол. 19 в. англ. физиками М. Фарадеем и Дж. Максвеллом; последний развил идеи Фарадея и придал им строгую матем. форму. Классич. теория И. объяснила мн. характерные черты процессов И. (она осталась, напр., теор. базой электротехники и радиотехники), но не смогла дать удовлетворит. описания законов *теплового излучения*, спектров атомов и молекул. Эти и ряд др. проблем удалось решить лишь в рамках квант. теории И. Первая работа, положившая начало квант. теории И., принадлежит нем. физику М. Планку (1900), к-рый вывел ф-лу для распределения энергии в спектре равновесного теплового излучения, впервые приняв, что ат. системы испускают эл.-магн. волны не непрерывно, а порциями, квантами. Основы квант. теории излучения заложили А. Эйнштейн, дат. физик Н. Бор, франц. физик Л. де Бройль и др. Полное теор. обоснование она получила после создания *квантовой электродинамики*.

Классическая теория излучения (теория Максвелла). Физ. причины существования свободного эл.-магн. поля (т. е. самоподдерживающегося, независимого от возбудивших его источников) тесно связаны с тем, что изменяющееся во времени электрич. поле $\boldsymbol{E}$ порождает магн. поле $\boldsymbol{H}$, а изменяющееся $\boldsymbol{H}$ — вихревое электрич. поле: обе компоненты $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, непрерывно изменяясь, возбуждают друг друга. Благодаря конечности скорости распространения эл.-магн. поля, оно может существовать автономно от породившего его источника и не исчезает с устранением источника (напр., *радиоволны* не исчезают и при отсутствии тока в излучившей их антенне).

В процессе И. эл.-магн. поле уносит от источника И. энергию. Плотность потока энергии этого поля определяется *Пойнтинга вектором* $\boldsymbol{\Pi}$, к-рый пропорционален векторному произведению $[\boldsymbol{EH}]$.

Интенсивность И. $\mathcal{E}_и$ — энергия, уносимая полем от источника в ед. времени. Порядок её величины определяется ср. плотностью потока через к.-л. замкнутую поверхность (обычно выбирают сферическую радиуса R, её площадь $\sim R^2$), и при $R \to \infty$

$$\mathcal{E}_и \sim R^2 EH\,|_{R\to\infty}. \qquad (1)$$

Для того чтобы эта величина не обращалась в нуль, т. е. для возможности существования свободного эл.-магн. поля, необходимо, чтобы E и H убывали не быстрее, чем $1/R$. Это требование удовлетворяется для вихревой части поля, порождаемого ускоренно движущимися зарядами.

И. д в и ж у щ е г о с я з а р я д а. Простейший источник поля — точечный заряд. У покоящегося или равномерно движущегося (в пустоте) заряда И. отсутствует. Излучает эл.-магн. волны лишь ускоренно движущийся заряд. Прямые вычисления на основе ур-ний Максвелла показывают, что интенсивность И. такого заряда равна:

$$\mathcal{E}_ц = \frac{2e^2}{3c^3}\,a^2, \qquad (2)$$

где e — величина заряда, a — его ускорение. В зависимости от природы ускорения заряж. ч-ц И. иногда имеет определ. название. Так, И., возникающее при торможении ч-ц в в-ве в результате воздействия на них кулоновских полей ядер и эл-нов атомов, наз. *тормозным излучением*. И. заряж. ч-цы, движущейся в магн. поле, может быть *синхротронным излучением*, *ондуляторным излучением* и т. д.

В частном случае, когда заряд совершает гармонич. колебания, ускорение a по величине равно произведению отклонения x заряда от положения равновесия ($x = x_0 \sin \omega t$, где x_0 — амплитуда отклонения) на квадрат частоты ω. Усреднённая по времени t интенсивность И.

$$\mathcal{E}_и = \frac{e^2}{3c^3}\,\omega^4 x_0^2, \qquad (3)$$

т. е. при увеличении частоты растёт пропорц. ω^4.

Э л е к т р и ч е с к о е д и п о л ь н о е И. Простейшей системой, к-рая может быть источником И., явл. электрич. диполь с перем. моментом: два связанных колеблющихся разноимённых заряда равной величины. Если заряды диполя совершают гармонич. колебания навстречу друг другу, то дипольный электрич. момент $\boldsymbol{d}$ изменяется по закону: $\boldsymbol{d} = \boldsymbol{d}_0 \sin \omega t$ (d_0 — амплитуда момента). Усреднённая по времени t интенсивность И. такого диполя $\mathcal{E}_{эл\ дип}$ равна:

$$\mathcal{E}_{эл\ дип} = \frac{1}{3c^3}\,\omega^4 d_0^2. \qquad (4)$$

И. колеблющегося диполя неизотропно, т. е. энергия, испускаемая им в разл. направлениях, неодинакова. Вдоль оси колебаний И. отсутствует, в перпендикулярном к оси направлении — максимально; для промежуточных направлений оно пропорц. $\sin\vartheta^2$, где ϑ — угол, отсчитываемый от оси колебаний.

Реальные излучатели, как правило, включают множество зарядов. Точный учёт всех деталей движения каждого из них при исследовании И. излишен,

т. к. детали распределения зарядов (и токов) в излучателе вдали от него сказываются слабо. Это позволяет заменять истинное распределение зарядов приближённым. В низшем приближении положит. и отрицат. заряды излучающей системы мысленно «стягиваются» к центрам своего распределения. Для электронейтральной системы это означает замену её электрич. диполем, излучающим согласно (4). Такое приближение наз. дипольным, а соответствующее И.— электрическим дипольным И.

Электрическое квадрупольное и высшие мультипольные И. Если у системы зарядов дипольное И. отсутствует, напр. из-за равенства нулю дипольного момента, то необходимо учитывать след. приближение, в к-ром система зарядов рассматривается как *квадруполь*. Ещё более детальное описание излучающей системы зарядов даёт рассмотрение последующих приближений, в к-рых распределение зарядов описывается *мультиполями* высших порядков (диполь наз. мультиполем 1-го порядка, квадруполь — 2-го и т. д. порядков).

В каждом последующем приближении интенсивность И. примерно в $(v/c)^2$ меньше, чем в предыдущем (если, конечно, последнее не отсутствует по к.-л. причинам). Если излучатель нерелятивистский, т. е. все его заряды имеют скорости, много меньшие световой ($v/c \ll 1$), то гл. роль играет низшее неисчезающее приближение. Так, если имеется дипольное И., оно явл. основным, а все остальные высшие мультипольные поправки крайне малы и их можно не учитывать. В случае релятив. излучателей вклад мультиполей высших порядков перестаёт быть малым.

Магнитное дипольное И. Кроме электрич. диполей и высших мультиполей, источниками И. могут быть также магн. диполи и мультиполи (как правило, основным явл. дипольное магн. И.). Дипольный магн. момент $\boldsymbol{M}$ магн. диполя, напр. контура с током, определяется силой тока I в контуре и его геометрией. Для плоского контура абс. величина момента $M=(e/c)IS$, где S — площадь, охватываемая контуром. Ф-лы для интенсивности магн. дипольного И. аналогичны соответствующим ф-лам для И. электрич. диполя (дипольный момент $\boldsymbol{d}$ в них заменён на магн. дипольный момент $\boldsymbol{M}$). Т. к. отношение M к d имеет порядок v/c, где v — скорость движения зарядов, образующих ток, интенсивность магн. дипольного И. в $(v/c)^2$ раз меньше, чем электрического дипольного, т. е. того же порядка величины, что и электрич. квадрупольное И.

И. релятивистских частиц. Пример такого И.— синхротронное И. эл-нов в циклич. *ускорителях* (синхротронах). Резкое отличие от нерелятив. И. проявляется здесь уже в спектр. составе И.: при частоте ω обращения заряж. ч-цы в ускорителе (нерелятив. излучатель испускал бы волны такой же частоты) интенсивность И. имеет максимум при частоте $\omega_{макс} \sim \gamma^3\omega$, где $\gamma=[1-(v/c)^2]^{-1/2}$, т. е. осн. доля И. при $v \to c$ приходится на частоты более высокие, чем ω. Такое И. направлено почти по касательной к орбите ч-цы, в осн. вперёд по направлению её движения.

Ультрарелятив. заряж. ч-ца может излучать эл.-магн. волны, даже если она движется прямолинейно и равномерно (но только в в-ве, а не в пустоте!). Это т. н. *Черенкова — Вавилова излучение* возникает в том случае, если скорость заряж. ч-цы в среде превосходит фазовую скорость света в этой среде $u=c/n$, где n — показатель преломления среды. И. появляется вследствие того, что ч-ца «обгоняет» порождаемое ею поле. Излучает также равномерно движущаяся заряж. ч-ца при пересечении границы раздела двух сред с разными показателями преломления (см. *Переходное излучение*).

Квантовая теория излучения. Выше отмечалось, что классич. теория даёт лишь приближённое описание процессов И. Однако существуют и такие физ. системы, И. к-рых невозможно описать в согласии с опытом на основе классич. электродинамики даже приближённо. Важная особенность таких квант. систем, как атом или молекула, заключается в том, что их внутр. энергия меняется не непрерывно, а может принимать лишь определ. значения, образующие дискр. набор. Переход системы из одного энергетич. состояния в другое (см. *Квантовый переход*) происходит скачкообразно; в силу закона сохранения энергии, система при таком переходе должна терять или приобретать определ. «порцию» энергии. Чаще всего этот процесс реализуется в виде испускания (или поглощения) системой кванта И.— фотона. Энергия кванта $\varepsilon_\gamma=\hbar\omega$. Фотон, обладая волн. св-вами, проявляется как единое целое, испускается и поглощается целиком, в одном акте, имеет определённые энергию, импульс и *спин* (проекцию момента кол-ва движения на направление импульса), т. е. обладает рядом корпускулярных св-в. Такая двойственность фотона представляет собой частное проявление *корпускулярно-волнового дуализма*.

Последоват. развитием квант. теории И. явл. *квантовая электродинамика*. Однако мн. результаты, относящиеся к процессам И. квант. систем, можно получить из более простой, полуклассической теории И. Ф-лы последней, согласно *соответствия принципу*, при определённом предельном переходе должны давать результаты классич. теории. Т. о. устанавливается глубокая аналогия между величинами, характеризующими процессы И. в квант. и классич. теориях.

И. атома. Атом — система из ядра и движущихся в его кулоновском поле эл-нов — должен находиться в одном из дискр. состояний (на определ. уровне энергии). При этом все его состояния, кроме основного (т. е. имеющего наименьшую энергию), неустойчивы. Атом, находящийся в неустойчивом (возбуждённом) состоянии, через пек-рое время самопроизвольно (спонтанно) переходит в состояние с меньшей энергией, испуская фотон; такое И. наз. спонтанным. Энергия, уносимая фотоном, $\varepsilon_\gamma=\hbar\omega$, равна разности энергий нач. i и кон. j состояний атома ($\varepsilon_i>\varepsilon_j$, $\varepsilon_\gamma=\varepsilon_i-\varepsilon_j$); отсюда вытекает ф-ла Бора для частот И.:

$$\omega_{ij}=\frac{\varepsilon_i-\varepsilon_j}{\hbar}. \qquad (5)$$

Такие хар-ки спонтанного И., как направление распространения (для совокупности атомов — угл. распределение) и поляризация, не зависят от И. др. объектов (от внеш. эл.-магн. поля).

Ф-ла (5) определяет дискр. набор частот (и, следовательно, длин волн) И. атома. Она объясняет линейчатый хар-р *атомных спектров* — каждая линия спектра соответствует одному из квант. переходов атомов данного в-ва.

Источниками эл.-магн. И. могут быть не только атомы, но и более сложные квант. системы. Общие методы описания И. таких систем те же, что при рассмотрении атомов, но конкретные особенности И. весьма разнообразны. И. молекул, напр., имеет более сложные спектры, чем И. атомов; для И. ат. ядер энергия отд. квантов (γ-квантов) обычно велика.

Интенсивность И. В квант. теории, как и в классической, можно рассматривать электрич. дипольное и высшие мультипольные И. Если излучатель нерелятивистский, основным явл. электрич. дипольное И., интенсивность к-рого определяется ф-лой, близкой к классической:

$$\varepsilon_{ij}=\frac{2\omega_{ij}^4}{3c^2}d_{ij}^2. \qquad (6)$$

Величины d_{ij}, являющиеся квант. аналогом электрич. дипольного момента, оказываются отличными от нуля лишь при определ. соотношениях между *квантовыми числами* нач. и кон. состояний (*отбора правила* для дипольного И.). Квант. переходы, удовлетворяющие таким правилам отбора, наз. разрешёнными (фактически имеется в виду разрешённое электрическое дипольное И.). Переходы же высших мультипольностей наз. запрещёнными. Этот запрет относителен: запрещённые переходы имеют относительно малую вероятность, т. е. отвечающая им интенсивность И. невелика. Те со-

стояния, переходы из к-рых запрещены, явл. сравнительно устойчивыми, долгоживущими и наз. *метастабильными состояниями*.

Квант. теория И. позволяет объяснить не только различие в интенсивностях разных линий, но и распределение интенсивности в пределах каждой линии, в частности *ширину спектральных линий*.

Эл.-магн. И. часто возникает и при взаимных превращениях элем. ч-ц (аннигиляция эл-нов и позитронов, распад π^0-мезона и т. д.).

В ы н у ж д е н н о е И. Если частота И., падающего на уже возбуждённый атом, совпадает с одной из частот возможных для этого атома, согласно (5), квант. переходов, то атом испускает квант И., такой же, как и налетевший на него (резонансный) фотон внеш. И. Это И. наз. вынужденным. По своим св-вам оно резко отличается от спонтанного — не только частота, но и направление распространения, и поляризация испущенного фотона оказываются такими же, как и у резонансного. Вероятность вынужденного И. (в отличие от спонтанного) пропорц. интенсивности внеш. И., т. е. кол-ву резонансных фотонов. Существование вынужденного И. было постулировано Эйнштейном в 1916 при теор. анализе процессов теплового И. тел с позиций квант. теории и затем было подтверждено экспериментально. В обычных условиях интенсивность вынужденного И. мала по сравнению с интенсивностью спонтанного. Однако она сильно возрастает в т. н. *активной среде*, в к-рой искусственно создана инверсия населённостей, т. е. в одном из возбуждённых состояний находится больше атомов, чем в одном из состояний с меньшей энергией. При попадании в такую среду резонансного фотона испускаются фотоны, в свою очередь играющие роль резонансных. Число излучаемых фотонов лавинообразно возрастает; результирующее И. состоит из фотонов, идентичных по своим св-вам, т. е. образуется когерентный поток И. (см. *Когерентность*). На этом явлении основано действие *квантовых генераторов* и *квантовых усилителей* И.

Значение теории излучения. Практич. и научно-прикладное значение теории И. огромно. На ней основываются разработка и применение лазеров и мазеров, создание новых источников света, ряд важных достижений в области радиотехники и *спектроскопии*. Понимание и изучение законов И. важно и в др. отношении: по хар-ру И. (энергетич. спектру, угл. распределению, поляризации) можно судить о св-вах излучателя. Эл.-магн. И.— пока фактически единственный и весьма многосторонний источник информации о косм. объектах. Напр., анализ И., приходящего из космоса, позволил открыть такие необычные небесные тела, как *пульсары*. Изучение спектров далёких внегалактич. объектов подтвердило теорию расширяющейся Вселенной. С другой стороны, исследование И. позволило решить мн. вопросы строения в-ва. Именно теории И. принадлежит особая роль в формировании всей совр. физ. картины мира: преодоление трудностей, возникших в *электродинамике движущихся сред*, привело к созданию *относительности теории*; исследования Планком теплового излучения положили начало всей квант. теории.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2).

В. И. Григорьев.

ИЗЛУЧЕ́НИЕ ПЛА́ЗМЫ, см. *Плазма*.

ИЗМЕРЕ́НИЕ, последовательность эксперим. и вычислит. операций, осуществляемая с целью нахождения значения физ. величины, характеризующей нек-рый объект или явление. И. завершается определением степени приближения найденного значения к истинному значению величины (если об этом не имеется априорной информации).

И. явл. осн. средством объективного познания окружающего мира. Законченное И. включает след. элементы: физ. объект (явление), св-во или состояние к-рого характеризует измеряемая величина; единицу этой величины; технич. средства И., проградуированные в выбранных единицах; метод И.; наблюдателя (регистрирующее устройство), воспринимающего результат И.; полученное значение измеряемой величины и оценку его отклонения от истинного значения, т. е. погрешность И. Найденное значение измеряемой величины представляет собой произведение отвлечённого числа (числового значения) на ед. данной величины. Оценку погрешности выражают в ед. измеряемой величины или в относит. единицах.

Различают п р я м ы е и к о с в е н н ы е И. При прямом И. результат получается непосредственно из И. самой величины (напр., И. длины предмета проградуированной линейкой, И. массы тела при помощи гирь). Однако прямые И. не всегда возможны или достаточно точны. В этих случаях прибегают к косвенным И., при к-рых искомое значение величины находят по известной зависимости между ней и непосредственно измеряемыми величинами. Установленные наукой связи и количеств. отношения между разл. по своей природе физ. явлениями позволили создать систему единиц, охватывающую все области И. (см. *Международная система единиц*). И. следует отличать от счёта и др. приёмов количеств. хар-ки величин, применяемых в тех случаях, когда нет однозначного соответствия между величиной и её количеств. выражением в определ. единицах. Так, определение твёрдости минералов по шкале Мооса не следует считать И.

Всякое И. неизбежно связано с его погрешностями. В зависимости от источников погрешностей И. различают м е т о д и ч е с к и е погрешности, порождённые несовершенством метода И., и и н с т р у м е н т а л ь н ы е погрешности, обусловленные несовершенством техн. средств, используемых при И. По хар-ру проявления различают с и с т е м а т и ч е с к и е погрешности, изменяющиеся закономерно или остающиеся постоянными при И., и с л у ч а й н ы е погрешности, изменяющиеся случайным образом (вследствие внутр. шумов элементов, из к-рых состоят измерит. приборы, неконтролируемых случайных колебаний темп-ры окружающей среды и др. влияющих величин). При высокоточных И. систематич. погрешности исключают введением поправок. Случайные погрешности оценивают по данным многократных наблюдений методами матем. статистики. Особую проблему составляет определение погрешностей И., обусловленных инерционностью применяемых средств И., при И. изменяющихся во времени величин. В микромире предел достижимой точности измерений обусловлен *неопределённостей соотношением*.

Обеспечение единства И. в стране возлагается на *метрологическую службу*, поддерживающую такое состояние И., при к-ром их результаты выражены в узаконенных ед. и погрешности И. известны с заданной вероятностью. В число мероприятий по обеспечению единства И. входят хранение эталонов ед., поверка применяемых средств И., разработка методов определения погрешностей И. и т. д. Всё большее применение получают аттестация и стандартизация методик выполнения И. (ГОСТ 8.010—72), в т. ч. государственная стандартизация (ГОСТы 8.346—79, 8.361—79, 8.377—80 и др.). Способы представления результатов И. и показатели точности И. регламентированы в ГОСТе 8.011—72.

● Маликов С. Ф., Тюрин Н. И., Введение в метрологию, 2 изд., М., 1966; Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, М., 1972; Янош Л., Теория и практика обработки результатов измерений, пер. с англ., 2 изд., М., 1968; ГОСТ 16263—70. Государственная система обеспечения единства измерений. Метрология. Термины и определения.

К. П. Широков.

ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНАЯ СИСТЕ́МА, средство измерений, представляющее собой в общем случае совокупность измерит. приборов, измерит. преобразователей, мер, измерит. коммутаторов, линий связи, цифровых и аналоговых вычислит. устройств. Перечисленные элементы И. с. объединены общим алгоритмом функционирования для получения данных о величинах, характеризующих состояние объекта исследования.

И. с. используются также в составе более сложных структур — измерит.

информац. систем и систем управления, выполняющих функции контроля, диагностики, распознавания образов, автоматич. управления науч. экспериментами, испытаниями сложных объектов и технол. процессами.

Структурной единицей И. с., осуществляющей законченный цикл измерит. преобразований до ввода информации в регистрирующее или вычислит. устройство, явл. измерит. канал. В зависимости от способа образования измерит. канала различают: И. с. последовательного действия (сканирующие И. с.), в к-рых при помощи, как правило, единств. измерит. канала осуществляется последовательное во времени измерение однородных физ. величин, разнесённых в пр-ве (путём «обегания» первичным измерит. преобразователем точек, в к-рых выполняются измерения); И. с. параллельной структуры, в к-рых измерение разнородных физ. величин осуществляется непрерывно во времени при помощи индивидуального для каждой величины измерит. канала, причём выходной сигнал каждого канала может поступать на общее регистрирующее или вычислит. устройство; И. с. последовательно-параллельной структуры, в к-рой индивидуальными явл. только первичные измерит. преобразователи и нач. участки линий связи, а промежуточные преобразования осуществляются общей частью, подключаемой периодически или в соответствии с выбранной программой к параллельным участкам измерит. каналов с помощью измерит. коммутатора. Возможны и смешанные варианты указанных структур.

Осн. метрологич. требования к средствам измерений, предназначенным для использования в составе И. с., регламентированы в ГОСТе 8.009—72. Общие требования к И. с., построенным из агрегатных средств, регламентированы в ГОСТах 22315—77, 22316—77 и 22317—77.

● Цапенко М. П., Измерительные информационные системы, М., 1974; Новопашенный Г. Н., Информационные измерительные системы, М., 1977; Фремке А. В., Телеизмерения, 3 изд., М., 1975; Мановцев А. Н., Основы теории радиотелеметрии, М., 1973. *В. П. Кузнецов.*

ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ ПРИБО́Р, средство измерений, дающее возможность непосредственно отсчитывать значения измеряемой величины. В аналоговых И. п. отсчитывание производится по шкале, в цифровых — по цифровому *отсчётному устройству*. В И. п. прямого преобразования (напр., в манометре, амперметре) осуществляется одно или неск. преобразований измеряемой величины, и значение её находится без сравнения с известной одноимённой величиной. В И. п. сравнения непосредственно сравнивается измеряемая величина с одноимённой величиной, воспроизводимой мерой (примеры — равноплечные *весы*, электроизмерит. *потенциометр*, *компаратор* для линейных мер). К разновидностям И. п. относятся интегрирующие И. п., в к-рых подводимая величина подвергается интегрированию по времени или по др. независимой переменной (электрич. счётчики, расходомеры), и суммирующие И. п., дающие значение суммы двух или неск. величин, подводимых по разл. каналам (ваттметр, суммирующий мощности неск. электрич. генераторов). Для целей автоматизации управления технол. процессами И. п. часто снабжается дополнительно регулирующими, счётно-решающими и управляющими устройствами, действующими по задаваемым программам. *К. П. Широков.*

ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ УСИЛИ́ТЕЛЬ, устройство для усиления электрич. сигналов (тока, напряжения), а также для преобразования напряжения в ток и наоборот. По виду амплитудно-частотной хар-ки различают: избирательные И. у., предназначенные для усиления гармонич. сигналов определ. частоты; широкополосные усилители перем. тока и усилители пост. тока, позволяющие усиливать сигналы произвольной формы. Для всех И. у. характерно наличие элемента, управляя к-рым при помощи усиливаемого сигнала, регулируют поступление энергии от внеш. источника на выход И. у., чем и достигается эффект усиления. Как правило, И. у. выполняются многокаскадными, когда выходной сигнал первого управляемого элемента используется для управления вторым элементом и т. д.

В зависимости от вида входного управляемого элемента различают электронные (гл. обр. полупроводниковые), магн., диэлектрич., фотогальванометрич. и др. И. у. Наибольшее распространение получили электронные И. у. В ламповых И. у. регулируемым элементом явл. электронная лампа, в полупроводниковых — полупроводниковый триод. В магн. И. у. ток, протекающий по управляющей обмотке, вызывает изменение магн. проницаемости ферромагн. сердечника и тем самым изменяет индуктивное сопротивление второй обмотки, а следовательно, и протекающий через неё ток от источника питания. В диэлектрич. И. у. управляющее напряжение изменяет ёмкость конденсатора, что позволяет управлять током, протекающим через конденсатор от источника питания. В фотогальванометрич. И. у. протекание управляющего тока через рамку гальванометра вызывает пропорц. отклонение подвижной системы с укреплённым на нём зеркальцем. В результате изменяется освещённость фоторезисторов и их сопротивление, что приводит к изменению тока в цепи, подключённой к источнику питания.

Общей проблемой для всех И. у. явл. достижение высокой стабильности коэфф. усиления (преобразования). Наиболее радикальное средство — использование сильной отрицательной обратной связи. Коэфф. усиления современных И. у. достигает 10^6 и более, входное сопротивление — 10^{16} Ом, осн. погрешность в % от диапазона измерений составляет от 0,01% до неск. % при больших коэфф. усиления, частотный диапазон — до неск. десятков МГц. Применение И. у. обеспечивает измерение сигналов до 10^{-17} А и 10^{-9} В.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Электрические измерительные преобразователи, М.—Л., 1967. *В. П. Кузнецов.*

ИЗОБА́РА (от греч. ísos — равный, одинаковый и bâros — тяжесть), линия на термодинамич. *диаграмме состояния*, изображающая процесс, проходящий при пост. давлении (*изобарный процесс*). Ур-ние И. *идеального газа*: T/v=const, где v — уд. объём, T — темп-ра.

ИЗОБА́РНЫЙ ПРОЦЕ́СС (изобарический процесс), процесс, происходящий в физ. системе при пост. внеш. давлении; на термодинамич. диаграмме изображается *изобарой*. Простейшие примеры И. п.— нагревание воды в открытом сосуде, расширение газа в цилиндре со свободно ходящим поршнем. В обоих случаях давление равно атмосферному. Объём *идеального газа* при И. п. пропорц. темп-ре (*Гей-Люссака закон*). Теплоёмкость системы в И. п. больше, чем в *изохорном процессе* (при пост. объёме). Напр., в случае идеального газа $c_p - c_V = k$, где c_p и c_V — теплоёмкости в изобарном и изохорном процессах на одну ч-цу. Работа, совершаемая идеальным газом при И. п., равна $p \cdot \Delta V$, где p — давление, ΔV — изменение объёма газа.

ИЗОБА́РЫ, атомные ядра с одинаковым числом нуклонов, т. е. массовым числом и разными числами протонов и нейтронов. См. *Ядро атомное*.

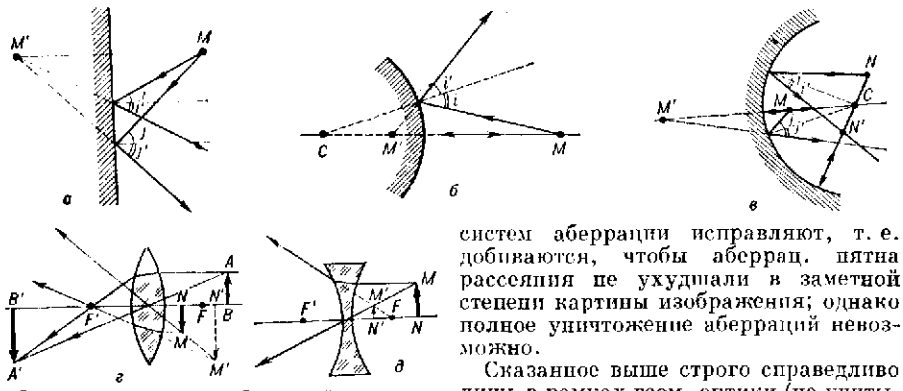
ИЗОБРАЖЕ́НИЕ ОПТИ́ЧЕСКОЕ, картина, получаемая в результате прохождения через *оптическую систему* лучей, распространяющихся от объекта, и воспроизводящая его контуры и детали. При практич. использовании И. о. пользуются возможностью изменения *масштаба изображений* предметов и их проектирования на поверхность (киноэкран, фотоплёнку, фотокатод и т. д.). Основой зрит. восприятия предмета явл. его И. о., спроектированное на сетчатку глаза.

Макс. соответствие изображения объекту достигается, когда каждая его точка изображается точкой. Иными словами, после всех преломлений и отражений в оптич. системе лучи, испущенные светящейся точкой, должны пересечься в одной точке. Однако это возможно не при любом расположении объекта относительно системы. Напр., системы, обладающие осью симметрии (*оптической осью*), дают точечные И. о. лишь тех точек, к-рые находятся на небольшом угловом удалении от оси,

в т. н. параксиальной области. Применение законов *геометрической оптики* позволяет определить положение И. о. любой точки из параксиальной области; для этого достаточно знать, где расположены *кардинальные точки* системы.

Совокупность точек, И. о. к-рых можно получить с помощью оптич. системы, образует пространство объектов, а совокупность точечных изображений этих точек — пространство изображений.

И. о. разделяют на действительные и мнимые. Первые создаются сходящимися пучками лучей в точках их пересечения. Поместив в плоскости пересечения лучей экран или фотоплёнку, можно наблюдать на них действит. И. о. В др. случаях лучи, выходящие из оптич. системы, расходятся, но если их мысленно продолжить в противоположную сторону, они пересекутся в одной точке. Эту точку наз. мнимым изображением точки-объекта; т. к. она не соответствует



Образование оптич. изображений: *а* — мнимого изображения M' точки M в плоском зеркале; *б* — мнимого изображения M' точки M в выпуклом сферич. зеркале; *в* — мнимого изображения M' точки M и действительного изображения N' точки N в вогнутом сферич. зеркале; *г* — действительного $A'B'$ и мнимого $M'N'$ изображений предметов AB и MN в собирающей линзе; *д* — мнимого изображения $M'N'$ предмета MN в рассеивающей линзе; i, j — углы падения лучей; i', j' — углы отражения; C — центры сфер; F, F' — фокусы линз.

пересечению реальных лучей, то мнимое И. о. невозможно получить на экране или зафиксировать на фотоплёнке. Однако мнимое И. о. способно играть роль объекта по отношению к др. оптич. системе (напр., глазу или собирающей линзе), к-рая преобразует его в действительное.

Оптич. объект представляет собой совокупность светящихся собственным или отражённым светом точек. Зная, как оптич. система изображает каждую точку, легко графически построить и изображение объекта в целом.

И. о. действит. объектов в плоских зеркалах — всегда мнимые (рис., *а*); в вогнутых зеркалах и собирающих *линзах* они могут быть как действительными, так и мнимыми, в зависимости от положения объектов относительно фокуса зеркала или линзы (рис., *в*, *г*). Выпуклые зеркала и рассеивающие линзы дают только мнимые И. о. действит. объектов (рис., *б*, *д*). Положение и размеры И. о. зависят от хар-к оптич. системы и расстояния между нею и объектом (см. *Увеличение оптическое*). Лишь в случае плоского зеркала И. о. по величине всегда равно объекту.

Если точка-объект находится не в параксиальной области, то исходящие из неё и прошедшие через оптич. систему лучи не собираются в одну точку, а пересекают плоскость изображения в разных точках, образуя аберрационное пятно (см. *Аберрации оптических систем*); размеры этого пятна зависят от положения точки-объекта и конструкции системы. Безаберрационными (идеальными) оптич. системами, дающими точечное изображение точки, явл. только плоские зеркала. При конструировании оптич. систем аберрации исправляют, т. е. добиваются, чтобы аберрац. пятна рассеяния не ухудшали в заметной степени картины изображения; однако полное уничтожение аберраций невозможно.

Сказанное выше строго справедливо лишь в рамках геом. оптики (не учитывающей волн. явлений, напр. дифракции света), к-рая явл. хотя и достаточно удовлетворительным во мн. случаях, но всё-таки лишь приближённым способом описания явлений, происходящих в оптич. системах. Более детальное рассмотрение микроструктуры И. о., принимающее во внимание волн. природу света, показывает, что изображение точки даже в идеальной (безаберрационной) системе представляет собой не точку, а сложную дифракц. картину (подробнее см. в ст. *Разрешающая способность* оптических приборов).

Для оценки кач-ва И. о., получившей большое значение в связи с развитием фотогр., телевиз. и пр. методов, существенно распределение плотности световой энергии в изображении. С этой целью используют особую хар-ку — контраст $k = \frac{E_{макс} - E_{мин}}{E_{макс} + E_{мин}}$, где $E_{мин}$ и $E_{макс}$ — наименьшее и наибольшее значения *освещённости* в И. о. стандартного тест-объекта; за такой объект обычно принимают решётку, яркость к-рой меняется по синусоидальному закону с частотой R (число периодов решётки на 1 мм). Контраст k зависит от R и направления штрихов решётки. Ф-ция $k(R)$ наз. *частотно-контрастной характеристикой*. Чем меньше k при заданной R, тем хуже кач-во И. о. в данной системе.

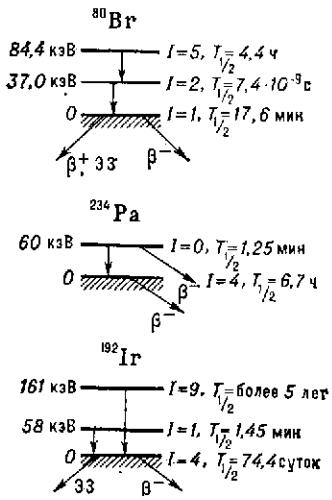
● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., М.—Л., 1948; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969.

Г. Г. Слюсарев.

ИЗОЛЮКС, линия равной *освещённости*, выраженной в *люксах*.

ИЗОМЕРИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР (от греч. ísos — равный, одинаковый и méros — доля, часть), существование у нек-рых ат. ядер метастабильных состояний с относительно большими временами жизни. Нек-рые ат. ядра имеют неск. изомерных состояний с разными временами жизни. Понятие «И. а. я.» возникло в 1921, когда нем. учёный О. Ган открыл радиоакт. в-во, паз. ураном-Z, к-рое как по хим. св-вам, так и по *массовому числу* A не отличалось от известного тогда урана-X_2. Позднее было установлено, что уран-Z и уран-X_2 — два состояния одного и того же ядра ^{234}Pa с разными энергией и *периодом полураспада* $T_{1/2}$. По аналогии с *изомерией молекул* их назвали ядерными изомерами. В 1935 Б. В. Курчатов, И. В. Курчатов, Л. В. Мысовский и Л. И. Русинов обнаружили изомерное состояние у ядра ^{80}Br, что послужило началом систематич. изучения И. а. я. Известно большое число изомеров с $T_{1/2}$ от 10^{-6} с до мн. лет. Один из наиболее долгоживущих изомеров — ^{236}Np ($T_{1/2}$ = 5500 лет).

Распад изомеров обычно сопровождается испусканием *конверсионных электронов* или γ-квантов; в результа-



Схемы уровней энергии радиоакт. изотопов ^{80}Br, ^{234}Pa и ^{192}Ir. Изомерные состояния ядер обозначены жирной линией, осн. состояния — линией со штриховкой. Слева указаны энергии уровней, справа — спины и периоды полураспада $T_{1/2}$; β− означает распад с испусканием эл-на, β+ — позитрона, ЭЗ — электронный захват, прямые вертик. стрелки — испускание эл-нов внутр. конверсии или γ-квантов.

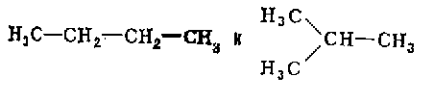
те образуется то же ядро, но в состоянии с меньшей энергией. Иногда более вероятен *бета-распад* (рис.). Изомеры тяжёлых элементов могут распадаться путём самопроизвольного деления (см. *Деление атомного ядра*).

И. а. я. обусловлена особенностями структуры ядер. Изомерные состояния образуются в тех случаях, когда переход ядра в состояние с меньшей энергией путём испускания γ-кванта затруднён. Чаще всего это связано с большим различием в значениях *спинов* ядер в этих состояниях. Если при этом различие в энергии двух состояний невелико, то вероятность испускания γ-кванта мала и, как следствие, период полураспада возбуждённого состояния оказывается большим. Изомеры особенно часто встречаются в определ. областях значений A (о с т р о в а и з о м е р и и). Этот факт оболочечная модель ядра объясняет существованием (при определ. значениях чисел протонов и нейтронов, входящих в состав ядра) близких по энергии яд. уровней с большим различием спинов (см. *Ядро атомное*).

В 1962 в ОИЯИ (г. Дубна) был открыт новый вид изомерных состояний, характеризующихся высокой вероятностью спонтанного деления (см. *Делящиеся изомеры*).

● М о ш к о в с к и й С., Теория мультипольного излучения, в кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., т. 3, М., 1969, с. 5. *И. Н. Делягин.*

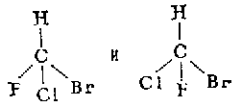
ИЗОМЕ́РИЯ МОЛЕ́КУЛ, явление, состоящее в существовании молекул, обладающих одинаковой мол. массой и составом, но различающихся по строению или расположению атомов в пр-ве и, следовательно, по хим. и физ. св-вам. Такие молекулы наз. и з о м е р а м и. Существуют два вида И. м.— структурная и конформационная. С т р у к т у р н ы м и и з о м е р а м и наз. соединения, характеризующиеся одинаковыми хим. ф-лами, но разными структурными ф-лами. Так, нормальный бутан и изобутан при одинаковых ф-лах (C_4H_{10}) имеют разные структурные ф-лы:



и явл. изомерными соединениями.

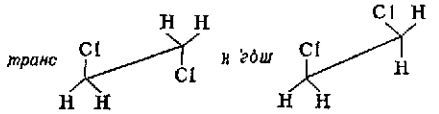
Молекулы структурных изомеров — разные молекулы, и их взаимопревращение невозможно без разрыва хим. связей. Если при к.-л. условиях наблюдают переходы между структурными изомерами, то последние наз. т а у т о м е р а м и.

Особым типом структурной И. м. явл. о п т и ч е с к а я и з о м е р и я. Оптич. изомеры (т. н. э н а н т и о м е р ы) возникают в том случае, когда молекула содержит атом, являющийся киральным, т. е. молекула должна иметь асимметричный центр, напр. асимметричный тетраэдрич. атом С (см. *Симметрия молекулы*), заместители к-рого могут быть расположены двумя зеркально-симметричными способами. Так, в изомерах молекулы фторхлорбромметана

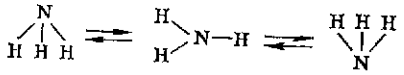


заместители при тетраэдрич. атоме углерода (H, F, Cl и Br) расположены зеркально-симметричным способом. Оптич. изомеры имеют одинаковые физ. св-ва, за исключением того, что они вращают плоскость *поляризации света* в противоположные стороны, т. е. явл. *оптически активными веществами*.

К о н ф о р м а ц и о н н а я и з о м е р и я связана с различием пространств. форм (к о н ф о р м е р о в) одной и той же молекулы. Конформеры, возникающие при вращении ат. групп вокруг хим. связей и отвечающие разным минимумам потенц. поверхности (см. *Молекула*), наз. п о в о р о т н ы м и и з о м е р а м и (или р о т а м е р а м и), а о соответствующем явлении говорят как о поворотной И. м. Если же взаимопревращения изомеров происходят при одноврем. вращении вокруг неск. связей в циклич. молекулах или при изменении нек-рых валентных углов, то И. м. наз. и н в е р с и о н н о й. Так, молекула 1,2-дихлорэтана существует в виде двух ротамеров:

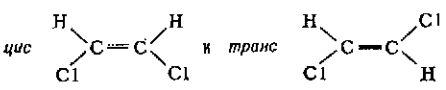


Трапс-ротамер стабильнее гош-изомера, а энергетич. барьер, разделяющий их, равен 13 кДж/моль. Молекула аммиака существует в виде двух одинаковых пирамидальных и н в е р т о м е р о в, превращающихся друг в друга через плоскую форму:



Барьер инверсии аммиака (разность энергий плоской и пирамидальной форм) равен 25 кДж/моль.

Энергетич. барьеры, разделяющие конформеры, при норм. темп-рах не превышают 100 кДж/моль, а времена их жизни обычно $\sim 10^{-10}$—10^{-13} с. Если же величина барьера существенно выше, то взаимопревращения невозможны (статистически крайне редки) и соответствующие изомеры наз. г е о м е т р и ч е с к и м и. Напр., геом. изомеры 1,2-дихлорэтилена



в принципе можно получить один из другого путём поворота вокруг двойной связи C=C на 180°. Однако поскольку энергетич. барьер такого поворота ~250 кДж/моль, эти изомеры живут практически бесконечно долго, не превращаясь друг в друга. Геом. изомеры — фактически разные в-ва (хотя формально явл. состояниями одного соединения), обладающие разл. св-вами. Напр., темп-ра кипения цис- и транс-изомеров 1,2-дихлорэтилена равна соотв. 60,1 и 48,4°С.

● См. лит. при ст. *Молекула*.

В. Г. Дашевский.

ИЗОМЕ́РЫ ОПТИ́ЧЕСКИЕ, см. *Оптически активные вещества*.

ИЗОМО́РФИЗМ (от греч. isos — равный, одинаковый и morphḗ — форма, вид), полное подобие атомно-крист. строения и внеш. огранки кристаллов у в-в с одинаковой (по соотношению компонент) хим. ф-лой и одинаковым типом хим. связи. Открыт в 1819 нем. химиком Э. Мичерлихом на примере кристаллов KH_2PO_4, KH_2AsO_4 и $NH_4H_2PO_4$. И. наз. также связанное с существованием изоморфных кристаллов св-во разл. атомов, ионов и их сочетаний замещать друг друга в крист. решётке с образованием кристаллов перем. состава (т в ё р д ы х р а с т в о р о в з а м е щ е н и я). Пример с о в е р ш е н н о г о И.— кристаллы квасцов $KAl(SO_4)\cdot 12H_2O$, в к-рых одновалентные ионы K могут в любом кол-ве замещаться одновалентными ионами Rb, NH_4 и др., имеющими прибл. одинаковый с ионами K кристаллохим. радиус, а трёхвалентные ионы Al — трёхвалентными ионами Fe, Cr и др. с радиусами, близкими к радиусу Al. Различие в кристаллохим. радиусах атомов в изоморфных кристаллах не превышает 10—15%.

Кроме совершенного (полного) И. с образованием тв. р-ров при любых соотношениях компонент, возможен о г р а н и ч е н н ы й (по возможным концентрациям) И.; примером такого рода могут служить соединения $BaSO_4$ и $KMnO_4$. Различают изовалентный И., когда замещающие друг друга атомы или группировки имеют одинаковую валентность (напр., Na^+, K^+, NH_4^+), и гетеровалентный, когда валентность их различна (напр., Ca^{2+} и Y^{3+}). В последнем случае важна близость размеров замещающих друг друга атомов, а различие зарядов компенсируется *вакансиями*.

И. наблюдается у мн. минералов и кристаллов, используется при синтезе кристаллов, когда введением малых добавок существенно меняют или создают новые св-ва. Так, введение малых изоморфных добавок, напр. Cr^{3+} в корунд Al_2O_3, Nd^{3+} в гранат $Y_3Al_5O_{12}$, превращает их в активную среду для квант. генераторов; введение изоморфных примесей в ПП кристаллы изменяет тип проводимости.

Изоморфные примеси используют, напр., для изменения окраски ювелирных кристаллов.

● См. лит. при ст. *Кристаллохимия*.

Б. К. Вайнштейн.

ИЗОСПИ́Н, то же, что *изотопический спин*.

ИЗОТЕ́РМА (от греч. isos — равный, одинаковый и thérmē — тепло), линия на термодинамич. *диаграмме состояния*, изображающая *изотермический процесс*. Ур-ние И. *идеального газа*: $pV=\text{const}$, где p — давление, V — объём газа. Т. о., в координатах p, V И. представляет собой гиперболу. Для реального газа ур-ние И. имеет более сложный хар-р и переходит в ур-ние И. идеального газа только при малых давлениях или высоких темп-рах. В координатах p, V у И. ход всегда менее крут, чем у *адиабаты*. См. *Ван-дер-Ваальса уравнение*.

ИЗОТЕРМИ́ЧЕСКИЙ ПРОЦЕ́СС, процесс, происходящий в физ. системе при пост. темп-ре; на термодинамич. *диаграммах состояния* изображается *изотермой*. Для осуществления И. п. систему обычно помещают в *термостат*, теплопроводность к-рого велика, так что темп-ра системы практически не отличается от темп-ры термостата. Можно осуществить И. п. иначе: с применением источников или стоков теплоты, контролируя постоянство темп-ры с помощью термометров. К И. п. относятся, напр., кипение жидкости или плавление тв. тела при пост. давлении. В *идеальном газе* при И. п. произведение давления на объём постоянно (см. *Бойля — Мариотта закон*). При И. п. системе, вообще говоря, сообщается определ. кол-во теплоты (или она отдаёт теплоту) и совершается внеш. работа. Для идеального газа эта работа равна $NkT\ln(V_2/V_1)$, где N — число ч-ц газа, T — абс. темп-ра, V_1 и V_2 — объём газа в начале и конце процесса. В тв. теле и большинстве жидкостей И. п. очень мало изменяет объём тела, если только не происходит *фазовый переход*.

ИЗОТОПИ́ЧЕСКАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ, особая симметрия, присущая *сильному взаимодействию* элем. ч-ц. Существующие в природе ч-цы, обладающие сильным вз-ствием (адроны), можно разбить на группы «похожих» ч-ц, в каждую из к-рых входят ч-цы с примерно равными массами и одинаковыми внутр. хар-ками (*спином*, внутр. *чётностью*, *барионным зарядом* B, *странностью* S, *«очарованием»* C, *«красотой»* b, за исключением электрич. заряда). Такие группы наз. изотопическими мультиплетами. Сильное вз-ствие для всех ч-ц, входящих в один изотопич. мультиплет, одинаково, т. е. не зависит от электрич. заряда; в этом и состоит одно из проявлений симметрии сильного вз-ствия, наз. И. и.

Простейший пример ч-ц, к-рые могут быть объединены в один изотопич. мультиплет: протон (p) и нейтрон (n). Опыт показывает, что сильное вз-ствие протона с протоном, нейтрона с нейтроном и протона с нейтроном одинаково (если они находятся соответственно в одинаковых состояниях); это послужило исходным пунктом для установления И. и. Протон и нейтрон рассматриваются как два разных зарядовых состояния одной ч-цы — нуклона; они образуют изотопич. дублет. Другие примеры изотопич. мультиплетов: *пи-мезоны* (π^+, π^0, π^-) и *Σ-гипероны* (Σ^+, Σ^0, Σ^-), образующие изотопич. триплеты, *К-мезоны* (K^+, K^0) и анти-К-мезоны (K^-, $\bar{K}^0$), образующие два изотопич. дублета.

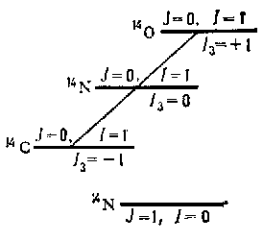
Электрич. заряд Q ч-цы, входящей в изотопич. мультиплет, выражается ф-лой Гелл-Мана — Нишиджимы:

$$Q=I_3+\frac{1}{2}Y;$$

величина Y была названа гиперзарядом и до открытия в 70-х гг. новых адронов считалась равной: $Y=B+S$ (обобщение ф-лы для Y см. в ст. *Элементарные частицы*). В этой ф-ле величина I_3 пробегает с интервалом в единицу все значения от нек-рого максимального значения I (целого или полуцелого) до минимального, равного $-I$. Общее число значений, к-рые может принимать I_3 (и Q) для данного изотопич. мультиплета, а следовательно, и число ч-ц в изотопич. мультиплете, равно $2I+1$. Величина I, определяющая это число, наз. изотопическим спином, а I_3 — третьей «проекцией» (или просто проекцией) изотопич. спина (названия связаны с формальной матем. аналогией с обычным спином ч-ц J и его проекцией J_z). Т. к. нуклоны существуют в двух зарядовых состояниях, то для них (и для всех др. ч-ц, входящих в изотопич. дублеты) $2I+1=2$, т. е. $I={}^1/_2$, а I_3 может принимать два значения: $+{}^1/_2$ для протона (что соответствует $Q=+1$) и $-{}^1/_2$ для нейтрона ($Q=0$). Изотопич. триплету пионов соответствует $I=1$, а I_3 равно $+1$ для π^+, 0 для π^0 и -1 для π^-. Ч-цы с $I=0$ не имеют изотопич. «партнёров» и явл. изотопич. синглетами; к таким ч-цам относятся, напр., гипероны Λ^0 и Ω^-.

Переход от одной ч-цы к другой из того же изотопич. мультиплета, не меняя величины изотопич. спина, меняет его проекцию; поэтому такой переход формально можно представить как поворот в условном «изотопическом („зарядовом") пр-ве». Тот факт, что сильное вз-ствие ч-ц, входящих в определ. изотопич. мультиплет, одинаково: не зависит от Q, т. е. от «проекции» изотопич. спина I_3, можно интерпретировать как независимость (инвариантность) сильного вз-ствия от вращений в «изотопич. пр-ве» [или как существование группы симметрии $SU(2)$]. Это утверждение явл. наиб. общей формулировкой И. и., и из него следует закон сохранения изотопич. спина в сильном вз-ствии (аналогично тому, как из независимости законов механики относительно вращений в обычном пр-ве следует закон сохранения момента кол-ва движения). На основе И. и. удаётся предсказать существование, массу и заряды новых ч-ц, если известны их изотопические «партнёры». Так было предсказано существование π^0, Σ^0, Ξ^0 по известным π^+, π^-; Σ^+, Σ^-; Ξ^-.

И. и. имеет место и для составных систем адронов, в частности для ат. ядер. Изотопич. спин сложной системы складывается из изотопич. спинов входящих в систему ч-ц, при этом сложение производится по тем же правилам, что и для обычного спина. Так, система из двух ч-ц с изотопич. спинами ${}^1/_2$ (напр., нуклон) и 1 (напр., π-мезон) может иметь изотопич. спин $I=1+{}^1/_2=1-{}^1/_2={}^3/_2$ или $I=1-{}^1/_2={}^1/_2$. В ядрах И. и. проявляется в существовании уровней энергии с одинаковыми квант. числами для разл. *изобар*. Примером служат ядра ${}^{14}_{6}C$, ${}^{14}_{7}N$, ${}^{14}_{8}O$: осн. состояния ядер ${}^{14}C$, ${}^{14}O$ и первое возбуждённое состояние ${}^{14}N$ образуют изотопич. триплет ($I=1$; рис.). Все квант. числа



этих уровней одинаковы, а различие в их энергиях можно объяснить разницей электростатич. энергий из-за различия в электрич. зарядах ядер. (Осн. уровень ${}^{14}N$ имеет изотопич. спин $I=0$, поэтому у него нет аналогов в ядрах ${}^{14}C$ и ${}^{14}O$.)

Из И. и. следует закон сохранения полного изотопич. спина I в процессах, обусловленных сильным вз-ствием. Этот закон приводит к определ. соотношениям между вероятностями процессов для ч-ц, входящих в один изотопич. мультиплет, а также к запрету нек-рых реакций в процессах сильного вз-ствия. Комбинация И. и. и *зарядового сопряжения* приводит к сохраняющейся в сильном вз-ствии величине (для ч-ц с $B=S=C=b=0$) — G-чётности.

И. и. заведомо нарушается эл.-магн. вз-ствием, зависящим от электрич. зарядов ч-ц (т. е. от I_3), «сила» к-рых по порядку величины составляет прибл. 1% от сильного вз-ствия. Другой источник нарушения И. и.— различие в массах u- и d-кварков, входящих в состав адронов. Указанные причины приводят к небольшому

различию в массах ч-ц одного изотопич. мультиплета.

И. и. представляет собой часть более широкой приближённой симметрии сильного вз-ствия — унитарной симметрии SU (3). См. *Элементарные частицы*. *С. С. Герштейн.*

ИЗОТОПИ́ЧЕСКИЙ МУЛЬТИПЛЕ́Т, см. в ст. *Изотопическая инвариантность.*

ИЗОТОПИ́ЧЕСКИЙ СПИН (изоспин, I), одна из внутр. хар-к (квант. чисел) адронов, определяющая число зарядовых состояний адрона (или число ч-ц n в изотопич. мультиплете): $n=2I+1$. См. *Изотопическая инвариантность.*

ИЗОТОПИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, зависимость критич. темп-ры $T_к$ сверхпроводящего металла от его изотопного состава; $T_к$ возрастает при уменьшении ср. ат. массы M в-ва. Для ряда металлов при этом выполняется соотношение $T_к \cdot M^{1/2}=\text{const}$. Впервые И. э. наблюдался в 1950; было установлено, что у изотопа ^{198}Hg $T_к=4{,}156$ К, а у чистой ртути, имеющей естеств. изотопный состав со ср. ат. массой 200,6, $T_к=4{,}177$ К. Исследования показали также, что одновременно с $T_к$ изменяется *критическое магнитное поле* $H_{к,0}$ (при $T\to 0$ К), но отношение $H_{к,0}/T_к$ для разных изотопов данного сверхпроводящего металла остаётся постоянным. И. э. свидетельствует, что *сверхпроводимость* связана с массой образующих решётку ч-ц и обусловлена вз-ствием эл-нов с *фононами* (колебаниями решётки).

ИЗОТО́ПНАЯ ХРОНОЛО́ГИЯ, определение абс. возраста горных пород, минералов, следов древних человеческих культур и в целом Земли по накоплению в них продуктов распада радионуклидов (см. *Радиоактивность*). Идея И. х. принадлежит франц. физику П. Кюри и англ. физику Э. Резерфорду. При И. х. учитывают, что радиоакт. распад каждого радионуклида происходит с пост. скоростью и приводит к накоплению конечных стабильных нуклидов, содержание к-рых D связано с возрастом t исследуемого объекта соотношением: $D=P(e^{\lambda t}-1)$, где P — число атомов радионуклида, λ — постоянная распада. Отсюда возраст t равен

$$t=\frac{1}{\lambda}\ln(1+D/P).$$

В И. х. наиб. распространены свинцовый, аргоновый, стронциевый и углеродный методы. В первом используется накопление радиогенного свинца в результате распадов $^{238}U\to{}^{206}Pb$; $^{235}U\to{}^{207}Pb$ и $^{232}Th\to{}^{208}Pb$ (см. *Радиоактивные ряды*). Аргоновый метод основан на радиогенном накоплении Ar в калиевых минералах ($^{40}K^{э3}\to{}^{40}Ar$, где эз — *электронный захват*). Стронциевый метод основан на *бета-распаде* $^{87}Rb\xrightarrow{\beta^-}{}^{87}Sr$. Для оценки возраста объектов меньше чем 60 000 лет используется радиоуглеродный метод. В земной атмосфере под действием нейтронов косм. лучей идёт яд. реакция: $^{14}N(n,p)^{14}C$. В результате воздух, растения и животные содержат радионуклид ^{14}C ($T_{1/2}=5700$ лет) в определённой и постоянной (в расчёте на 1 моль атомов С) концентрации. В мёртвых организмах обмен с атмосферой прекращается, и содержание ^{14}C постепенно падает. По концентрации ^{14}C можно установить возраст органич. остатков.

ИЗОТО́ПНЫЕ ИНДИКА́ТОРЫ (меченые атомы), вещества, имеющие отличный от природного изотопный состав, используемые в кач-ве «метки» при исследовании разл. процессов (в т. ч. в живом организме). Метод И. и. был предложен венг. радиохимиком Д. Хевеши и нем. химиком Ф. Панетом (1913). В кач-ве изотопной «метки» чаще используются радиоакт. изотопы, к-рые могут быть легко обнаружены и измерены количественно. Реже используются стабильные изотопы, техника обнаружения к-рых сложна (см. *Масс-спектроскопия*). В кач-ве радиоакт. «меток» применяют нуклиды: ^{3}H, ^{14}C, ^{32}P, ^{35}S, ^{45}Ca, ^{59}Fe, ^{60}Co, ^{89}Sr, ^{95}Zr, ^{95}Nb, ^{110m}Ag, ^{131}I и др. Выбор радионуклида определяется гл. обр. периодом его полураспада, типом и энергией излучения. Для обнаружения излучения используют обычно газоразрядные счётчики, *сцинтилляционные счётчики*, *ядерные фотографические эмульсии* (см. *Авторадиография*) и др. *детекторы* ч-ц. С помощью И. и. изучают распределение в-в в системе и пути их перемещения. В этих случаях И. и. вводят в систему и через определ. промежутки времени устанавливают их наличие в разл. частях системы. Для количеств. анализа пользуются, напр., методом изотопного разбавления, при к-ром к анализируемой пробе добавляют порцию меченого в-ва и по степени его разбавления судят о содержании анализируемого в-ва в пробе. Введение И. и. в определ. место молекулы делает различимыми атомы одного элемента и позволяет выяснить механизм хим. реакций и структуру молекул. Метод И. и. широко используется в физике, химии, биологии (процессы синтеза и распада хим. соединений в живой клетке, обмена в-в и др.), в технике, медицине (изотопная диагностика) и др.

● Ванг Ч., Уиллис Д., Радиоиндикаторный метод в биологии, пер. с англ., М., 1989; Радиоактивные индикаторы в химии. Основы метода, 2 изд., М., 1975; Радиоактивные индикаторы в химии, М., 1977.

ИЗОТО́ПОВ РАЗДЕЛЕ́НИЕ, выделение отд. *изотопов* из естественной их смеси или обогащение смеси отд. изотопами. Первые попытки И. р. производились гл. обр. для обнаружения изотопов у стабильных элементов, для точного измерения массы их атомов и относит. содержания (см. *Масс-спектроскопия*). В 30-х гг. фундам. исследования в области яд. физики потребовали получения изотопов, что тогда даже в кол-вах порядка неск. мг являлось сложной задачей. Выделялись лишь небольшие кол-ва обогащённых смесей изотопов лёгких элементов. Только дейтерий начал производиться в пром. масштабах. Дальнейшее развитие техники И. р. было обусловлено появлением *ядерных реакторов*, для к-рых требовался U, обогащённый ^{235}U (см. *Ядерное топливо*).

Существует множество методов И. р. Все они основаны на различиях в св-вах изотопов и их соединений, связанных с различием масс их атомов. Для большинства элементов относит. разность масс изотопов весьма мала, что определяет сложность задачи. Эффективность методов И. р. характеризуется коэфф. разделения α. Для смеси двух изотопов он равен:

$$\alpha=\frac{c'}{1-c'}\Big/\frac{c''}{1-c''},$$

где c' и $1-c'$ — относит. содержания лёгкого и тяжёлого изотопов в обогащённой смеси, а c'' и $1-c''$ — в исходной смеси. Если α лишь немного больше единицы, то операцию И. р. приходится многократно повторять; только при эл.-магн. разделении $\alpha\gg 1$ (см. ниже).

Газовая диффузия через пористые перегородки. Газообразное соединение разделяемого элемента при достаточно низких давлениях ($\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.

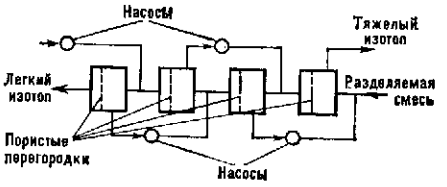


Рис. 1. Схема устройства для разделения изотопов методом газовой диффузии.

или $\sim 0{,}1$ Па) прокачивается через пористую перегородку (рис. 1). Лёгкие молекулы диффундируют через перегородку быстрее тяжёлых. В результате газ обогащается лёгкой компонентой по одну сторону перегородки и тяжёлой — по другую. Если разница в массах мала, то необходимо повторять процесс неск. тыс. раз. Этот метод используется на спец. газодиффуз. заводах для обогащения U (в виде газообразного UF_6) изотопом ^{235}U ($\alpha\sim 1{,}0043$). Для получения нужной концентрации ^{235}U требуется ок. 4000 операций разделения.

Диффузия в потоке пара (масс-диффузия). И. р. происходит в цилиндрич. сосуде (колонне), перегороженном вдоль оси диафрагмой, содержащей ок. 103 отверстий на 1 см^2 (рис. 2). Газообразная изотопная смесь движется навстречу потоку вспомогат. пара. Вследствие перепада концентраций газа и пара в поперечном сечении ци-

линдра и большего коэфф. диффузии для более лёгких молекул происходит обогащение лёгким изотопом части газа, прошедшего сквозь поток пара в левую часть цилиндра. Обогащённая часть выводится из верхнего цилиндра вместе с осн. потоком пара, а оставшаяся в правой половине часть газа

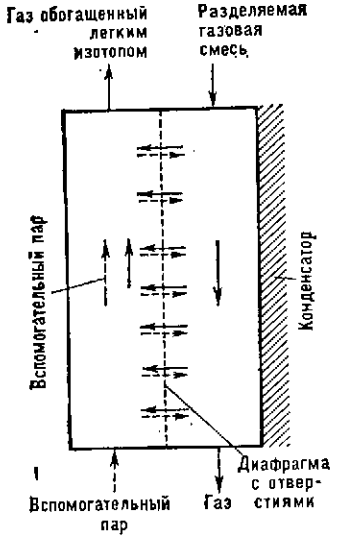


Рис. 2. Схема устройства для разделения изотопов методом противоточной масс-диффузии.

движется вдоль диафрагмы и выводится из аппарата. Пар конденсируется и отделяется от смеси изотопов. Процесс может осуществляться многократно. В лаб. условиях получают до 1 кг изотопов Ne, Ar, C, Kr, S.

Термодиффузия. Разделит. колонка состоит из двух коаксиальных труб, поддерживаемых при разных темп-рах (рис. 3), между к-рыми находится газообразное в-во. Разность темп-р ΔT создаёт вертик. конвекц. поток газовой смеси и одновременно вызывает непрерывно идущее поперечное термодиффуз. разделение изотопов

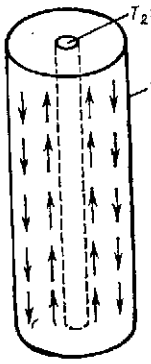


Рис. 3. Схема термодиффузионной разделит. колонки.

(см. *Конвекция*, *Термодиффузия*). Вследствие этого более лёгкие изотопы накапливаются у горячей поверхности внутр. трубы и движутся вверх. Коэфф. разделения $\alpha = 1 + \gamma \Delta T/T$, где γ — постоянная термодиффузии, зависящая от относит. разности масс изотопов, а $T = (T_1 + T_2)/2$. Этим методом были получены He с содержанием 0,2% ^{3}He (в природной смеси — $1{,}5 \cdot 10^{-5}$%), изотопы ^{18}O, ^{15}N, ^{13}C, ^{20}Ne, ^{22}Ne, ^{35}Cl, ^{84}Kr, ^{86}Kr с концентрацией >99,5%.

Дистилляция. Изотопы обычно имеют разл. давления насыщ. пара (p_1 и p_2) и точки кипения, поэтому возможно И. р. путём фракц. перегонки. При кипении жидкой смеси изотопов в образующемся паре преобладает изотоп с наименьшей темп-рой кипения. Используются фракционирующие колонны с большим числом ступеней разделения; α зависит от отношения p_1/p_2 и уменьшается с ростом мол. массы и темп-ры (процесс наиб. эффективен при низких темп-рах). Дистилляция использовалась при получении изотопов лёгких элементов ^{10}B, ^{11}B, ^{18}O, ^{15}N, ^{13}C и для получения тяжёлой воды (сотен т в год).

Изотопный обмен. Для И. р. используются хим. реакции, при к-рых происходит перераспределение изотопов к.-л. элемента между реагирующими в-вами. Так, напр., если привести в соприкосновение HCl с HBr, в к-рых первонач. содержание дейтерия D в водороде было одинаковым, то в результате обменной реакции в HCl содержание D будет неск. выше, чем в HBr. Применение неск. каскадов позволяет получать дейтерий и обогащённые отд. изотопами смеси для др. лёгких элементов (N, S, O, C, Li).

Центрифугирование. В центрифуге, вращающейся с большой скоростью, более тяжёлые молекулы под действием центробежных сил концентрируются у периферии, а лёгкие молекулы — у ротора. Поток пара во внеш. части с тяжёлым изотопом направлен вниз, а во внутренней, с лёгким изотопом, вверх. Соединение неск. центрифуг в каскад обеспечивает необходимое обогащение. Центрифугирование пригодно для разделения изотопов как лёгких, так и тяжёлых элементов.

Электролиз. При электролизе воды или водных р-ров электролитов выделяющийся на катоде водород содержит меньшее кол-во D, чем исходная вода. В результате в электролизёре растёт концентрация D. Метод применялся в пром. масштабах для получения тяжёлой воды. Электролизный завод в Норвегии в 40-х гг. производил неск. тонн D в год. Разделение Li, K и др. (электролизом их хлористых солей) производится только в лаб. условиях.

Электромагнитный метод. В-во, содержащее изотопы элемента, к-рые требуется разделить, помещается в тигель ионного источника, испаряется и ионизуется. Ионы вытягиваются из ионизац. камеры высоким отрицат. потенциалом, формируются в ионный пучок и попадают в вакуумную разделит. камеру с магн. полем, направленным перпендикулярно ионному пучку. Под действием магн. поля ионы движутся по окружностям с радиусами $R \sim \sqrt{M/e}$, где M и e — масса и заряд ионов. Это позволяет собирать ионы разл. изотопов в разные приёмники, помещённые в фокальной плоскости установки (рис. 4; см. *Масс-спектрометр*).

Эл.-магн. метод впервые (1943—45) использовался в Ок-Ридже (США) для получения ^{235}U в кол-ве неск. кг.

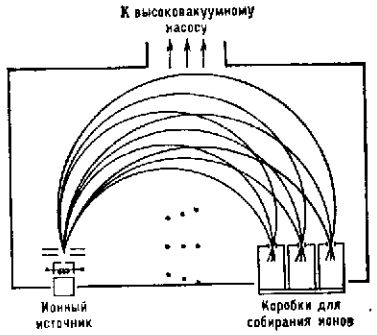


Рис. 4. Схематич. изображение эл.-магн. разделит. устройства. Магн. поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка.

Обычно достаточно одной ступени. Повторное разделение применяется редко. Осн. недостаток — относительно низкая производительность, высокие эксплуатац. затраты, значит, безвозвратные потери разделяемого в-ва.

Другие методы разделения пока находятся в стадии лаб. исследований. К ним относятся: *лазерное разделение изотопов* — метод, перспективный для создания пром. установок; получение ^{3}He, основанное на сверхтекучести ^{4}He; разделение посредством диффузии в сверхзвуковой струе газа, расширяющейся в пр-ве с пониженным давлением; разделение, обусловленное миграцией ионов при прохождении электрич. тока в электролитах; хроматографич. разделение, основанное на различии в скоростях адсорбции изотопов; биол. способы разделения и др.

Методы И. р. имеют особенности, определяющие области их наиболее эфф. применения. При И. р. лёгких элементов с $A \sim 40$ экономически более выгодны и эфф. дистилляция, изотопный обмен и электролиз. Для разделения изотопов тяжёлых элементов применяются диффузионный метод, центрифугирование и эл.-магнитное разделение. Однако газовая диффузия и центрифугирование могут быть использованы, если имеются газообразные соединения элементов. Поскольку таких соединений мало, реальные возможности этих методов пока ограничены. Термодиффузия позволяет разделять изотопы как в газообразном, так и в жидком состоянии, но при разделении изотопов в жидкой фазе α мало. Эл.-магн. метод обладает большим α, но имеет малую производительность, поэтому применяется гл. обр. при огранич. масштабах произ-ва изотопов.

Для обеспечения н.-и. работ и практич. применений изотопов в СССР создан Гос. фонд стабильных изотопов. Систематически производится получение значит. кол-в дейтерия, ^{10}B, ^{13}C, ^{15}N, ^{18}O, ^{22}Ne и др. Организован также выпуск разл. хим. препаратов, «меченых» стабильными изотопами.

● Розен А. М., Теория разделения изотопов в колоннах, М., 1960; Шемля М., Перье Ж., Разделение изотопов, пер. с франц., М., 1980.

В. С. Золотарёв.

ИЗОТО́ПЫ, разновидности данного хим. элемента, различающиеся по массе ядер. Обладая одинаковыми зарядами ядер Z, но различаясь числом нейтронов, И. имеют одинаковое строение электронных оболочек, т. е. очень близкие хим. св-ва, и занимают одно и то же место в периодич. системе хим. элементов (отсюда термин «И.» — от греч. ísos — одинаковый и tópos — место). Первые эксперим. данные о существовании И. были получены в 1906—10 при изучении св-в радиоакт. элементов. Термин «И.» предложен англ. учёным Ф. Содди в 1910. Стабильные И. были обнаружены англ. физиками Дж. Томсоном (1913) и Ф. Астоном (1919). К 1981 известно 276 стабильных И., принадлежащих 83 природным элементам, и более 2000 радиоактивных И. 107 природных и искусственно синтезиров. элементов.

Стабильные И. встречаются только у элементов с $Z \leqslant 83$. Большее число стабильных И. имеют элементы с чётным Z, напр. $_{50}Sn$ имеет 10 И., $_{54}Xe$—9, $_{48}Cd$ и $_{52}Te$ — по 8 И. Элементы с нечётным Z имеют, как правило, не более двух стабильных И.

Близость физ.-хим. св-в И. приводит к тому, что их относит. содержание почти не меняется при разл. природных процессах. Однако эти св-ва нетождественны — сказываются различия в массах атомов, а также в значениях спинов и магн. моментов ядер И. Это приводит к разл. изотопным эффектам. Различия нек-рых физ.-хим. св-в И. используется для их разделения (см. *Изотопов разделение*).

При изучении физ.-хим., технол. и биол. процессов часто применяют соединения с искусственно введённой примесью радиоактивного (реже стабильного) И. элемента, участвующего в процессе (см. *Изотопные индикаторы*). Зависимость изотопного состава природных элементов от возраста образцов и условий их образования лежит в основе методов определения возраста горных пород и рудных месторождений (см. *Изотопная хронология*) и используется при поиске полезных ископаемых.

● Астон Ф. В., Масс-спектры и изотопы, М., 1948; Учение о радиоактивности. История и современность, М., 1973; Трифонов Д. Н., Кривомазов А. Н., Лисневский Ю. И., Химические элементы и нуклиды, М., 1980.

И. О. Лейпунский.

ИЗОТРО́ПИЯ (от греч. ísos — равный, одинаковый и trópos — поворот, направление), независимость св-в среды (в-ва) от направления.

ИЗОФО́Т, линия равной *освещённости*, выраженной в *фотах*.

ИЗОХО́РА (от греч. ísos — равный, одинаковый и chóra — занимаемое место), линия на термодинамич. *диаграмме состояния*, изображающая *изохорный процесс*. Наиб. простым явл. ур-ние И. для *идеального газа*: $p/T = \text{const}$, где p — давление, T — температура.

ИЗОХО́РНЫЙ ПРОЦЕ́СС, процесс, происходящий в физ. системе при пост. объёме; на термодинамич. *диаграммах состояния* изображается изохорой. Для осуществления И. п. в газах и жидкостях их можно поместить в герметич. сосуд, не меняющий своего объёма. При И. п. механич. работы, связанной с изменением объёма тела, не совершается; изменение *внутренней энергии* тела происходит за счёт поглощения или выделения теплоты. С изменением темп-ры газа (жидкости) изменяется его давление. В *идеальном газе* при И. п. давление пропорц. темп-ре (закон Шарля). Для неидеального газа закон Шарля несправедлив, т. к. часть сообщённой газу теплоты идёт на увеличение энергии вз-ствия ч-ц. Осуществить И. п. в тв. теле технически значительно сложнее. Из-за малой сжимаемости практически любой *изотермический процесс* в тв. теле явл. почти изохорным вплоть до давлений порядка неск. десятков килобар.

ИЗОЭЛЕКТРО́ННЫЙ РЯД, ряд, составленный из атомов и ионов разл. элементов, имеющих одинаковое число эл-нов (напр., *водородоподобные атомы*, ряд Li, Be^+, B^{2+}, . . .); обладают сходными оптич. св-вами.

ИЗОЭНТАЛЬПИ́ЙНЫЙ ПРОЦЕ́СС, процесс в физ. системе, при к-ром сохраняется неизменной *энтальпия* системы. Классич. примером И. п. явл. протекание газа через пористую перегородку при отсутствии теплообмена между потоком газа и окружающими телами (стенками труб и др.). См. *Джоуля — Томсона эффект*.

ИЗОЭНТРОПИ́ЙНЫЙ ПРОЦЕ́СС, процесс в физ. системе, при к-ром сохраняется неизменной *энтропия* системы; то же что обратимый *адиабатический процесс*.

ИЛЛЮЗИИ ОПТИ́ЧЕСКИЕ (от лат. illusio — обман), типичные случаи резкого несоответствия зрит. восприятий реальным св-вам наблюдаемых объектов. И. о. известны с глубокой древности: строители Древней Греции учитывали их при постройке зданий, они описаны Титом Лукрецием Каром. И. о. свойственны здоровому зрит. аппарату (чем они отличаются от галлюцинаций) и не устраняются при многократных наблюдениях. По механизму возникновения И. о. можно разделить на такие, к-рые возникают из-за несовершенства глаза как оптич. прибора (кажущаяся лучистая структура ярких источников малого размера, напр. звёзд; наблюдаемые иногда радужные кромки предметов из-за неисправленного хроматизма хрусталика и пр.), а также на И. о., за возникновение к-рых ответствен весь зрит. аппарат, включая его мозговые отделы. Подавляющая часть

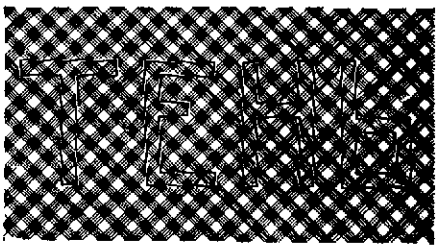


Рис. 1. Кажущееся косое расположение букв — оптич. иллюзия, возникающая из-за влияния фона.

И. о. относится ко второй группе, т. е. их возникновение связано с особенностями обработки зрит. информации на разл. этапах зрит. восприятия. Первым этапом этой обработки считается выделение сигнала из фона, и ошибки восприятия, связанные с ним, можно отнести к И. о. (т. н. оптический обман). На существовании таких И. о. основано применение защитной окраски при

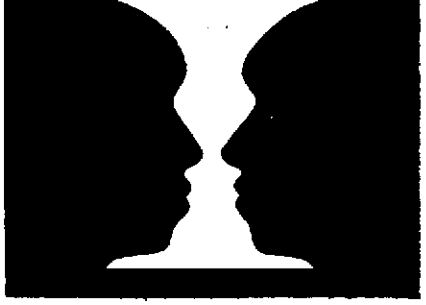


Рис. 2. Неоднозначная классификация зрит. впечатлений: наблюдатель видит либо вазу, либо два силуэта.

маскировке, к-рая как известно, широко распространена также и в животном мире (мимикрия). Со вторым этапом — классификацией зрит. сигналов, связаны И. о., в к-рых структурный или сплошной фон приводит к ошибкам выявления фигур или к ошибкам оценки их параметров (яркости, формы, взаимного расположения и пр., рис. 1). И. о., связанные с возможной неоднозначной классификацией зрит. впечатлений, представлены на рис. 2. Наконец, распространены И. о., связанные с ошибками на третьем, последнем этапе обработки зрит. ин-

формации — в оценке хар-к рассматриваемых объектов (площади, длины, углов, рис. 3), а также с перспективными искажениями (рис. 4).

При движении или изменении во времени наблюдаемого объекта процесс зрит. восприятия усложняется, что в ряде случаев приводит к неадек-

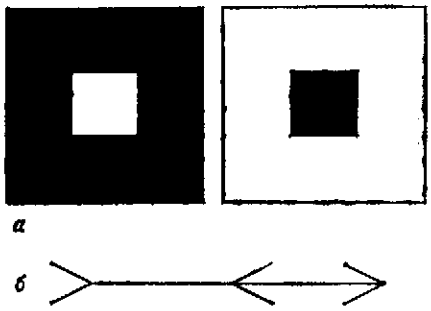


Рис. 3. Примеры ошибок в оценке хар-к объектов; *а* — иллюзия иррадиации (белый квадрат кажется больше равного ему чёрного); *б* — стрелы Мюллера—Лиера (отрезки равны, хотя кажутся неравными).

ватному отражению движения объектов. Возникающие в этих условиях И. о. целесообразно выделить в отд. группу динамических И.о., в противовес описанным выше, к-рые воспринимаются статически. Так, если после долгого наблюдения за движущимся

Рис. 4. Фигура девочки, кажущаяся самой маленькой, наибольшая.

предметом внезапно прекратить наблюдение, то появится иллюзия движения этого предмета в обратном направлении (напр., если смотреть продолжит. время на водопад и потом закрыть глаза, то можно «увидеть» струю воды, поднимающуюся вверх,— т. н. «эффект водопада», известный ещё Аристотелю). К этому же классу И. о. можно отнести и появление ощущения цвета при наблюдении модулированного во времени светового потока белого света, напр. при вращении разделённого на чёрные и белые сектора диска (т. н. диск Бенхема). Сюда же нужно отнести И. о., связанные с инерцией зрения, т. е. со св-вом глаза сохранять зрит. впечатление ок. 0,1 с. Примерами И. о., связанных с инерцией зрения, служат все виды *стробоскопического эффекта*, а также наблюдение следа от быстро движущегося светящегося источника и пр. На использовании этих И. о. основаны кинематограф и телевидение.

● Толанский С., Оптические иллюзии, пер. с англ., М., 1967; Артамонов И. Д., Иллюзии зрения, 3 изд., М., 1969; Грегг Дж., Опыты со зрением в школе и дома, пер. с англ., М., 1970; Грегори Р. Л., Глаз и мозг, [пер. с англ.], М., 1970; Падхем Ч., Сондерс Дж., Восприятие света и цвета, [пер. с англ.], М., 1978.

А. П. Гагарин, И. Ф. Подвигин.

ИММЕРСИО́ННАЯ СИСТЕ́МА (от позднелат. immersio — погружение), оптич. система, в к-рой пр-во между предметом и первой линзой заполнено иммерсионной жидкостью. И. с. применяются в *микроскопах*. В кач-ве иммерсионных жидкостей применяют кедровое или минеральное масло (показатель преломления $n=1{,}515$), водный р-р глицерина ($n=1{,}44$), воду ($n=1{,}333$), монобромнафталин ($n=1{,}656$), вазелиновое масло ($n=1{,}503$), иодистый метилен ($n=1{,}741$). Оптич. хар-ки иммерсионной жидкости (n и дисперсия) входят в расчёт И. с., поэтому И. с. можно применять только с жидкостью, на к-рую система рассчитана, иначе ухудшится кач-во изображения. Применение иммерсии даёт возможность повысить *апертуру* A объектива, а следовательно, и *разрешающую способность* микроскопа. «Сухая» система не может иметь $A>1$, у масляных И. с. A достигает 1,3, у монобромнафталиновой — 1,6. В И. с. уменьшается рассеяние света и тем самым увеличивается контрастность изображения. И. с. позволяют исследовать объекты, находящиеся на разной глубине в иммерсионной жидкости, путём погружения в неё объектива.

● См. лит. при ст. *Микроскоп.*

Л. А. Федин.

ИММЕРСИО́ННЫЙ МЕ́ТОД, метод определения показателей преломления n мелких зёрен (крупнее 1—2 мкм) тв. тел под микроскопом. В И. м. исследуемые зёрна погружают в нанесённые на предметное стекло капли разл. жидкостей с известными n. Наблюдая эти препараты, подбирают жидкость, наиболее близкую по n к данному в-ву. Для сравнения n тв. в-ва и жидкости пользуются, напр., *Бекке методом*. Точность И. м.~0,001; форма и хар-р поверхности исследуемого зерна не оказывают на неё существ. влияния. В И. м. применяют иммерсионный набор, состоящий из 98 жидкостей с n от 1,408 до 1,780, а также жидкости с n до 2,15 и прозрачные сплавы с n до 2,7.

И. м. используют для установления чистоты соединений, определения тв. фаз в смесях в-в и пр., а также при изучении минералов и горных пород.

● Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 2 изд., Л., 1974; Татарский В. Б., Кристаллооптика и иммерсионный метод..., М., 1965; Сахарова М. С., Черкасов Ю. А., Иммерсионный метод минералогических исследований, М., 1970.

В. Б. Татарский.

ИМПЕДА́НС АКУСТИ́ЧЕСКИЙ (англ. impedance, от лат. impedio — препятствую), комплексное сопротивление, представляющее собой отношение комплексных амплитуд *звукового давления* к объёмной колебат. скорости (последняя равна произведению усреднённой по площади *колебательной скорости* ч-ц среды на площадь, для к-рой определяется И. а.). Вводится при рассмотрении колебаний акустич. систем (излучателей и приёмников звука и т. п.). Комплексное выражение И. а. имеет вид:

$$Z_a = \mathrm{Re}\, Z_a + i\,\mathrm{Im} Z_a.$$

Действительная часть И. а. $\mathrm{Re}Z_a$ (т. н. активное акустич. сопротивление) связана с диссипацией энергии в самой системе и с затратами энергии на излучение звука; мнимая часть И. а. $\mathrm{Im}Z_a$ (реактивное акустич. сопротивление) обусловлена реакцией сил инерции (масс) или сил упругости. Реактивное сопротивление в соответствии с этим бывает инерционное или упругое.

Акустич. сопротивление в СИ измеряется в ед. Па с/м^3 (в литературе эта ед. иногда наз. «акустический Ом»). В излучающих системах от И. а. зависят мощность излучения, кпд и др.; для приёмников звука И. а. определяет условия согласования со средой.

Наряду с И. а. Z_a пользуются также понятием удельного И. а. z_a и механич. импеданса $Z_м$, к-рые связаны между собой и с Z_a зависимостью: $Z_м = Sz_a = S^2 Z_a$, где S — рассматриваемая площадь в акустич. системе. Удельный И. а. выражается отношением звук. давления к колебат. скорости в данной точке. Для плоской волны удельный И. а. равен *волновому сопротивлению* среды. Механич. импеданс (и соотв. механическое активное и реактивное сопротивления) определяется отношением силы, с к-рой система действует на среду, к колебат. скорости ч-ц. Единица механич. сопротивления в СИ — Н·с/м, в системе СГС — дин·с/см (иногда наз. «механический Ом»).

ИМПЕДА́НС ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКИЙ электромагнитного поля, отношение ортогональных друг к другу и касательных к поверхности S компонент электрич. E_t и магн. H_t полей в данной точке поверхности:

$$Z_x = E_t/H_t. \qquad (1)$$

На поверхности идеального проводника $E_t=0$ и $Z_x=0$, что эквивалентно короткозамкнутой электрич. цепи; на идеальной магн. поверхности $H_t=0$,

$Z_x = \infty$, что эквивалентно разомкнутой цепи. На поверхности реального проводника (в случае сильного *скин-эффекта*)

$$Z_x = (1+i)\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu}{2\sigma}}\ \text{Ом}, \qquad (2)$$

где σ — проводимость проводника, μ — его относит. магн. проницаемость, μ_0 — *магнитная постоянная*, ω — частота поля. В этом случае И. х. носит назв. поверхностного импеданса.

При отсутствии потерь энергии в среде И. х. бегущей волны — действит. величина, связанная с плотностью P потока энергии соотношением:

$$P = \frac{1}{2}\frac{E_\perp^2}{Z_x} = \frac{1}{2}Z_x H_\perp^2, \qquad (3)$$

где $E_\perp$ и $H_\perp$ — амплитуды поперечных компонент электрич. и магн. полей. Из ф-лы (3) следует аналогия между И. х. эл.-магн. поля и *волновым сопротивлением* линий передачи.

В случае плоской поперечной однородной эл.-магн. волны, распространяющейся со скоростью света c в данной среде, И. х. равен:

$$Z_0 = \sqrt{\mu/\varepsilon} \qquad (4)$$

(ε — диэлектрич. проницаемость среды), т. е. зависит только от св-в среды и поэтому наз. И. х. среды Z_0. Для вакуума это универсальная константа (равная в СИ):

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi = 376{,}6\ \text{Ом} \qquad (5)$$

(ε_0 — *электрическая постоянная*).

● Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Фелсен Л., Маркувиц Н., Излучение и рассеяние волн, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978.

З. Ф. Красильник, М. А. Миллер.

ИМПУЛЬС (от лат. impulsus — удар, толчок), то же, что *количество движения*.

ИМПУЛЬС АКУСТИЧЕСКИЙ, 1) бегущая звук. волна, имеющая хар-р резкого кратковрем. изменения давления, напр. звук. волны, создаваемые взрывом, искровым разрядом, соударением тел. Каждый такой импульс содержит как область повышенного, так и область пониженного давления. Спектр такого И. а. сплошной, с максимумом в области частот, период к-рых близок к длительности И. а.

2) Звук. волна в виде цуга квазигармонич. колебаний, включающего примерно от десяти до неск. сотен периодов (т. н. заполненный И. а.— аналог радиоимпульса, см. *Импульсный сигнал*). Часто применяют ряд следующих друг за другом с определ. частотой (частота повторения) идентичных заполненных И. а., промежутки между к-рыми обычно существенно больше длительности отдельного И. а. Применяют И. а. с целью разделения во времени посылаемого и отражённого сигналов при акустич. исследованиях в огранич. объёмах, в гидроакустике при исследовании св-в морской среды и измерения глубин (см. *Эхолот*), в *гидролокации*, а также в УЗ дефектоскопии и т. д.

ИМПУЛЬС СИЛЫ, мера действия силы за нек-рый промежуток времени; равняется произведению ср. значения силы $\boldsymbol{F}_{ср}$ на время t_1 её действия: $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{F}_{ср} t_1$. И. с.— величина векторная, и направлен он так же, как $\boldsymbol{F}_{ср}$. Точное значение И. с. за промежуток времени t_1 определяется интегралом: $\boldsymbol{S} = \int_0^{t_1} \boldsymbol{F}dt$. При движении матер. точки под действием силы $\boldsymbol{F}$ её кол-во движения получаст за время t_1 приращение, равное И. с.: $\boldsymbol{S} = m\boldsymbol{v}_1 - m\boldsymbol{v}_0$ ($m\boldsymbol{v}_0$ и $m\boldsymbol{v}_1$ — соотв. кол-во движения точки в начале и в конце промежутка времени t_1).

Понятие И. с. широко используется в механике, в частности в теории *удара*, где величина, равная импульсу ударной силы $\boldsymbol{F}_{уд}$ за время удара τ, наз. ударным импульсом.

ИМПУЛЬС ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, динамич. характеристика поля: *количество движения*, к-рым обладает эл.-магн. поле в данном объёме. Тела, помещённые в эл.-магн. поле, испытывают действие механич. сил, к-рое связано с поглощением эл.-магн. волн или изменением направления их распространения (отражением, рассеянием, преломлением). При излучении телом эл.-магн. волн, в частности света, импульс тела также меняется. Т. к. импульс замкнутой материальной системы в результате излучения, поглощения или отражения эл.-магн. волн не может измениться (в силу закона сохранения полного импульса системы), из этого следует, что эл.-магн. волна также обладает импульсом. Существование И. э. п. впервые было экспериментально обнаружено в опытах по давлению света (П. Н. Лебедев, 1899—1901).

Согласно *Максвелла уравнениям*, И. э. п. распределён в пр-ве с объёмной плотностью $\boldsymbol{g} = \frac{1}{c^2}[\boldsymbol{EH}]$ — в СИ или $\boldsymbol{g} = \frac{1}{4\pi c}[\boldsymbol{EH}]$ — в СГС системе, где $[\boldsymbol{EH}]$ — векторное произведение напряжённостей электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей. Т. о., вектор плотности И. э. п. $\boldsymbol{g}$ перпендикулярен $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ и направлен по движению правого буравчика, рукоятка к-рого вращается от $\boldsymbol{E}$ к $\boldsymbol{H}$.

В квант. теории эл.-магн. поля (*квантовой электродинамике*) носителями энергии и импульса явл. кванты этого поля — *фотоны*. Фотон частоты ν обладает энергией $h\nu$ и импульсом $h\nu/c$. Существование импульса у фотона проявляется во мн. явлениях, напр. в обмене импульсами между эл.-магн. полем и ч-цей в *Комптона эффекте*.

ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ, *модуляция колебаний*, при к-рой модулирующий сигнал представляет собой последовательность импульсов. В результате И. м. образуется последовательность кратковременных посылок, «цугов», модулируемых колебаний. Характеристики этой последовательности (порядок следования, длительность и форма отд. посылок и др.) определяются порядком следования, формой и др. св-вами модулирующих импульсов. И. м. применяется, напр., в радиолокации, оптич. локации, гидролокации, при зондировании ионосферы, где расстояние до объекта определяется по времени прихода отражённых или рассеянных объектом импульсных посылок колебаний. И. м. используется также в системах импульсной радио- и оптической связи. При этом передаваемый сигнал может изменить разл. параметры исходной последовательности модулирующих сигналов.

Чаще всего в И. м. применяются импульсы прямоуг. или колоколообразной формы (см. *Импульсный сигнал*). Длительность импульсов в зависимости от типа модулируемых колебаний (световые, радио, акустические) и от хар-ра решаемых задач может меняться в широких пределах (от неск. единиц 10^{-12} с до 10^{-1} с). Скважность при регулярной И. м. (отношение периода повторения к длительности импульсов) может изменяться от 10^2—10^3 (у радиолокац. станций) до неск. ед. (в многоканальной радиосвязи).

● Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1972; Зернов Н. В., Карпов В. Г., Теория радиотехнических цепей, 2 изд., Л., 1972.

В. В. Мигулин.

ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД, самостоятельный нестационарный *электрический разряд в газах*, возникающий при наложении на электроды кратковрем. импульса напряжения. Различают два вида И. р. 1-й вид — разряд с искусственно сформированным импульсом постоянного (или ВЧ) тока (напряжения). И. р. этого вида имеет место только при коротких импульсах, меньших времени *релаксации* осн. параметров *плазмы* (т. е. времени установления равновесия в системе), когда все процессы разряда нестационарны и ток явл. неустановившимся. Если же длительность импульса существенно превышает время релаксации осн. параметров плазмы, то последние принимают значения, типичные для квазистационарных разрядов (напр., дугового или тлеющего). При повторяющихся импульсах на хар-ки разряда оказывает влияние остаточная ионизация среды в разрядном промежутке. Для облегчения и стабилизации зажигания И. р. применяются либо предионизация среды в разрядном промежутке, либо электрич. поля, значительно превышающие величину потенциала зажигания. 2-й вид И. р. возникает при ограниченной энергоёмкости источника питания; в этом случае И. р. принимает форму периодического затухающего или даже апериодич. тока (в зависимости от

параметров разрядной цепи). Такой вид И. р. обычно наз. *искровым разрядом*.

И. р. широко применяется для создания спец. источников света (лампы для оптич. накачки *лазеров*, эталонные источники и т. д.), в газовой электронике, технике. *В. Н. Колесников.*

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР, *ядерный реактор*, генерирующий кратковрем. импульсы потока нейтронов длительностью от неск. десятков мкс до неск. с. Коэфф. размножения нейтронов в И. р. быстро увеличивается, напр. путём введения в активную зону реактора дополнит. кол-ва *ядерного топлива*, создавая условия для развития *ядерной цепной реакции*. В так наз. И. р. самогасящего действия гашение импульса происходит за счёт уменьшения коэфф. размножения нейтронов вследствие разогрева активной зоны во время импульса, и импульс может быть повторён после охлаждения реактора (неск. ч). И. р. самогасящего действия используются гл. обр. для изучения поведения материалов и приборов под действием интенсивного излучения (полное число нейтронов за импульс $\sim 10^{18}$—10^{20}). В И. р. периодич. действия возбуждение и гашение импульса осуществляется с частотой неск. Гц с помощью спец. механич. устройств. Такие И. р. предназначены для *нейтронной спектроскопии*; они создают поток нейтронов $\sim 10^{12}$—10^{14} с 1 см^2 за импульс длительностью 100 мкс.

● Шабалин Е. П., Импульсные реакторы на быстрых нейтронах, М., 1976.

В. И. Луцков.

ИМПУЛЬСНЫЙ СИГНАЛ (импульс), изменение к.-л. физ. величины (эл.-магн. поля, механич. смещения и т. п.) в течение некоторого конечного промежутка времени. С распространением И. с. обычно связан перенос

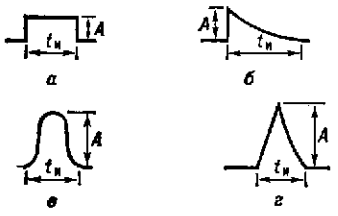


Рис. 1.

энергии и, следовательно, передача определ. информации. Одиночные И. с. наз. *видеоимпульсами*; форма их может быть различной. На рис. 1 показаны видеоимпульсы прямоугольной (*а*), экспоненциальной (*б*), колоколообразной (*в*) и треугольной (*г*) форм. Участки нарастания и спада И. с. наз. его передним и задним фронтами, макс. отклонение от нулевого (или постоянного) уровня — амплитудой И. с. Ширина И.с., или его длительность, определяется условно на нек-ром уровне его высоты (напр., на уровне $1/e = {}^1/_{2,7}$ или на уровне 0,9). Последовательность И. с. характеризуется также *скважностью* — безразмерной величиной, равной отношению периода повторения И. с. к длительности одиночного И. с.

Высокочастотные И. с. (рис. 2), напр. акустические и *радиоимпульсы*, используемые в *гидролокации* или радиолокации, представляют собой цуги высокочастотных колебаний конечной длительности. Их огибающая имеет форму видеоимпульса.

Рис. 2.

И. с. применяется в технике связи. Передача информации в этом случае осуществляется путём *модуляции колебаний*. И. с. «наполнена» природа: соударения, рождение и аннигиляция элем. ч-ц, переходы атомов и молекул из одного состояния в другое сопровождаются импульсным излучением. Импульсный хар-р имеют «всплески» радиоизлучения косм. источников (Солнца, пульсаров и др.), а также всплески земного происхождения; напр., при грозах возникают радиоимпульсы, наз. *атмосфериками*.

● Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1972. *Д. А. Кабанов, М. А. Миллер.*

ИНВАРИАНТНОСТЬ (от лат. invarians, род. п. invariantis — неизменяющийся), неизменность, независимость от нек-рых физ. условий. Чаще рассматривается И. в матем. смысле — неизменность к.-л. величины по отношению к нек-рым преобразованиям. Напр., если рассматривать движение матер. точки в двух системах координат, повёрнутых одна относительно другой на нек-рый угол, то проекции скорости движения в них будут разными, но квадрат скорости, а следовательно, и кинетич. энергия будут одинаковыми, т. е. кинетич. энергия инвариантна относительно поворота в пр-ве системы отсчёта. Важный случай — И. относительно преобразований Лоренца (*релятивистская инвариантность*). Примеры таких инвариантов — четырёхмерный *интервал*, полный электрич. заряд, а также величины $\boldsymbol{E}^2 - \boldsymbol{H}^2$ и $\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{H}$ в электродинамике, где $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряжённости электрич. и магн. полей. В общей теории относительности (теории *тяготения*) рассматриваются величины, инвариантные относительно произвольных преобразований координат. Особую роль играет И. относительно т. н. калибровочных преобразований (см. *Калибровочная симметрия*), распространение к-рой на широкий класс физ. теорий позволила установить единство фундам. вз-ствий, выступавших в прежних теориях как независимые.

И. тесно связана с *сохранения законами* (см. также *Нётер теорема*). *В. И. Григорьев.*

ИНВЕРСИОННЫЙ СЛОЙ, область *полупроводника* у его поверхности, в к-рой равновесная концентрация неосновных носителей заряда больше, чем основных. И. с. возникает, когда поверхность ПП *n*-типа (*p*-типа) по отношению к объёму находится под достаточно большим отрицательным (положительным) потенциалом:

$$\varphi > \frac{2kT}{e} \left| \ln p_0/n_0 \right|.$$

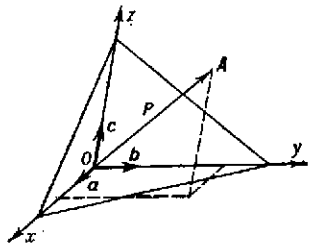
Здесь e — заряд эл-на, n_0 и p_0 — концентрации эл-нов и дырок в объёме ПП. И. с. реализуется вблизи контакта ПП — *металл*, когда *работа выхода* металла превышает работу выхода ПП более чем на ширину запрещённой зоны ПП при наличии *поверхностных состояний*, захватывающих осн. носители. Если толщина И. с. меньше длины свободного пробега носителей, то в нём возможно образование квазидвухмерной проводимости (см. *Двумерные проводники*). Это приводит к изменению электрич. и оптич. св-в поверхностного слоя ПП.

● См. лит. при ст. *Поверхностные явления.*

Э. М. Эпштейн.

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЁННОСТЕЙ (от лат. inversio — переворачивание, перестановка), неравновесное состояние в-ва, при к-ром для составляющих его ч-ц (атомов, молекул и т. п.) выполняется неравенство: $N_2/g_2 > N_1/g_1$, где N_2 и N_1 — населённости верх. и ниж. уровней энергии, g_2 и g_1 — их кратности вырождения (см. *Уровни энергии*). В обычных условиях (при тепловом равновесии) на верхних уровнях энергии находится меньше ч-ц, чем на нижних (см. *Больцмана распределение*) и неравенство не выполняется. И. н.— необходимое условие генерации и усиления эл.-магн. колебаний во всех устройствах *квантовой электроники*. *Н. В. Карлов.*

ИНДЕКСЫ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ, три целых числа, определяющих расположение в пр-ве граней и ат. плоскостей кристалла (*индексы Миллера*), а также направлений в кристалле и его рёбер (*индексы Вейса*) относительно кристаллографич. осей. Прямая и параллельное ей ребро, определяемые индексами Вейса p_1, p_2, p_3 (обозначаются $[p_1, p_2, p_3]$ или $[h, k, l]$), проходят из начала координат O в точку A, определяемую вектором $p_1\boldsymbol{a} + p_2\boldsymbol{b} + p_3\boldsymbol{c}$, где a, b, c — периоды решётки (рис.).



Прямая OA с индексами Вейса [2,3,3] и плоскость P с индексами Миллера (4,3,6); Ox, Oy, Oz — кристаллографич. оси; $OA \perp P$.

Плоскость P, отсекающая на осях отрезки p_1a, p_2b, p_3c, имеет индексы Миллера h, k, l, определяемые отношением целых величин, обратных индексам p_1, p_2, p_3, т. е. $h : k : l = \frac{1}{p_1} : \frac{1}{p_2} : \frac{1}{p_3}$, к-рые обозначаются (h, k, l). Равенство нулю одного или двух индексов Миллера означает, что плоскости параллельны одной из кристаллографич. осей. Отрицат. значения индексов Миллера соответствуют плоскостям, пересекающим оси координат в отрицат. направлениях. Совокупность симметричных граней одной простой формы кристалла обозначается $\{h, k, l\}$. При *дифракции рентгеновских лучей* индексы h, k, l отражающей плоскости характеризуют одновременно положение дифракц. максимума (рефлекса) в *обратной решётке*.

● См. лит. при ст. *Кристаллография*.
Б. К. Вайнштейн.

ИНДИКАТРИСА (от лат. indico — указываю, определяю) (указательная поверхность), вспомогательная поверхность, характеризующая зависимость к.-л. св-ва среды от направления. Для построения И. из одной точки проводят радиусы-векторы, длина к-рых пропорц. величине, характеризующей данное св-во в данном направлении, напр. электропроводность, показатель преломления, модули упругости.

ИНДИКАТРИСА в оптике, изображает зависимость хар-к светового поля (яркости, поляризации) или оптич. хар-к среды (отражат. способности, показателей преломления и др.) от направления. Напр., И. рассеяния даёт зависимость интенсивности рассеянного света от угла рассеяния неполяризованного падающего света. Для получения И. из центра полярной диаграммы откладывают отрезки, изображающие в условном масштабе величины соответствующих векторов. Поверхность, на к-рой лежат концы этих векторов, и будет И. Для оптически изотропных сред оптич. И.— сфера. И. пользуются в тех случаях, когда аналитич. выражения соответствующих угл. зависимостей сложны или неизвестны, а также при систематизации эксперим. данных. См. также ст. *Кристаллооптика*.
Л. Н. Капорский.

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в аэродинамике, часть *аэродинамического сопротивления* крыла, обусловленная вихрями, оси к-рых берут начало на крыле и направлены вниз по потоку. Эти, т. н. свободные, вихри происходят от перетекания воздуха у торцов крыла (рис. 1) из области под крылом в область над крылом. Течение воздуха у торцов вызывает поток, направленный над крылом от торцов к плоскости симметрии, а под крылом — от плоскости симметрии к торцам; в результате в спутной струе, или следе, за крылом происходит вращение каждой ч-цы вокруг оси,

Рис. 1. Схема возникновения торцевого вихря в результате перетекания воздуха из области под крылом в область над крылом.

проходящей через неё и параллельной местному вектору скорости v потока; направление вращения при этом противоположно для левого и правого полукрыла (рис. 2). Т. о., возникает непрерывная система вихрей, отходящих от каждой точки поверхности крыла.

Рис. 2. Разрез потока за крылом плоскостью, перпендикулярной v.

Свободные вихри вызывают (индуцируют) в области между торцами крыла потоки, направленные вниз, к-рые, налагаясь на набегающий поток, отклоняют последний вниз на

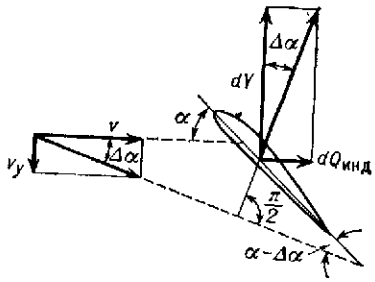


Рис. 3. Схема образования индуктивного сопротивления (v_y — скорость, индуцированная свободными вихрями, α — угол атаки).

угол $\Delta\alpha$ (угол скоса потока). Поскольку подъёмная сила крыла должна быть перпендикулярна набегающему потоку, она отклоняется назад на тот же угол $\Delta\alpha$ (рис. 3). Разлагая эту силу на компоненты вдоль и перпендикулярно v, получим И. с. $dQ_{инд}$ и подъёмную силу dY. Если крыло имеет бесконечно большой размах, И. с. отсутствует.

● Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

ИНДУКТИВНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬ (генриметр), прибор для измерения индуктивности элементов электрич. цепей. Действие И. и. основано на тех же методах измерений, что и действие *ёмкости измерителя*. Для измерений на низких и средних частотах (до 20 кГц) применяют гл. обр. И. и. на основе *моста измерительного*. На рисунке изображена упрощённая схема И. и. на основе четырёхплечного моста с мерой ёмкости. При больших активных потерях в объекте измере-

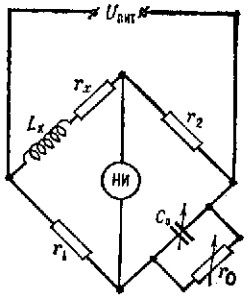


Схема электрич. моста для измерения индуктивности: L_X и r_X — индуктивность и омич. сопротивление катушки индуктивности; C_0 и r_0 — регулируемые меры ёмкости и активного сопротивления; r_1 и r_2 — сопротивления плеч моста; НИ — нулевой индикатор, $U_{пит}$ — напряжение питания.

ний применяют шестиплечный мост, что облегчает достижение равновесия моста. На ВЧ используют И. и. на основе резонансных методов измерений. В кач-ве И. и. применяют также *куметр*. Совр. И. и. обеспечивают измерение индуктивности в диапазоне 10^{-8}—10^5 Гн при осн. погрешности в % от верх. предела измерений до 0,1%.

Техн. требования к И. и. стандартизованы в ГОСТе 22261—76, для мостовых И.и.— в ГОСТе 9486—79.

● Электрические измерения, 14 изд., Л., 1973; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977. *В. П. Кузнецов.*

ИНДУКТИВНОСТЬ (от лат. inductio — наведение, побуждение), величина, характеризующая магн. св-ва электрич. цепи. Ток, текущий в проводящем контуре, создаёт в окружающем пр-ве магн. поле, причём *магнитный поток* Ф, пронизывающий контур (сцепленный с ним), прямо пропорционален току I: $\Phi = LI$. Коэфф. пропорциональности L наз. И. или коэфф. самоиндукции контура. И. зависит от размеров и формы контура, а также от *магнитной проницаемости* окружающей среды. В СИ И. измеряется в генри, в *Гаусса системе единиц* она имеет размерность длины (1 Гн = 10^9 см).

Через И. выражается эдс *самоиндукции* $\mathcal{E}$ в контуре, возникающая при изменении в нём тока:

$$\mathcal{E} = -\frac{\Delta I}{\Delta t}$$

(ΔI изменение тока за время Δt). И. определяет энергию W магн. поля тока I:

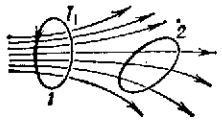
$$W = \frac{LI^2}{2}.$$

Если провести аналогию между электрич. и механич. явлениями, то магн. энергию следует сопоставить с кинетич. энергией тела $T = mv^2/2$ (m — масса тела, v — его скорость), при этом И. будет играть роль массы, а ток — скорости. Т. о., И. определяет инерц. св-ва тока.

Для увеличения И. применяют катушки индуктивности с железными сердечниками; в результате зависимости магн. проницаемости μ ферромагнетиков от напряжённости магн.

поля (а следовательно, и от тока) И. таких катушек зависит от I. И. длинного соленоида из N витков с площадью поперечного сечения S и длиной l в среде с магн. проницаемостью μ равна (в ед. СИ): $L=\mu\mu_0N^2S/l$, где μ_0 — магн. проницаемость вакуума.

ИНДУКТИ́ВНОСТЬ ВЗАИ́МНАЯ, величина, характеризующая магн. связь двух или более электрич. цепей (контуров). Магн. поток через контур *1* с током I_1 (рис.) частично пронизывает площадь, ограниченную контуром *2*, причём магн. поток Φ_{12} через контур *2* прямо пропорционален току I_1:



$$\Phi_{12}=M_{12}I_1. \qquad (1)$$

Коэфф. пропорциональности M_{12} зависит от размеров и формы контуров *1* и *2*, расстояния между ними, от их взаимного расположения, а также от *магнитной проницаемости* окружающей среды. Он наз. И. в. или коэфф. взаимной индукции контуров *1* и *2*; в ед. СИ измеряется в *генри* (Гн).

Если ток I_2 течёт в контуре *2*, то магн. поток Φ_{21} через контур *1* также пропорц. току I_2:

$$\Phi_{21}=M_{21}I_2, \qquad (2)$$

причём $M_{21}=M_{12}$.

Наличие магн. связи между контурами проявляется в том, что при изменении тока в одном из них наводится эдс в другом. Согласно закону *электромагнитной индукции*,

$$\mathcal{E}_2=-\frac{d\Phi_{12}}{dt}=-M_{12}\frac{dI_1}{dt}, \qquad (3)$$
$$\mathcal{E}_1=-\frac{d\Phi_{21}}{dt}=-M_{21}\frac{dI_2}{dt},$$

где $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_1$ — возникающие в контурах *2* и *1* эдс индукции, а $d\Phi_{12}/dt$ и $d\Phi_{21}/dt$ — изменение магн. потоков через соответствующие контуры по времени t.

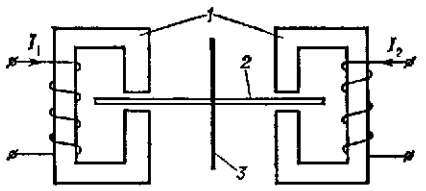
Через И. в. выражается взаимная энергия W_{12} магн. поля токов I_1 и I_2:

$$W_{12}=\pm M_{12}I_1I_2. \qquad (4)$$

Знак в (4) зависит от направления токов.

ИНДУКЦИО́ННЫЕ УСКОРИ́ТЕЛИ, ускорители, в к-рых ускоряющее электрич. поле создаётся за счёт изменения во времени магн. поля (эдс индукции). Циклич. И. у. эл-нов наз. б е т а т р о н о м. Существуют также линейные И. у., в к-рых эдс индукции создаётся кольцеобразным импульсным магн. полем. См. *Ускорители*.

ИНДУКЦИО́ННЫЙ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИ́ЗМ, преобразователь электрич. величины в механич. перемещение; основан на вз-ствии перем. магн. потоков, связанных с измеряемой электрич. величиной, с токами, индуцированными ими в подвижной части механизма. Магн. потоки, сдвинутые по фазе и в пр-ве, образуют «бегущее» магн. поле, пересекающее подвижную часть механизма (токопроводящий диск, цилиндр или катушку; рис.). В результате вз-ствия поля с индуцированными им в подвижной части токами на последнюю действует



Принципиальная схема устройства индукционного двухпоточного измерит. механизма: *1* — электромагниты, по обмоткам к-рых протекают токи разл. силы (I_1 и I_2); *2* — вращающийся диск; *3* — ось диска; устройство, создающее тормозной момент, не показано.

вращающий момент, пропорц. измеряемой величине. В И. и. м., предназначенных для счётчиков электрич. энергии, на подвижный диск помимо магн. потоков, создаваемых катушками электромагнитов, ток в одной из к-рых пропорц. напряжению, а в другой — силе тока нагрузки, действует ещё магн. поток от пост. магнита, создающего тормозной (противодействующий при вращении диска) момент. Показания счётчика пропорц. числу оборотов диска. Осн. относит. погрешность измерений счётчиков с И. и. м.—1—3%, они обладают слабой чувствительностью к внеш. магн. полю и изменениям темп-ры окружающей среды, выдерживают перегрузки. Однако они очень чувствительны к изменению частоты перем. тока в сети и поэтому предназначаются для работы только на определ. частоте (обычно 50 Гц).

● Основы электроизмерительной техники. М., 1972. *В. Н. Кулясов.*

ИНДУКЦИО́ННЫЙ РАЗРЯ́Д, *безэлектродный разряд* в газе, возбуждаемый ВЧ переменным магн. полем. См. *Высокочастотный разряд*.

ИНДУКЦИО́ННЫЙ ТОК, ток, возникающий в проводящем контуре, находящемся в перем. магн. поле или движущемся в магн. поле. См. *Электромагнитная индукция*.

ИНДУ́КЦИЯ ВЗАИ́МНАЯ, явление, в к-ром обнаруживается магн. связь двух или более электрич. цепей. Благодаря этой связи возникает эдс индукции в одном из контуров при изменении тока в другом. Количеств. хар-кой магн. связи электрич. цепей явл. *индуктивность взаимная*. И. в. лежит в основе действия трансформаторов.

ИНДУ́КЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНАЯ, см. *Электромагнитная индукция*.

ИНДУ́КЦИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКАЯ, см. *Электростатическая индукция*.

ИНДУЦИ́РОВАННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, то же, что *вынужденное излучение*.

ИНЕ́РТНАЯ МА́ССА, физ. величина, характеризующая динамич. св-ва тела. И. м. входит во второй закон Ньютона (и, т. о., явл. мерой инерции тела). Равна гравитац. массе (см. *Масса*).

ИНЕРЦИА́ЛЬНАЯ СИСТЕ́МА ОТСЧЁТА, *система отсчёта*, в к-рой справедлив закон инерции: матер. точка, когда на неё не действуют никакие силы (или действуют силы взаимно уравновешенные), находится в состоянии покоя или равномерного прямолинейного движения. Всякая система отсчёта, движущаяся по отношению к И. с. о. поступательно, равномерно и прямолинейно, есть также И. с. о. Следовательно, теоретически может существовать любое число равноправных И. с. о., обладающих тем важным св-вом, что во всех таких системах законы физики одинаковы (принцип относительности). В любой И. с. о. справедливы также второй закон Ньютона и законы сохранения кол-ва движения (импульса), момента кол-ва движения и движения центра инерции (центра масс) для замкнутых, не подверженных внеш. воздействиям систем. Система отсчёта, движущаяся по отношению к И. с. о. с ускорением, явл. неинерциальной, и ни закон инерции, ни др. названные законы в ней не выполняются.

Понятие «И. с. о.» явл. научной абстракцией. Реальная система отсчёта всегда связывается с к.-н. конкретным телом (Землёй, корпусом корабля или самолёта и т. п.), по отношению к к-рому и изучается движение тех или иных объектов. Поскольку в природе нет неподвижных тел (тело, неподвижное относительно Земли, будет двигаться вместе с нею ускоренно по отношению к Солнцу и звёздам), то любая реальная система отсчёта может рассматриваться как И. с. о. лишь с той или иной степенью приближения. С очень высокой степенью точности инерциальной можно считать гелиоцентрическую (звёздную) систему с началом в центре масс Солн. системы и с осями, направленными на три звезды. Такая И. с. о. используется гл. обр. в задачах небесной механики и космонавтики. Для решения большинства технич. задач И. с. о. можно считать систему, жёстко связанную с Землёй, а в случаях, требующих большей точности (напр., в гироскопии),— с началом в центре Земли и осями, направленными на звёзды.

При переходе от одной И. с. о. к другой в классич. механике Ньютона для пространств. координат и времени справедливы преобразования Галилея (см. *Галилея принцип относительности*), а в релятив. механике — *Лоренца преобразования*.

● См. лит. при ст. *Механика, Относительности теория.* *С. М. Тарг.*

ИНЕ́РЦИИ ЗАКО́Н, один из осн. законов механики, согласно к-рому при отсутствии внеш. воздействий (сил) или когда действующие силы взаимно уравновешены тело сохраняет неизменным состояние своего движения или покоя относительно *инерциальной системы отсчёта*. В частности, матер. точка в этом случае находится в покое или движется равномерно и прямолинейно. См. *Ньютона законы механики*, *Динамика*.

ИНЕ́РЦИЯ (от лат. inertia — бездействие) (инертность), в механике свойство матер. тел, находящее отражение в 1-м и 2-м *Ньютона законах механики*. Когда внеш. воздействия на тело (силы) отсутствуют или взаимно уравновешиваются, И. проявляется в том, что тело сохраняет неизменным состояние своего движения или покоя по отношению к т. н. *инерциальной системе отсчёта*. Если же на тело действует неуравновешенная система сил, то И. сказывается в том, что изменение состояния покоя или движения тела, т. е. изменение скоростей его точек, происходит постепенно, а не мгновенно; при этом движение изменяется тем медленнее, чем больше И. тела. Мерой И. тела явл. его масса.

Термин «И.» применяют также по отношению к разл. приборам, понимая под И. прибора его св-во показывать регистрируемую величину с нек-рым запаздыванием.

ИНЖЕКЦИО́ННЫЙ ЛА́ЗЕР, полупроводниковый лазер, в к-ром для создания инверсии населённости используется *инжекция* избыточных эл-нов и дырок в прямом (пропускном) направлении через нелинейный ПП контакт, обычно через p—n-переход или *гетеропереход*. Важнейшей разновидностью И. л. явл. гетеролазер, включающий два гетероперехода, между к-рыми находится активный слой с более узкой запрещённой зоной, чем в прилегающих слоях. И. л. имеет в кач-ве оптич. резонатора плоскопараллельные зеркальные грани самого кристалла или выносные зеркала. Хар-ки нек-рых И. л. даны в табл. в ст. *Полупроводниковый лазер*. *П. Г. Елисеев.*

ИНЖЕ́КЦИЯ носителей (от лат. injectio — вбрасывание), проникновение неравновесных (избыточных) носителей заряда в *полупроводник* или *диэлектрик* под действием электрич. поля. Источником избыточных носителей служит контактирующий ПП или *металл* (см. *Электронно-дырочный переход)*, свет (фотоинжекция), само электрич. поле (лавинная И.) и т. п. При контактной И. внеш. электрич. поле нарушает равновесие потоков носителей заряда через контакт двух тв. тел с разными *работами выхода* Ф. При приведении тв. тел в контакт возникают диффузионные потоки носителей, приводящие к тому, что в приконтактной области одно тело заряжается положительно, а другое — отрицательно. Вблизи контакта возникает электрич. поле, создающее потоки носителей заряда, к-рые компенсируют диффузионные потоки. Если внеш. поле направлено против контактного, то появляется поток избыточных эл-нов из тела с меньшей Ф в тело с большей Ф и поток избыточных дырок в обратном направлении.

И. основных носителей создаёт нескомпенсированный пространств. заряд, поле к-рого препятствует их проникновению в глубь ПП и ограничивает инжекц. ток. И. основных носителей наблюдается в слоях высокоомных полупроводников и диэлектриков, толщина к-рых сравнима с глубиной проникновения неравновесных носителей. Она осуществляется в антизапирающих контактах. В ПП с высокой электропроводностью σ (напр., в Ge и Si) И. основных носителей не наблюдается, т. к. глубина их проникновения крайне мала.

При И. неосновных носителей их заряд нейтрализуется основными носителями. Поэтому в ПП с высокой σ неосновные носители могут перемещаться за счёт *амбиполярной диффузии* и амбиполярного дрейфа носителей. Глубина проникновения избыточных носителей ограничивается рекомбинацией. При малой напряжённости электрич. поля она определяется длиной диффузии $(D\tau)^{1/2}$, где D — коэфф. амбиполярной диффузии, τ — время жизни носителей; в достаточно сильном поле E она $\sim\mu E\tau$ (μ — амбиполярная подвижность). Коэфф. И. наз. отношение тока неосновных носителей через контакт к полному току. И. осуществляется запирающими контактами.

Хотя в ПП с высокой σ И. основных носителей не происходит, вблизи антизапорных контактов всё же возможно появление неравновесных носителей заряда. Внешне это явление (т. н. аккумуляция) напоминает И., но имеет др. природу. Оно наблюдается при таком направлении поля, когда неосновные носители движутся к контакту. При включении поля ток неосновных носителей через антизапирающий контакт меньше, чем в объёме ПП, и они накапливаются вблизи контакта. Заряд избыточных неосновных носителей нейтрализуется непрерывно натекающими из объёма основными. Глубина области накопления значительно превосходит длину экранирования. В слабых полях она $\sim(D\tau)^{1/2}$, в сильном поле она меньше. И. лежит в основе работы многих ПП приборов.

● Ламперт М., Марк П., Инжекционные токи в твердых телах, пер. с англ., М., 1973; Вопросы пленочной электроники, М., 1966.

В. А. Сабликов.

ИНКЛЮЗИ́ВНЫЙ ПРОЦЕ́СС (от англ. inclusive — включающий в себя), процесс неупругого вз-ствия ч-ц, при к-ром регистрируется лишь часть ч-ц (одна или несколько), образующихся в реакции. См. *Множественные процессы*, *Глубоко неупругие процессы*.

ИНСТАНТО́Н, особый вид колебаний вакуума, при к-ром в нём спонтанно вспыхивает и гаснет сильное глюонное поле. Этот процесс, будучи квант. явлением, не противоречит закону сохранения энергии в силу принципа неопределённости. Поле внутри И. имеет нетривиальную топологию, т. е. не может быть сведено к нулю непрерывной деформацией.

Для матем. описания И. используется формальный приём, приводящий к важной физ. аналогии. Доказано, что распространение инстантонных флуктуаций, происходящее с дефицитом энергии, можно описывать как классич. движение, если время считать мнимым. При этом исходное пространство-время Минковского (четырёхмерное пространство-время спец. теории относительности) становится математически эквивалентным евклидову пр-ву и задача в вакууме сводится к задаче классич. статистич. механики нек-рых четырёхмерных «частиц». Такие псевдочастицы могут быть разных типов; не все из них до конца изучены, однако уже учёт известных псевдочастиц — И. приводит к важным физ. явлениям. Напр., при введении *кварков* внутрь газа (или жидкости) из псевдочастиц (т. е. при рассмотрении кварков в вакууме) псевдочастицы «сжимают» кулоновское глюонное поле кварков, сосредоточивая его в струноподобной области, что может привести к т. н. «пленению» кварков (см. *Удержание «цвета»*, *Квантовая хромодинамика*). Пока неясно, являются ли И. доминирующими псевдочастицами, но их существ. роль в сильном вз-ствии несомненна.

Другое применение идея И. находит в теории гравитации. Благодаря рождению гравитационных И. пр-во приобретает сложную топологич. структуру (оказывается изрытым «кротовыми норами» и др. топологич. образованиями). Такая пространственно-временна́я «пена» приводит к необычным следствиям (напр., к нарушению закона сохранения *барионного заряда*) на расстояниях порядка планковской длины ($\sim10^{-33}$ см) и должна играть важную роль в будущих попытках объединения всех фундам. вз-ствий (включая гравитационное).

● Polyakov A., Compact gauge fields and the infrared catastrophe, «Physics letters», 1975, v. 59B, № 1, p. 82—84; Belavin A. (et al.), Pseudoparticle solutions of the Yang-Mills equations, «Physics Letters», 1975, v. 59 B, № 1, p. 85; Белавин А. А., Поляков А. М., Метастабильные состояния двумерного изотропного ферромагнетика, «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 503.

А. М. Поляков.

ИНТЕГРА́ЛЬНАЯ О́ПТИКА, раздел совр. *оптики*, осн. задачей к-рого явл. изучение и использование особенностей генерации, распространения и преобразования световых волн в тонких слоях прозрачных материалов, а

также разработка принципов и методов создания и интеграции оптич. и оптоэлектронных волноводных элементов, способных эффективно управлять световыми потоками. И. о. возникла в 70-х гг. 20 в.

Важнейшими элементами И. о. явл. тонкоплёночные и диффузные диэлектрич. микроволноводы, образующиеся за счёт резкого или плавного изменения показателя преломления среды. Они изготовляются путём напыления тонких плёнок на подложки из материала с более низким показателем преломления, а также с помощью диффузии, ионной имплантации, эпитаксиального наращивания и др. методами.

Локализация световых потоков в оптич. микроволноводах, имеющих толщину порядка длины световой волны, приводит к ряду эффектов, не имеющих аналогов в обычной оптике, использующей, как правило, световые пучки с поперечными размерами, значит. превышающими длину волны.

В оптич. микроволноводах осуществляется волноводный режим (см. *Волновод*), т. е. распространяется поверхностная световая волна. Это приводит к таким эффектам, как существование собств. волноводных *мод* с дискр. спектром фазовых скоростей; изменение эфф. показателя преломления среды с изменением геом. размеров микроволноводов; концентрация световой энергии на большом протяжении без дифракц. расходимости; возможность фазового синхронизма волн разл. частот в изотропном материале; резонансная связь световых потоков неск. волноводов и т. п. Эти волноводные эффекты дают возможность реализовать на единой подложке конструкции интегр. оптич. схем из отд. волноводных элементов, таких, как тонкоплёночные генераторы, модуляторы и дефлекторы света, частотные фильтры, направленные ответвители и др. Интегр. оптич. схемы позволяют также на неск. порядков снизить мощность, необходимую для электронного управления световыми потоками. Существ. роль в создании интегр. оптич. схем играют ПП структуры с *гетеропереходами*.

И. о. расширяет функциональные возможности оптич. и оптоэлектронных устройств, открывает широкие перспективы для их миниатюризации, позволяет на принципиально новом уровне решать задачи создания оптич. линий связи, систем оптич. обработки информации, быстродействующих ЭВМ.

● Гончаренко А. М., Редько В. П., Введение в интегральную оптику, Минск, 1975; Киселев В. А., Прохоров А. М., Оптические процессы в тонкопленочных лазерах и волноводах с произвольным распределением показателя преломления, «Квант. электрон.», 1977, т. 4, № 3, с. 544; Интегральная оптика, под ред. Т. Тамира, пер. с англ., М., 1978.

Е. Л. Портной.

ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ ДЕФОРМА́ЦИИ (от лат. intensio — напряжение, усиление), величина, определяющая вызванное деформацией изменение угла между выбранными направлениями, одинаково наклонёнными к гл. осям деформации в точке (октаэдрич. сдвиг). Через компоненты тензора деформации ε_{ij} (см. *Деформация* механическая) И. д. $\varepsilon_и$ выражается ф-лой:

$$\varepsilon_и = \frac{\sqrt{2}}{3}\left[(\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22})^2+(\varepsilon_{22}-\varepsilon_{33})^2+(\varepsilon_{33}-\varepsilon_{11})^2+6\left(\varepsilon_{12}^2+\varepsilon_{23}^2+\varepsilon_{31}^2\right)\right]^{1/2}.$$

Применяется в *Пластичности теории*.

ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ ЗВУ́КА (сила звука), средняя по времени энергия, переносимая за ед. времени звук. волной через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны. Для периодич. звука усреднение производится либо за промежуток времени, большой по сравнению с периодом, либо за целое число периодов. Для плоской синусоидальной бегущей волны И. з. I равна: $I=pv/2=p^2/2\rho c$, где p — амплитуда *звукового давления*, v — амплитуда *колебательной скорости*, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. В сферической бегущей волне И. з. обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника. В стоячей волне $I=0$, т. е. потока звук. энергии в среднем нет.

И. з. измеряется в СИ в Вт/м² [в системе ед. СГС — в эрг/(с·см)²] И. з. оценивается также уровнем интенсивности по шкале децибел; число децибел $N=10\lg(I/I_0)$, где I — интенсивность данного звука, $I_0=10^{-12}$ Вт/м². **ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ ИЗЛУЧЕ́НИЯ (интенсивность лучистого потока)**, полный поток энергии излучения, проходящий за ед. времени через единичную площадку в направлении нормали к ней и рассчитанный на ед. телесного угла. Понятие «И. и.» применяется в теории равновесного излучения, в теории переноса излучения, в теории лучистого теплообмена, в фотометрии. Вместо термина «И. и.» используется также термин «яркость излучения». В системе *световых величин* аналогичная величина наз. интенсивностью светового потока (интенсивностью света). *М. А. Ельяшевич.*

ИНТЕНСИ́ВНОСТЬ НАПРЯЖЕ́НИЙ, величина, определяющая касат. напряжение на элем. площадке, одинаково наклонённой к гл. осям напряжений в точке (октаэдрич. касат. напряжение). Через компоненты тензора *напряжений* σ_{ij} И. н. $\sigma_и$ выражается ф-лой:

$$\sigma_и = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\sigma_{11}-\sigma_{22})^2+(\sigma_{22}-\sigma_{33})^2+(\sigma_{33}-\sigma_{11})^2+6\left(\sigma_{12}^2+\sigma_{23}^2+\sigma_{31}^2\right)\right]^{1/2}.$$

Применяется в *пластичности теории*.

ИНТЕНСИ́ВНЫЕ ПАРА́МЕТРЫ в термодинамике, параметры (давление, темп-ра, концентрация и др.), не зависящие от массы системы, т. е. имеющие одинаковые значения для любой макроскопич. части однородной термодинамич. системы, находящейся в равновесии.

ИНТЕРВА́Л четырёхмерный **(интервал)**, в теории относительности — величина, характеризующая связь между пространств. расстоянием и промежутком времени, разделяющими два события. С матем. точки зрения И. есть «расстояние» между двумя событиями в четырёхмерном пространстве-времени.

В специальной (частной) теории относительности квадрат И. (s_{AB}) между двумя событиями A и B равен: $s_{AB}^2=c^2(\Delta t)^2-(\Delta r)^2$, где Δr и Δt — соотв. пространств. расстояние и промежуток времени между этими событиями. И. между событиями остаётся неизменным при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* к другой, т. е. инвариантен относительно *Лоренца преобразований* (тогда как Δr и Δt зависят от выбора системы отсчёта). Если $s_{AB}^2>0$, то И. наз. времениподобным; в этом случае существует система отсчёта, в к-рой события происходят в одной пространств. точке ($\Delta r=0$) и $s_{AB}=c\Delta t$, т. е. И. равен промежутку времени между событиями в этой системе, умноженному на скорость света. Если $s_{AB}^2<0$, то И. наз. пространственноподобным; в этом случае существует система отсчёта, в к-рой события происходят одновременно ($\Delta t=0$) и расстояние между ними $\Delta r=is_{AB}$. При $s_{AB}=0$ И. наз. нулевым; в этом случае $\Delta r=c\Delta t$ всегда, т. е. события в любой системе отсчёта могут быть связаны световым сигналом (см. *Относительности теория*).

В общей теории относительности, рассматривающей искривлённое пространство-время при наличии тяготения, всё сказанное об И. справедливо для бесконечно близких событий (см. *Тяготение*). *И. Д. Новиков.*

ИНТЕРФЕРЕНЦИО́ННАЯ КАРТИ́НА, регулярное чередование областей повыш. и пониж. интенсивности света, получающееся в результате наложения когерентных световых пучков, т. е. в условиях постоянной (или регулярно меняющейся) разности фаз между ними (см. *Интерференция света*). Для сферич. волны макс. интенсивность наблюдается при разности фаз, равной чётному числу полуволн, а минимальная — при разности фаз, равной нечётному числу полуволн. См. также *Полосы равной толщины*.

ИНТЕРФЕРЕНЦИО́ННАЯ МИКРОСКОПИ́Я (метод интерференционного контраста), основана на интерференции световых пучков, прошедших через прозрачную или слабопоглощающую ч-цу в-ва и миновавших её. Световая волна, прошедшая через ч-цу, за-

паздывает по фазе — возникает *разность хода* лучей δ, к-рая может быть измерена *компенсатором оптическим*. Пользуясь ф-лой $\delta = N\lambda = (n_0 - n_m)\,d$ (где n_0, n_m — показатели преломления ч-цы и окружающей среды, d — толщина ч-цы, N — *порядок интерференции*, λ — длина волны света), можно определять размеры и показатели преломления разл. объектов исследования (гл. обр. биологических). И. м. в отличие от метода *фазового контраста* даёт возможность, используя компенсаторы, измерять δ с высокой точностью $\sim(1/300)\,\lambda$. Это открывает возможности количеств. исследований структуры живой клетки. К И. м. относят также методы измерения неровностей на поверхностях, определения толщины плёнок, величины малых перемещений с помощью микроинтерферометра.

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ ВОЛН (от лат. inter — взаимно, между собой и ferio — ударяю, поражаю), сложение в пр-ве двух (или нескольких) волн, при к-ром в разных его точках получается усиление или ослабление амплитуды результирующей волны. Интерференция характерна для волн любой природы; волн на поверхности жидкости, упругих (напр., звуковых), эл.-магн. (напр., радиоволн или световых).

При И. в. результирующее колебание в каждой точке представляет собой геом. сумму колебаний, соответствующих каждой из складывающихся волн. Этот т. н. *суперпозиции принцип* соблюдается обычно с большой точностью и нарушается только при распространении волн в к.-л. среде, если амплитуда (интенсивность) волн очень велика (см. *Нелинейная оптика*, *Нелинейная акустика*). И. в. возможна, если они когерентны (см. *Когерентность*).

Простейший случай И. в.— сложение двух гармонических волн одинаковой частоты при совпадении направления (поляризации) колебаний в складывающихся волнах. В этом случае амплитуда A результирующей волны в к.-л. точке пр-ва равна:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\varphi}\ ,$$

где A_1 и A_2 — амплитуды складывающихся волн, а φ — разность фаз между ними в рассматриваемой точке. Если волны когерентны, то разность фаз φ остаётся неизменной в данной точке, но может изменяться от точки к точке и в пространстве получается нек-рое распределение амплитуд результирующей волны с чередующимися максимумами и минимумами. Если амплитуды складывающихся волн одинаковы: $A_1 = A_2$, то макс. амплитуда равна удвоенной амплитуде каждой волны, а минимальная равна нулю. Геом. места равной разности фаз, в частности соответствующей максимумам или минимумам, представляют собой поверхности, зависящие от св-в и расположения источников, излучающих складывающиеся волны. Напр., в случае двух точечных источников, излучающих сферич. волны, эти поверхности — гиперболоиды вращения.

Другой важный случай И. в.— сложение двух плоских волн одинаковой частоты, распространяющихся в противоположных направлениях (напр., прямой и отражённой), приводящее к образованию *стоячих волн*.

При И. в. происходит также перераспределение потока энергии волны в пр-ве. Характерное для И. в. распределение амплитуд с чередующимися максимумами и минимумами остаётся неподвижным в пр-ве (или перемещается столь медленно, что за время, необходимое для наблюдений, максимумы и минимумы не успевают сместиться на величину, сравнимую с расстоянием между ними), и его можно наблюдать только в случае, если волны когерентны. Если волны не когерентны, то разность фаз φ быстро и беспорядочно изменяется, принимая все возможные значения, так что $\cos\varphi = 0$. В этом случае ср. значение амплитуды результирующей волны оказывается одинаковым в разл. точках, максимумы и минимумы размываются и интерференц. картина исчезает. Ср. квадрат результирующей амплитуды при этом равен сумме ср. квадратов амплитуд складывающихся волн, т. е. при сложении волн происходит сложение потоков энергии или интенсивностей.

Явление И. в. используется, напр., для создания в радиотехнике и акустике сложных антенн, в к-рых нужные св-ва направленности получают за счёт И. в. от различных «элементарных» излучателей. Особенно большое значение И. в. имеет в оптике (см. *Интерференция света*). И. в. лежит в основе оптич. и акустич. *голографии*. Поскольку между длиной волны, разностью хода интерферирующих лучей и расположением максимумов и минимумов существует вполне определ. связь, можно, зная разности хода интерферирующих волн, по расположению максимумов и минимумов определить длину волны, и наоборот, зная длину волны, по расположению максимумов и минимумов определить разность хода лучей, т. е. измерять расстояния. И. в. используется в оптич. *интерферометрах*, радиоинтерферометрах, интерференц. радиодальномерах и т. д.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Шейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979.

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ ПОЛЯРИЗО́ВАННЫХ ЛУЧЕ́Й света, явление, возникающее при сложении когерентных поляризованных световых колебаний (см. *Поляризация света*). Наибольший контраст *интерференционной картины* наблюдается при сложении колебаний одного вида поляризации (линейных, круговых, эллиптических) с совпадающими азимутами. Ортогональные колебания не интерферируют. Так, при сложении двух линейно поляризованных взаимно перпендикулярных колебаний в общем случае возникает эллиптически поляризованное колебание, интенсивность к-рого равна сумме интенсивностей исходных колебаний.

И. п. л. можно наблюдать, напр., при прохождении линейно поляризованного света через анизотропные среды. Попадая в такую среду, луч разделяется на два когерентных, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях луча, имеющих разные скорости распространения, вследствие чего между ними возникает разность фаз, зависящая от расстояния, пройденного ими в в-ве. Если повернуть плоскость поляризации одного из лучей до совпадения с плоскостью поляризации другого луча или выделить из обоих лучей компоненты с одинаковым направлением колебаний, то такие лучи будут интерферировать.

Схема наблюдения И. п. л. в параллельных лучах показана на рис. 1,*а*. Пучок параллельных лучей выходит из поляризатора N_1 линейно поляризованным в направлении N_1N_1. В пластинке K, вырезанной из двоякопреломляющего *одноосного кристалла* параллельно его оптич. оси OO и расположенной перпендикулярно падающим лучам, происходит разделение

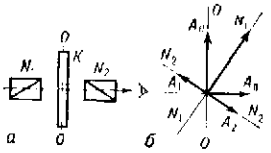


Рис. 1.

луча на составляющую A_e (рис. 1, *б*) с колебаниями параллельно OO (необыкновенный луч) и составляющую A_o с колебаниями перпендикулярно OO (обыкновенный луч). Для повышения контраста интерференц. картины угол между N_1 и A_o устанавливают равным 45°, благодаря чему амплитуды колебаний A_e и A_o равны.

Показатели преломления материала пластинки K для этих двух лучей (n_e и n_o) различны, а следовательно, различны скорости их распространения в K, вследствие чего эти лучи, распространяясь по одному направлению, приобретают *разность хода*. Разность фаз δ их колебаний при выходе из K равна: $\delta = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_o - n_e)$, где l — толщина K, λ — длина волны падающего света. Анализатор N_2 пропускает из каждого луча только слагающую с колебаниями в плоскости его гл. сечения N_2N_2. Если $N_1 \perp N_2$ (оптич. оси анализатора и поляризатора скрещены), амплитуды слагающих A_1 и A_2 равны, а разность фаз $\Delta = \delta + \pi$. Лучи

когерентны и интерферируют между собой. В зависимости от величины Δ на к.-л. участке пластинки K наблюдатель видит этот участок тёмным [$\Delta=(2k+1)\pi$, k — целое число] или светлым ($\Delta=2k\pi$) в монохроматич. свете и окрашенным — в белом (хроматическая поляризация). Если пластинка K неоднородна по толщине или по показателю преломления, её участки, в к-рых

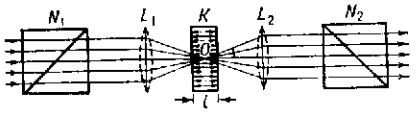


Рис. 2. Схема для наблюдения хроматич. поляризации в сходящихся лучах: N_1 — поляризатор; N_2 — анализатор; K — пластинка толщиной l, вырезанная из одноосного двулучепреломляющего кристалла перпендикулярно его оптич. оси; L_1, L_2 — линзы.

эти параметры одинаковы, видны соответственно одинаково тёмными или светлыми или одинаково окрашенными. Линии одинаковой цветности наз. изохромами.

Пример И. п. л. в сходящихся лучах показан на рис. 2. Сходящийся плоскополяризов. пучок лучей из линзы L_1 падает на пластинку, вырезанную из одноосного кристалла перпендикулярно его оптич. оси. При этом лучи разного наклона проходят разные пути в пластинке, а необыкновенный и обыкновенный лучи приобретают разность хода $\Delta=\frac{2\pi l}{\lambda\cos\psi}(n_o-n_e)$, где ψ — угол между направлением распространения обоих лучей и нормалью к поверхности кристалла. Интерференц. картина для этого случая дана на рис. 3,*а*. Точки, соответствующие одинаковым разностям фаз, расположены по концентрич. окружностям (тёмным или светлым, в зависимости от Δ).

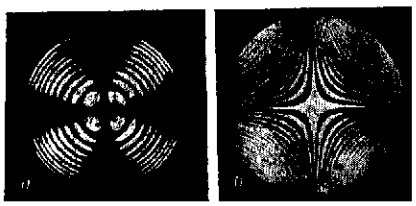


Рис. 3. Интерференция поляризов. лучей в сходящихся лучах при $N_1\perp N_2$ для одноосного двулучепреломляющего кристалла: *а* — срез перпендикулярен оптич. оси; *б* — срез параллелен оптич. оси.

И. п. л. находит широкое применение в *кристаллооптике*, для исследования состояния поляризации света, напряжений.

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ СВЕ́ТА, пространственное перераспределение энергии светового излучения при наложении двух или неск. световых волн; частный случай общего явления *интерференции волн*. Нек-рые явления И. с. наблюдались ещё И. Ньютоном в 17 в., однако не могли быть им объяснены с точки зрения его корпускулярной теории (см. *Оптика*). Правильное объяснение И. с. как типично волнового явления было дано в нач. 19 в. франц. физиком О. Ж. Френелем и англ. учёным Т. Юнгом. Наиболее часто наблюдается И. с., характеризующаяся образованием стационарной (постоянной во времени) *интерференционной картины* (и. к.) — регулярного чередования областей повышенной и пониженной интенсивности света (см., напр., *Ньютона кольца*); к явлениям И. с. относятся также световые биения и явления корреляции интенсивности (см. ниже). Строгое объяснение этих явлений требует учёта как волновых, так и корпускулярных св-в света и даётся на основе квант. электродинамики.

Стационарная И. с. возникает при наличии пост. разности фаз (или определ. корреляции фаз) налагающихся волн (см. *Когерентность*). До появления лазеров когерентные световые пучки могли быть получены только путём разделения и последоват. сведения лучей, исходящих из одного и того же источника (см., напр., *Френеля зеркала*). Требование когерентности налагает ограничения на угл. размеры источника и на ширину спектра излучения. Так, напр., в классич. опыте Юнга, в к-ром малый источник с линейным размером излучающей поверхности S освещает две узкие щели (рис. 1), когерентность обеспечивается условием: $S\leqslant\lambda R/d$, где λ — ср. длина волны света, R — расстояние от источника до экрана со щелями, d — расстояние между щелями. Когерентность также зависит от разности хода δ интерферирующих лучей, к-рая, будучи выраженной в длинах световых волн, наз. *порядком интерференции*. С ростом δ когерентность, а вместе с ней и контраст и. к. падает тем быстрее, чем шире спектр $\Delta\lambda$ света. Макс. разность хода, при к-рой и. к. ещё видна, имеет порядок $(\Delta\lambda)^{-1}$. В белом свете наблюдается и. к. самых низких порядков (1—2-го), причём окрашенная, поскольку положение максимумов и минимумов интенсивности света на и. к. зависит от λ. Для узких спектр. линий порядок И. с. может доходить до 10^5—10^8, что соответствует разности хода в неск. см. Для наиболее монохроматических лазерных источников допустимая разность хода измеряется тысячами км.

Ограничения, связанные с когерентностью, могут быть поняты из рассмотрения наложения и. к. от отдельных точек реального источника. При слишком больших размерах источника суммарная и. к. оказывается смазанной.

Различают двухлучевую и многолучевую И. с. В первом случае свет в каждую точку и. к. приходит от общего источника по двум путям, как на рис. 1, при этом распределение интенсивности на и. к. явл. гармонич. ф-цией $\left(\sim\cos^2\frac{2\pi\delta}{\lambda}\right)$. Многолучевая И. с. возникает при наложении мн. когерентных волн, получаемых делением исходного волн. фронта с помощью многократных отражений (напр., в *интерферометре* Фабри — Перо) или дифракцией на многоэлементных периодич. структурах (см., напр., *Дифракционная решётка*, *Майкельсона эшелон*). При многолучевой И. с. интенсивность и. к. явл. периодической, но не гармонич. ф-цией δ (рис. 2). Резкая зависимость интенсивности и. к. от длины волны при многолучевой И. с. широко используется в спектр. приборах.

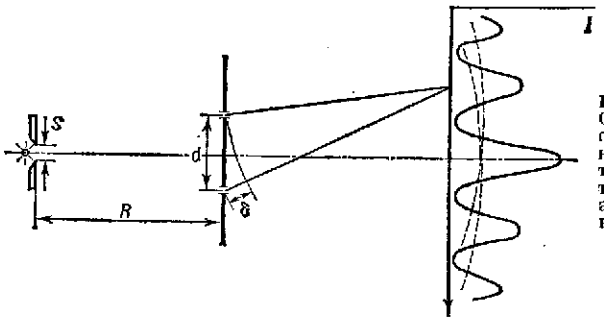


Рис. 1. Схема опыта Юнга. Справа сплошной линией представлена зависимость интенсивности на экране от координаты, нормальной щелям; пунктиром показана освещённость экрана при поочерёдном закрывании щелей.

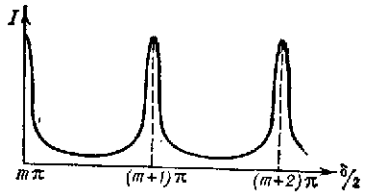


Рис. 2. Зависимость интенсивности в интерференц. картине интерферометра Фабри — Перо от разности хода δ.

Из естеств. проявлений И. с. наиболее известно радужное окрашивание тонких плёнок (масляные плёнки на воде, мыльные пузыри, окисные плёнки на металлах), возникающее вследствие И. с., отражённого двумя поверхностями плёнки. В тонких плёнках перем. толщины при освещении

протяжённым источником локализация и. к. происходит на поверхности плёнки, при этом данная интерференц. полоса соответствует одной и той же толщине плёнки (полосы равной толщины). В белом свете полосы окрашены. В тонких плёнках строго пост. толщины (с точностью до долей λ) одинаковую разность хода имеют лучи, падающие на плёнку под одним и тем же углом, и интерференц. полосы наз. *полосами равного наклона*. Они локализованы в бесконечности, и наблюдать их можно в фокальной плоскости линзы. Если при наблюдении И. с. от обычных источников света и. к. имеет малую яркость и размеры, то при использовании лазеров явления И. с. настолько ярки и характерны, что нужны особые меры для получения равномерной освещённости. Чрезвычайно высокая когерентность лазерного излучения приводит к появлению помех интерференц. происхождения при наблюдении объектов, освещённых лазером. При лазерном освещении произвольной шероховатой поверхности глаз воспринимает хаотич. картину световых пятен, мерцающую при перемещении наблюдателя (нерегулярная и. к., к-рая при обычном освещении не наблюдается).

К явлениям И. с. относятся также **световые биения**, возникающие при наложении световых полей разных частот. В этом случае образуется **бегущая** в пр-ве и. к., так что в заданной точке интенсивность света периодически меняется во времени с частотой, равной разности частот интерферирующих волн. Биения возникают в обычных (нелазерных) схемах И. с. при изменении во времени хода интерферирующих лучей. Наблюдение биений в излучении независимых источников света возможно только для лазерных источников.

Эффектами, родственными световым биениям, явл. **корреляции интенсивности**, наблюдаемые при установке двух фотоприёмников (напр., счётчиков фотонов) в пределах площади когерентности. На интервалах времени порядка (или менее) обратной ширины спектра излучения обнаруживается превышение числа парных фотонных совпадений над фоном случайных событий. Зависимость этого превышения от расстояния между счётчиками позволяет судить о площади когерентности поля излучения, что нашло применение для измерения диаметра звёзд наряду с традиционным методом звёздного интерферометра.

И. с. широко используется при спектральном анализе для точного измерения расстояний и углов, в *рефрактометрии*, в задачах контроля кач-ва поверхностей, для создания светофильтров, зеркал, просветляющих покрытий и др.; на явлениях И. с. основана *голография*. Важный случай И. с.— *интерференция поляризованных лучей*.

● Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978; Вольф Э., Мандель Л., Когерентные свойства оптических полей, «УФН», 1965, т. 87, в. 3, с. 491; 1966, т. 88, в. 2, с. 347; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970. *Е. Б. Александров.*

ИНТЕРФЕРЕ́НЦИЯ СОСТОЯ́НИЙ, суперпозиция состояний квантовомеханич. системы, определяемая принципом суперпозиции. См. *Квантовая механика*.

ИНТЕРФЕРО́МЕТР, измерительный прибор, основанный на *интерференции волн*. Существуют И. для звук. волн и для эл.-магн. волн (оптических и радиоволн). Оптич. И. применяются для измерения оптич. длин волн спектр. линий, показателей преломления прозрачных сред, абс. и относит. длин объектов, угл. размеров звёзд и пр., для контроля кач-ва оптич. деталей и их поверхностей и т. д.

Принцип действия всех И. одинаков, и различаются они лишь методами получения когерентных волн и тем, какая величина непосредственно измеряется. Пучок света с помощью того или иного устройства пространственно разделяется на два или большее число когерентных пучков (см. *Когерентность*), к-рые проходят разл. оптич. пути, а затем сводятся вместе, и наблюдается результат их интерференции (см. *Интерференция света*). Вид *интерференционной картины* зависит от способа разделения пучка света на когерентные пучки, от числа интерферирующих пучков, оптич. *разности хода*, относит. интенсивности, размеров источника, спектр. состава света.

Методы получения когерентных пучков в И. разнообразны, и потому существует большое число разл. конструкций И. По числу интерферирующих пучков света оптич. И. можно разделить на многолучевые и двухлучевые. Многолучевые И. применяются гл. обр. как интерференционные *спектральные приборы* для исследования спектр. состава света. Двухлучевые И. используются и как спектр. приборы, и как приборы для физ. и техн. измерений.

Примером двухлучевого И. может служить **интерферометр Майкельсона** (рис. 1). Параллельный пучок света источника L, проходя через объектив O_1 и попадая на полупрозрачную пластинку P_1, разделяется на два когерентных пучка *1* и *2*. После отражения от зеркал M_1 и M_2 и повторного прохождения луча *2* через пластинку P_1 оба пучка проходят в направлении AO через объектив O_2 и интерферируют в его фокальной плоскости D. Наблюдаемая интерференц. картина соответствует интерференции в возд. слое, образованном зеркалом M_2 и мнимым изображением M_1' зеркала M_1 в пластинке P_1. Оптич. разность хода при этом равна: $\Delta=2(AC-AB)=2l$, где l — расстояние между M_2 и M_1'. Если зеркало M_1 расположено так, что M_1' и M_2 параллельны, то образуются *полосы равного наклона*, локализованные в фокальной плоскости объектива O_2 и имеющие форму концентрич. колец. Если же M_2 и M_1' образуют возд. клин, то возникают *полосы равной толщины*, локализованные в плоскости клина M_2M_1' и представляющие собой параллельные линии.

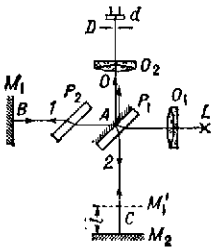


Рис. 1. Схема интерферометра Майкельсона: P_2 — пластинка, компенсирующая дополнит. разность хода, появляющуюся за счёт того, что луч *1* проходит только один раз через пластинку P_1; D — диафрагма.

Интерферометром Майкельсона широко пользуются в физ. измерениях и техн. приборах. С его помощью впервые была измерена абс. величина длины волны света, доказана независимость скорости света от движения источника и др. (см. *Майкельсона опыт*). Он используется и как спектральный прибор, позволяющий анализировать спектры излучения с высоким разрешением, доходящим до $\sim$0,005 $см^{-1}$ (см. *Фурье спектроскопия*).

Интерферометр Майкельсона применяется в технике для абс. и относит. измерений длин эталонных пластинок с точностью до 0,005 мкм. В сочетании с микроскопом он позволяет по виду интерференц. картины измерять величину отступлений от плоскости и форму микронеровностей металлич. поверхностей.

Существуют двухлучевые И., предназначенные для измерения показателей преломления газов и жидкостей — интерференц. *рефрактометры*.

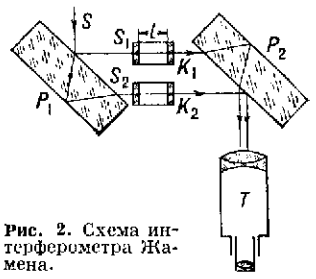


Рис. 2. Схема интерферометра Жамена.

Один из них — **интерферометр Жамена** (рис. 2). Пучок монохроматич. света S после отражения от передней и задней поверхностей первой стеклянной пластинки P_1 разделяется на два пучка S_1 и S_2. Пройдя через кюветы K_1 и K_2 и отразившись от поверхностей стеклянной пластин-

ки P_2, слегка повёрнутой относительно P_1, пучки попадают в зрит. трубу T, где интерферируют, образуя прямые полосы равного наклона. Если одна из кювет наполнена в-вом с показателем преломления n_1, а другая — с n_2, то по смещению интерференц. картины на число полос m по сравнению со случаем, когда обе кюветы наполнены одним и тем же в-вом, можно найти

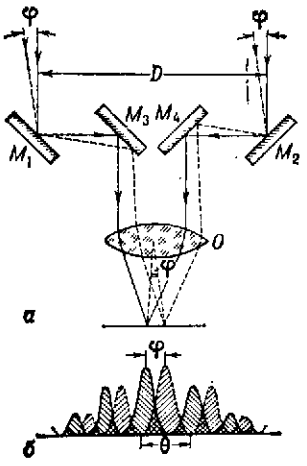


Рис. 3. *а* — схема звёздного интерферометра Майкельсона; *б* — вид интерференц. картин.

$\Delta n = n_1 - n_2 = m\lambda/l$ (λ — длина волны света, l — длина кюветы). Точность измерения Δn очень высока и достигает 7-го и даже 8-го десятичного знака.

Для измерения угл. размеров звёзд и угл. расстояний между двойными звёздами применяется звёздный интерферометр Майкельсона (рис. 3, *а*). Свет от звезды, отразившись от плоских зеркал M_1, M_2, M_3, M_4, образует в фокальной плоскости телескопа интерференц. картину. Угл. расстояние между соседними максимумами $\theta = \lambda/D$, где D — расстояние между зеркалами M_1 и M_2 (рис. 3, *а*). При наличии двух близких звёзд, находящихся на угл. расстоянии φ, в телескопе образуются две интерференц. картины, также смещённые на угол φ, ухудшая видимость полос. Изменением D добиваются наихудшей видимости картины, что будет при условии $\varphi = \frac{1}{2}\theta = \lambda/2D$, откуда можно определить φ.

Многолучевой интерферометр Фабри — Перо (рис. 4) состоит из двух стеклянных или кварцевых пластинок P_1 и P_2, на обращённые друг к другу и параллельные между собой поверхности к-рых нанесены зеркальные покрытия с высоким (85—98%) коэфф. отражения. Параллельный пучок света, падающий из объектива O_1, в результате многократного отражения от зеркал образует большое число параллельных когерентных пучков с пост. разностью хода $\Delta = 2nh\cos\theta$ между соседними пучками, но разл. интенсивности. В результате многолученой интерференции в фокальной плоскости L объектива O_2 образуется интерференц. картина, имеющая форму концентрич. колец с резкими интенсивными максимумами, положение к-рых определяется из условия $\Delta = m\lambda$ (m — целое число), т. е.

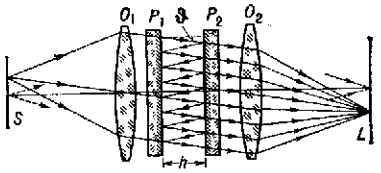


Рис. 4. Схема интерферометра Фабри — Перо (*S* — источник света).

зависит от длины волны. Поэтому интерферометр Фабри — Перо разлагает сложное излучение в спектр. Применяется такой И. и как интерференционный спектр. прибор высокой разрешающей силы, к-рая зависит от коэфф. отражения зеркал ρ и от расстояния h между пластинками, возрастая с их увеличением. Так, напр., при $\rho = 0{,}9$, $h = 100$ мм, $\lambda = 5000$ Å минимальный разрешаемый интервал длин волн $\delta\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ Å. Специальные сканирующие интерферометры Фабри — Перо с фотоэлектрич. регистрацией используются для исследования спектров в видимой, ИК и в сантиметровой области длин волн.

Разновидностью интерферометров Фабри — Перо явл. *оптические резонаторы* лазеров, излучающая среда к-рых располагается между зеркалами И. Разность частот $\Delta\nu$ между соседними продольными *модами* в излучении лазеров зависит от расстояния между зеркалами резонатора l: $\Delta\nu = c/2l$. Перемещение одного из зеркал на величину δl приводит к изменению разностной частоты на $\delta(\Delta\nu) = c\delta l/2l^2$, к-рое может быть измерено с помощью фотоприёмника радиотехн. методами. Это используется в лазерных И., предназначенных для измерения длин объектов и их перемещений.

Использование в измерит. И. в кач-ве источника света лазеров, обладающих высокой монохроматичностью и когерентностью, позволяет значительно повысить точность измерений.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения. Сб. статей, пер. с франц. и англ., М., 1972; Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С., Применение лазеров в машиностроении и приборостроении, Л., 1978. *В. И. Малышев.*

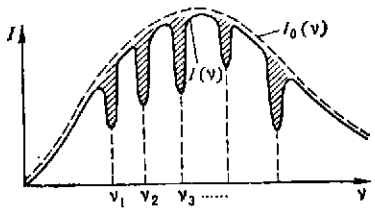
ИНФРАЗВУК (от лат. infra — ниже, под), *упругие волны* с частотами ниже области слышимых человеком частот. Обычно за верх. границу И. принимают частоты 16—25 Гц, ниж. граница неопределённа. И. содержится в шуме атмосферы и моря; его источник — турбулентность атмосферы и ветер, грозовые разряды (гром), взрывы, орудийные выстрелы; в земной коре — сотрясения и вибрации от самых разнообразных источников.

Для И. характерно малое поглощение в разл. средах, вследствие чего он может распространяться на очень далёкие расстояния. Это позволяет определять места сильных взрывов или положение стреляющего орудия, предсказывать цунами, исследовать верх. слои атмосферы, св-ва водной среды.

● Шулейкин В. В., Физика моря, 4 изд., М., 1968; Коул Р., Подводные взрывы, пер. с англ., М., 1950.

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (ИК спектроскопия), раздел оптич. *спектроскопии*, включающий получение, исследование и применение спектров испускания, поглощения и отражения в ИК области спектра (см. *Инфракрасное излучение*). И. с. занимается гл. обр. изучением *молекулярных спектров*, т. к. в ИК области расположено большинство колебат. и вращат. спектров молекул.

И. с. исследует ИК спектры как поглощения, так и излучения. При прохождении ИК излучения через в-во происходит его поглощение на частотах, совпадающих с нек-рыми собственными колебат. и вращат. частотами молекул или с частотами колебаний крист. решётки. В результате интенсивность ИК излучения на этих частотах падает — образуются полосы поглощения (рис.). Количеств. связь между интенсивностью I прошедшего через в-во излучения, интенсивностью I_0 падающего излучения и величинами, характеризующими поглощающее в-во, даётся *Бугера — Ламберта — Бера законом*. На практике обычно ИК спектр поглощения представляют графически в виде зависимости от частоты ν (или длины волны $\lambda = c/\nu$) ряда величин, характеризующих поглощающее в-во: коэфф. пропускания $T(\nu) = I(\nu)/I_0(\nu)$; коэфф. поглощения $A(\nu) = 1 - T(\nu)$; оптич. плотности $D(\nu) = \ln[1/T(\nu)] = \varkappa(\nu)cl$, где $\varkappa(\nu)$ — показатель поглощения, c — концентрация поглощающего в-ва, l — толщина поглощающего слоя в-ва. Поскольку $D(\nu)$ пропорц. $\varkappa(\nu)$ и c, она обычно применяется для количеств. *спектрального анализа*. Исследование ИК спектров твёрдых, жидких и газообразных сред обычно производится с помощью разл.



Зависимость интенсивности падающего на в-во $I_0(\nu)$ и прошедшего через в-во $I(\nu)$ излучения (ν_1, ν_2, ν_3,... — собственные частоты в-ва, заштрихованные области — полосы поглощения).

ИК спектрометров (см. *Спектральные приборы*).

Число полос поглощения в спектре ИК излучения, их положение, ширина и форма, величина поглощения определяются структурой и хим. составом поглощающего в-ва и зависят от его агрегатного состояния, темп-ры, давления и др. Поэтому изучение колебательно-вращат. и чисто вращат. спектров методами И. с. позволяет определять структуру молекул, их хим. состав, моменты инерции молекул, величины сил, действующих между атомами в молекуле и др. Вследствие однозначности связи между строением молекулы и её мол. спектром И. с. широко используется для качеств. и количеств. спектрального анализа. Изменения параметров ИК спектров (смещение полос поглощения, изменение их ширины, формы, величины поглощения), происходящие при переходе из одного агрегатного состояния в другое, при растворении, изменении темп-ры, давления, позволяют судить о величине и хар-ре *межмолекулярных взаимодействий*. И. с. также находит применение в исследовании строения ПП материалов, полимеров, биол. объектов и непосредственно живых клеток. Быстродействующие спектрометры позволяют получать спектры поглощения за доли с и используются при изучении быстропротекающих хим. реакций. Применение специальных зеркальных микроприставок даёт возможность получать спектры поглощения очень малых объектов, что представляет интерес для биологии и минералогии. И. с. играет большую роль в создании ИК лазеров и исследовании их спектров излучения. Использование в кач-ве источников излучения ИК лазеров с перестраиваемой частотой излучения позволяет получать ИК спектры с очень высоким разрешением (см. *Лазерная спектроскопия*).

● См. лит. при ст. *Инфракрасное излучение*.

В. И. Малышев.

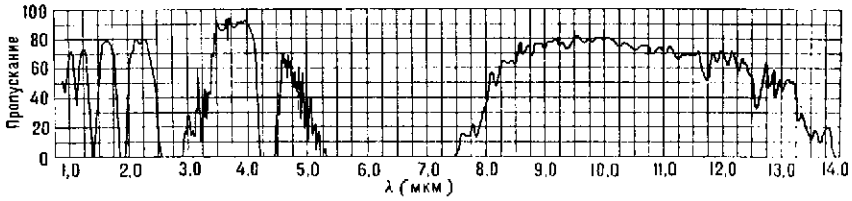
ИНФРАКРА́СНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (ИК излучение, ИК лучи), электромагнитное излучение, занимающее спектр. область между красным концом видимого излучения (с длиной волны $\lambda \approx$ $\approx$0,74 мкм) и КВ радиоизлучением ($\lambda \sim 1$—2 мм). ИК область спектра обычно условно разделяют на ближнюю (0,74—2,5 мкм), среднюю (2,5— 50 мкм) и далёкую (50—2000 мкм). И. и. открыто англ. учёным В. Гершелем (1800).

Спектр И. и. (как и видимого излучения) может быть линейчатым (излучение возбуждённых атомов или ионов, т. е. *атомные спектры*), непрерывным (спектры излучения нагретых твёрдых и жидких тел) и полосатым (излучение возбуждённых молекул, т. е. *молекулярные спектры*).

Оптические свойства в-в (прозрачность, коэфф. отражения, коэфф. преломления) в И. и., как правило, значительно отличаются от оптич. св-в тел в видимой и УФ областях. Многие в-ва, прозрачные для видимого света, оказываются непрозрачными в нек-рых областях И. и., и наоборот. Так, слой воды толщиной в неск. см непрозрачен для И. и. с $\lambda > 1$ мкм (поэтому вода часто используется как теплозащитный фильтр); пластинки Ge и Si, непрозрачные в видимой области, прозрачны в И. и. (Ge для $\lambda > 1{,}8$ мкм, Si для $\lambda > 1{,}0$ мкм); чёрная бумага прозрачна в далёкой ИК области. В-ва, прозрачные для И. и. и непрозрачные для видимого света, используются в кач-ве светофильтров при выделении И. и.

Отражат. способность большинства металлов в И. и. значительно выше, чем в видимом свете, и возрастает с увеличением λ (см. *Металлооптика*). Напр., коэфф. отражения Al, Au, Ag, Cu для И. и. с $\lambda = 10$ мкм достигает 98%. Жидкие и твёрдые неметаллич. в-ва обладают в ИК диапазоне λ селективным отражением, причём положение максимумов отражения зависит от хим. состава в-ва.

Проходя через земную атмосферу, И. и. ослабляется в результате рассеяния и поглощения. Азот и кислород воздуха не поглощают И. и. и ослабляют его лишь в результате рассеяния, к-рое, однако, для И. и. значительно меньше, чем для видимого света. H_2O, CO_2, O_3 и др. в-ва, имеющиеся в атмосфере, селективно поглощают И. и. Особенно сильно поглощают И. и. пары воды (полосы поглощения H_2O расположены почти во всей ИК области спектра), а в средней ИК области — CO_2. В приземных слоях атмосферы в средней ИК области имеется лишь небольшое число «окон», прозрачных для И. и. (рис.). Наличие в атмосфере взвешенных ч-ц дыма, пыли, мелких капель воды (дымка, туман) — приводит к дополнит. ослаблению И. и. в результате рассеяния его на этих ч-цах, причём величина рассеяния зависит от соотношения размеров ч-ц и λ. При малых размерах ч-ц (возд. дымка) И. и. рассеивается меньше, чем видимое излучение (это используется в ИК фотографии).



Кривая пропускания атмосферы в области 0,75—14 мкм. «Окна» прозрачности: 2,0—2,5 мкм; 3,2—4,2 мкм; 4,5—5,2 мкм, 8,0 — 13,5 мкм. Полосы поглощения с максимумами при $\lambda = 0{,}93$; 1,13; 1,40; 1,87; 2,74 мкм принадлежат парáм воды; при $\lambda = 2{,}7$ и 4,26 мкм — углекислому газу и при $\lambda \approx 9{,}5$ мкм—озону.

Источники И. и. Мощный источник И. и.— Солнце, ок. 50% его излучения лежит в ИК области. На И. и. приходится значит. доля (от 70 до 80%) энергии излучения ламп накаливания с вольфрамовой нитью. И. и. испускают угольная электрич. дуга и разл. газоразрядные лампы. Для радиац. обогрева помещений применяют спирали из нихромовой проволоки, нагреваемые до темп-ры $\sim$950 К. В научных исследованиях применяют спец. источники И. и.: ленточные вольфрамовые лампы, штифт Нернста, глобар, ртутные лампы высокого давления и др. Излучение нек-рых лазеров также лежит в ИК области спектра [напр., λ лазеров на неодимовом стекле — 1,06 мкм, гелий-неоновых лазеров — 1,15 мкм и 3,39 мкм, CO_2-лазеров — 10,6 мкм, ПП лазеров на InSb — 5 мкм; лазер на парах H_2O может излучать большое число линий в широкой ИК области, включая далёкую (120 и 220 мкм)].

Приёмники И. и. основаны на преобразовании энергии И. и. в др. виды энергии, к-рые могут быть измерены обычными методами. В тепловых приёмниках поглощённое И. и. вызывает повышение темп-ры термочувствит. элемента, к-рое и регистрируется. В фотоэлектрич. приёмниках поглощённое И. и. приводит к появлению или изменению электрич. тока или напряжения. Фотоэлектрич. приёмники, в отличие от тепловых, явл. селективными, т. е. чувствительными лишь в определ. области спектра. Спец. фотоэмульсии чувствительны к И. и. до $\lambda = 1{,}2$ мкм.

Применение И. и. Используют И. и. в научных исследованиях, при решении большого числа практич. задач, в военном деле и пр. Спектры испускания и поглощения И. и. исследуют с целью изучения структуры электронной оболочки атомов, определения структуры молекул, а также для качеств. и количеств. *спектрального анализа*. Благодаря различию коэфф. рассеяния, отражения и пропускания тел в видимом и И. и. фотографии, полученные в И. и. обладают рядом особенностей по сравнению с обычной фотографией, напр. на ИК снимках часто видны детали, невидимые на обычной фотографии. В пром-сти И. и. применяется для сушки и нагрева материалов. На основе фотокатодов, чувствительных к И. и. (для $\lambda < 1{,}3$ мкм), созданы электронно-оптич. преобразователи, в к-рых не видимое глазом ИК изображение объекта на

фотокатоде преобразуется в видимое. На этом принципе построены разл. приборы ночного ви́дения (бинокли, прицелы и др.), позволяющие при облучении объектов И. и. от спец. источников вести наблюдение или прицеливание в полной темноте. При помощи высокочувствит. приёмников И. и. можно осуществлять теплопеленгацию объектов по их собств. И. и. и создавать системы самонаведения на цель снарядов и ракет. ИК локаторы и дальномеры позволяют обнаруживать в темноте объекты, темп-ра к-рых выше темп-ры окружающего фона, и измерять расстояния до них. ИК лазеры, помимо научных целей, используются также для наземной и косм. связи.

● Леконт Ж., Инфракрасное излучение, пер. с франц., М., 1958; Хадсон Р., Инфракрасные системы, пер. с англ., М., 1972; Соловьев С. М., Инфракрасная фотография, М., 1960.

ИО́Н (от греч. iо́n — идущий), электрически заряж. ч-ца, образующаяся при потере или присоединении эл-нов атомами, молекулами, радикалами и т. д. И. соответственно могут быть положительными (при потере эл-нов) и отрицательными (при присоединении эл-нов), заряд И. кратен заряду эл-на. И. могут входить в состав молекул и существовать в несвязанном состоянии (в газах, жидкостях, *плазме*).

ИОНИЗАЦИО́ННАЯ КА́МЕРА, *детектор* ч-ц, действие к-рого основано на способности заряж. ч-ц вызывать ионизацию газа. И. к. представляет собой электрич. конденсатор, заполненный газом, к электродам к-рого приложена разность потенциалов V. При попадании регистрируемых ч-ц в пр-во между электродами там образуются эл-ны и ионы, к-рые, перемещаясь в электрич. поле, собираются на электродах. В цепи камеры появляется электрич. ток. Применяются И. к. с параллельными плоскими электродами, цилиндрическими коаксиальными (рис. 1) электродами и сферич. электродами (две концентрич. сферы, иногда внутр. электрод — стержень).

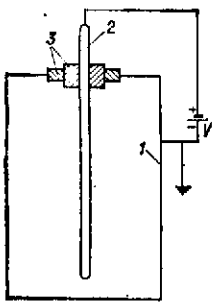


Рис. 1. Сечение цилиндрич. ионизац. камеры: *1* — цилиндрич. корпус камеры, служащий отрицат. электродом; *2* — цилиндрич. стержень, служащий положит. электродом; *3* — изолятор.

В то́ковых И. к. измеряется ток I, создаваемый эл-нами и ионами. Зависимость I от V (**вольт-амперная характеристика**) имеет горизонтальный рабочий участок AB (ток насыщения), к-рый соответствует полному собиранию на электродах всех образовавшихся эл-нов и ионов. То́ковые И. к. дают сведения об общем кол-ве ионов, образовавшихся в 1 с. Токи обычно малы (10^{-10}—10^{-15} А) и требуют усиления для регистрации (рис. 2).

В импульсных И. к. регистрируются и измеряются импульсы напряжения, к-рые возникают на сопротивлении R при протекании по нему ионизац. тока, вызванного прохождением ч-цы. Амплитуда и длительность импульсов зависят от RC (рис. 3). Для импульсной И. к., работающей в области тока насыщения, амплитуда импульса пропорц. энергии, потерянной ч-цей в объёме И. к. Часто объекты исследования для импульсных И. к.— короткопробежные ч-цы, способные полностью затормозиться в межэлектродном пр-ве (α-частицы, осколки делящихся ядер). В этом случае величина импульса И. к. пропорц. полной энергии ч-цы, и распределение импульсов по амплитудам воспроизводит распределение ч-ц по энергиям, то есть И. к. явл. спектрометром. Разрешающая способность И. к. для α-частиц с энергией 5 МэВ составляет ок. 0,5%.

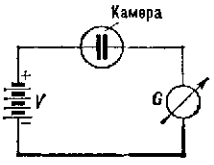


Рис. 2. Схема включения токовой ионизац. камеры: V — напряжение на электродах камеры; G — гальванометр, измеряющий ионизационный ток.

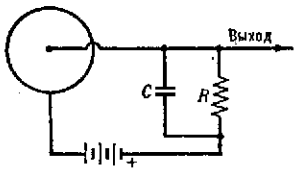


Рис. 3. Схема включения импульсной ионизац. камеры: C — ёмкость собирающего электрода; R — высокоомное сопротивление.

Подбором R можно добиться того, чтобы импульсы И. к. соответствовали сбору только эл-нов, гораздо более подвижных, чем ионы. При этом удаётся уменьшить длительность импульса до 1 мкс.

В И. к. для исследования короткопробежных ч-ц источник помещают внутри камеры или в корпусе делают тонкие входные окошки из слюды или синтетич. материалов. В И. к. для исследования γ-излучений ионизация обусловлена вторичными эл-нами (фотоэлектронами), выбитыми из атомов газа или из стенок И. к. Чем больше объём И. к., тем больше ионов образуют вторичные эл-ны. Поэтому для регистрации γ-излучений малой интенсивности применяют И. к. большого объёма (неск. л). В случае детектирования нейтронов ионизация вызывается ядрами отдачи (обычно протонами), создаваемыми быстрыми нейтронами, либо α-частицами, протонами или γ-квантами, возникающими при захвате медленных нейтронов ядрами ^{10}B, ^{3}He, ^{113}Cd, к-рые вводятся в газ или в стенки камеры. И. к.— один из самых старых детекторов, применявшихся ещё в первых опытах англ. физика Э. Резерфорда. Однако благодаря простоте она продолжает использоваться особенно в *дозиметрии*, для контроля за работой ускорителей и яд. реакторов, при исследовании косм. лучей и др. В физике ч-ц высоких энергий нашли применение И. к., наполненные жидким аргоном. Это увеличивает тормозную способность И. к. и усиливает её электрич. сигнал в 10^3 раз.

● См. лит. при ст. *Детекторы*.

К. П. Митрофанов.

ИОНИЗАЦИО́ННЫЕ ВО́ЛНЫ в низкотемпературной плазме (волны ионизации), области с различной (постоянной или слабо меняющейся) концентрацией заряж. ч-ц, разделённые узкой поверхностью раздела — фронтом волны. На фронте волны происходит резкий скачок концентрации заряж. ч-ц от значений перед фронтом и за ним. Наряду с волнами, состоящими из одного фронта ионизации, могут быть волны, в к-рых происходит периодич. чередование областей с разл. концентрацией заряж. ч-ц (слоёв). В последнем случае И. в. наз. *стратами*. И. в. бывают стационарными и движущимися.

Характерная особенность И. в. заключается в том, что их возникновение и распространение связаны не с перемещением в-ва вперёд и назад или поперёк (как это имеет место в упругих волнах), а с изменением степени *ионизации* в плазме. Локальное возмущение плотности ионов ведёт к возникновению *пространственного заряда* и появлению локального электрич. поля, меняющего, в свою очередь, ср. энергию эл-нов. В связи с этим меняется скорость ионизации и постепенно меняется (понижается) концентрация заряж. ч-ц. Вся эта цепь процессов ведёт к распространению возмущения, причём с чередованием положит. и отрицат. отклонений плотности и др. параметров плазмы от равновесного состояния. Поскольку кинетика процессов ионизации и рекомбинации и хар-р перепоса могут быть весьма разнообразны в зависимости от рода газов и внешних электрич. и магн. полей, то весьма разнообразны и св-ва И. в., скорости и направления их движения. Имеется множество типов И. в.: обратные волны с фазовой скоростью, направленной противоположно групповой, прямые волны с фазовой скоростью, большей или меньшей, чем групповая, а также ряд промежуточных типов волн. И. в. наблюдаются в плазмах разнообразного состава при давлениях от 10^{-2} мм рт. ст. до десятков атм. Скорости распространения И. в. также могут изменяться в ши-

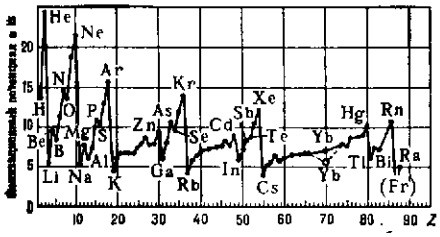
роком диапазоне от нулевой (стоячие страты) до скоростей, близких к скорости света (волны вторичной ионизации в разряде молнии и в наносекундном пробое слабоионизованных газов); могут быть волны, направленные в сторону электрич. поля и против него. В неравновесной замагнич. плазме инертных газов с присадками паров щелочных металлов при развитии ионизац. неустойчивости возникают т. н. магнитные страты, природа к-рых связана с анизотропией флуктуаций джоулева тепловыделения, переноса теплоты и процессов ионизации.

И. в. по природе возникновения и распространения в нек-рых случаях близки к волнам горения, но отличаются тем, что в волнах горения происходит высвобождение энергии хим. реакции, а в И. в. энергия, идущая на ионизацию, подводится извне. Если в волне горения кол-во продуктов реакции всегда только увеличивается, то в И. в. концентрация заряж. ч-ц может и возрастать (волна ионизации) и падать (волна рекомбинации).

● Недоспасов А. В., Страты, «УФН», 1968, т. 94, в. 3, с. 439; Пекарек Л., Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме, там же, с. 463.

А. А. Рухадзе, О. А. Синкевич.

ИОНИЗАЦИО́ННЫЙ ПОТЕНЦИА́Л (потенциал ионизации), наименьшая разность потенциалов V, к-рую должен пройти эл-н в ускоряющем электрич. поле, чтобы его энергия eV была достаточна для *ионизации* невозбуждённого атома (или молекулы) электронным ударом (e — заряд эл-на). Такой эл-н может ионизовать атом (молекулу), если $eV \geqslant eV_i$, где V_i — И. п. Величина eV_i наз. энергией ионизации, она равна работе вырывания эл-на из атома (молекулы). Т.о., И. п.— мера энергии ионизации, он характеризует прочность связи эл-на в атоме (молекуле), выражается в В и численно равен энергии ионизации в эВ.



Значения И. п. могут быть определены при эксперим. исследованиях ионизации атомов электронным ударом (см. *Франка — Герца опыт*), а также путём измерения граничной частоты ν_i фотоионизации, исходя из соотношения $h\nu \geqslant h\nu_i = eV_i$, где ν — частота падающего света, ν_i — мин. частота света, вызывающего фотоионизацию. Наиболее точные значения И. п. для атомов и простейших молекул могут быть получены из спектроскопич. данных об уровнях энергии и их схождении к границе ионизации (см. *Атом*).

Первый И. п.— И. п., соответствующий удалению наиб. слабо связанного эл-на из нейтрального невозбуждённого атома; удалению из ионизованного атома следующих эл-нов соответствуют второй, третий и т. д. И. п. Первые И. п. составляют от 3,89 В для Cs до 24,58 В для He и периодически изменяются в зависимости от ат. номера Z, увеличиваясь с ростом Z в пределах одного периода периодич. системы элементов. В пределах одной группы элементов И. п. уменьшается с ростом Z (рис.). Первые И. п. молекул — того же порядка величины, что и для атомов, и обычно составляют от 5 до 15 В. И. п. возрастает при повышении степени ионизации атома.

● Шпольский Э. В., Атомная физика, 6 изд., т. 1, М., 1974.

М. А. Ельяшевич.

ИОНИЗА́ЦИЯ, образование положит. и отрицат. ионов и свободных эл-нов из электрически нейтральных атомов и молекул. Термином «И.» обозначают как элементарный акт (И. атома, молекулы), так и совокупность множества таких актов (И. газа, жидкости).

Ионизация в газе и жидкости. Для разделения нейтрального невозбуждённого атома (или молекулы) на две или более заряж. ч-цы, т. е. для его И., необходимо затратить энергию И. W. Для всех атомов данного элемента (или молекул данного хим. соединения), ионизующихся из *основного состояния* с образованием одинаковых ионов, энергия И. одинакова. Простейший акт И.— отщепление от атома (молекулы) одного эл-на и образование положит. иона. Свойства ч-цы по отношению к такой И. характеризуются её *ионизационным потенциалом*.

Присоединение эл-нов к нейтр. атомам или молекулам (образование отрицат. ионов), в отличие от др. актов И., может сопровождаться как затратой, так и выделением энергии; в последнем случае говорят, что атомы (молекулы) обладают *сродством к электрону*.

Если энергия И. W сообщается ионизуемой ч-це др. ч-цей (эл-ном, атомом или ионом) при их столкновении, то И. наз. ударной. Вероятность ударной И., характеризуемая т. н. сечением И. (см. *Сечение эффективное*), зависит от рода ионизуемых и бомбардирующих частиц и от кинетич. энергии последних $E_к$: до нек-рого минимального (порогового) значения $E_к$ эта вероятность равна нулю, при увеличении $E_к$ выше порога она вначале быстро возрастает, достигает максимума, а затем убывает (рис. 1). Если энергии, передаваемые ионизуемым ч-цам в столкновениях, достаточно велики, возможно образование из них, наряду с однозарядными, и многозарядных ионов (многократная И., рис. 2). При столкновениях атомов и ионов с атомами может происходить И. не только бомбардируемых, но и бомбардирующих ч-ц. Налетающие нейтр. атомы, теряя свои эл-ны, превращаются в ионы, а у налетающих ионов заряд увеличивается; это явление наз. «обдиркой» пучка ч-ц. Обратный процесс — захват эл-нов от ионизуемых ч-ц налетающими положит. ионами — наз. *перезарядкой ионов* (см. также *Столкновения атомные*).

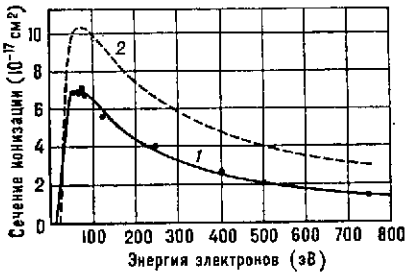


Рис. 1. Ионизация атомов и молекул водорода электронным ударом: *1* — атомы H; *2* — молекулы H_2 (эксперим. кривые).

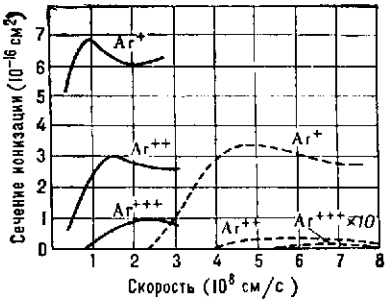


Рис. 2. Ионизация аргона ионами He^+. На оси абсцисс отложена скорость ионизирующих ч-ц. Пунктирные кривые — ионизация аргона электронным ударом.

В определ. условиях ч-цы могут ионизоваться и при столкновениях, в к-рых передаётся энергия, меньшая W: сначала атомы (молекулы) в первичных соударениях переводятся в *возбуждённое состояние*, после чего для их И. достаточно сообщить им энергию, равную разности W и энергии возбуждения. Т. о., «накопление» необходимой для И. энергии осуществляется в неск. последоват. столкновениях. Подобная И. наз. ступенчатой. Она возможна, если столкновения происходят столь часто, что ч-ца в промежутке между двумя соударениями не успевает потерять энергию, полученную в первом из них (в достаточно плотных газах, высокоинтенсивных потоках бомбардирующих ч-ц). Кроме того, механизм ступенчатой И. очень существен в случаях, когда ч-цы ионизуемого в-ва обладают *метастабильными состояниями*, т. е. способны относительно долгое время сохранять энергию возбуждения.

И. может вызываться не только ч-цами, налетающими извне. При до-

статочно высокой темп-ре, когда энергия теплового движения атомов (молекул) велика, они могут понизовать друг друга за счёт кинетич. энергии сталкивающихся ч-ц — происходит термическая И. Значит. интенсивности она достигает, начиная с темп-р $\sim 10^3$—10^4 К, напр. в *дуговом разряде*, *ударных волнах*, в звёздных атмосферах. Степень термич. И. газа как ф-ция его темп-ры и давления оценивается *Саха формулой* для слабоионизованного газа в состоянии термодинамич. равновесия.

Процессы, в к-рых ионизуемые ч-цы получают энергию И. от фотонов (квантов эл.-магн. излучения), наз. фотоионизацией. Если атом (молекула) не возбуждён, то энергия ионизующего фотона $h\nu$ (ν — частота излучения) в прямом акте И. должна быть не меньше энергии И. W. Для всех атомов и молекул газов и жидкостей W такова, что этому условию удовлетворяют лишь фотоны УФ и ещё более коротковолнового излучения. Однако фотоионизацию наблюдают и при $h\nu < W$ за счёт ступенчатой И., напр. при облучении видимым светом большой интенсивности. В отличие от ударной И., вероятность фотоионизации максимальна именно при пороговой энергии фотона $h\nu \simeq W$, а затем с ростом ν падает. Макс. сечения фотоионизации в 100—1000 раз меньше, чем при ударной И. Меньшая вероятность компенсируется во мн. процессах фотоионизации значит. плотностью потока фотонов, и число актов И. может быть очень большим.

Если разность $h\nu - W$ относительно невелика, то фотон поглощается в акте И. Фотоны больших энергий (рентгеновские, γ-кванты), затрачивают при И. часть своей энергии (изменяя свою частоту). Такие фотоны, проходя через в-во, могут вызвать значит. число актов фотоионизации. Разность $\Delta E - W$ (или $h\nu - W$ при поглощении фотона) превращается в кинетич. энергию продуктов И., в частности свободных эл-нов, к-рые могут совершать вторичные акты И. (уже ударной).

Большой интерес представляет И. лазерным излучением. Его частота обычно недостаточна для того, чтобы поглощение одного фотона вызвало И. Однако чрезвычайно высокая плотность потока фотонов в лазерном пучке делает возможной И., обусловленную одновременным поглощением неск. фотонов (многофотонная И.). Экспериментально в разреженных парах щелочных металлов наблюдалась И. с поглощением 7—9 фотонов. В более плотных газах И. лазерным излучением происходит комбиниров. образом. Сначала многофотонная И. освобождает неск. «затравочных» эл-нов. Они разгоняются полем световой волны, ударно возбуждают атомы, к-рые затем ионизуются светом (см. *Световой пробой*). Фотоионизация играет существ. роль, напр., в процессах И. верхних слоёв атмосферы, в образовании *стримеров* при электрич. пробое газа.

И. атомов и молекул газа под действием сильных электрич. полей ($\sim 10^7$—10^8 В·см$^{-1}$), наз. *автоионизацией*, используется в *ионном проекторе* и *электронном проекторе*.

Ионизованные газы и жидкости обладают *электропроводностью*, что, с одной стороны, лежит в основе их разл. применений, а с другой — даёт возможность измерять степень И. этих сред, т. е. отношение концентрации заряж. ч-ц в них к исходной концентрации нейтр. ч-ц.

Процессом, обратным И., явл. *рекомбинация* ионов и эл-нов — образование из них нейтр. атомов и молекул. Защищённый от внеш. воздействий газ при обычных темп-рах в результате рекомбинации очень быстро переходит в состояние, в к-ром степень его И. пренебрежимо мала. Поэтому поддержание заметной И. в газе возможно лишь при действии внеш. ионизатора (потоки ч-ц, фотонов, нагревание до высокой темп-ры). При повышении степени И. ионизов. газ превращается в *плазму*, резко отличающуюся по своим св-вам от газа нейтр. ч-ц.

Особенность И. жидких р-ров состоит в том, что в них молекулы растворённого в-ва распадаются на ионы уже в самом процессе растворения без всякого внеш. ионизатора, за счёт вз-ствия с молекулами растворителя. Вз-ствие между молекулами приводит к самопроизвольной И. и в нек-рых чистых жидкостях (вода, спирты, кислоты). Этот дополнит. механизм И. в жидкостях наз. электролитической диссоциацией.

Ионизация в твёрдом теле — процесс превращения атомов тв. тела в заряж. ионы, связанный с переходом эл-нов из *валентной зоны* кристалла в *проводимости зону*. Энергия И. W в тв. теле имеет величину порядка ширины *запрещённой зоны* $\mathcal{E}_g$ (см. также *Твёрдое тело*). В кристаллах с узкой запрещённой зоной эл-ны могут приобретать W за счёт энергии тепловых колебаний атомов (термическая И.); при фотоионизации необходимые энергии сообщаются эл-нам проходящими через тв. тело (или поглощаемыми в нём) фотонами. И. происходит также, когда через тело проходит поток заряженных (эл-ны, протоны) или нейтральных (нейтроны) ч-ц.

Особый интерес представляет И. в сильном электрич. поле, наложенном на тв. тело. В таком поле эл-ны в зоне проводимости могут приобрести кинетич. энергии, бо́льшие, чем $\mathcal{E}_g$, и «выбивать» эл-ны из валентной зоны (т. н. ударная И.). При этом в валентной зоне образуются *дырки*, а в зоне проводимости вместо каждого «быстрого» эл-на появляются два «медленных», к-рые, ускоряясь в поле, могут также стать «быстрыми» и вызвать И. Вероятность ударной И. возрастает с ростом напряжённости электрич. поля. При нек-рой критич. напряжённости ударная И. приводит к резкому увеличению плотности тока, т. е. к электрич. пробою тв. тела (см. *Пробой диэлектриков*).

● Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971; Месси Г., Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958; Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959; Федоренко Н. В., Ионизация при столкновениях ионов с атомами, «УФН», 1959, т. 68, в. 3; Вилесов Ф. И., Фотоионизация газов и паров вакуумным ультрафиолетовым излучением, там же, 1963, т. 81, в. 4.

ИОНИЗИ́РУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, потоки ч-ц и эл.-магн. квантов, вз-ствие к-рых со средой приводит к ионизации её атомов и молекул. И. и. явл. рентгеновское и γ-излучение, потоки α-частиц, эл-нов, позитронов, протонов, нейтронов.

Заряж. ч-цы понизуют среду непосредственно при столкновениях с её атомами и молекулами (первичная ионизация). Выбиваемые при этом эл-ны, если они обладают достаточно большой энергией, также могут ионизовать (вторичная понизация). В случае быстрых нейтронов ионизация обусловлена ядрами отдачи или др. ч-цами, возникающими при вз-ствии нейтронов со средой. Ионизация фотонами рентгеновского и γ-излучений может быть непосредственной — первичной (фотонионизация), а также, в большей степени, вторичной — обусловленной эл-нами, образующимися при вз-ствии фотонов с в-вом (см., напр., *Гамма-излучение*, *Комптона эффект*).

● ГОСТ 15484—74. Ионизирующие излучения, М., 1974.

Г. Б. Радзиевский.

ИО́ННАЯ СВЯЗЬ (электровалентная связь), *химическая связь*, обусловленная переносом валентных эл-нов с одного атома на другой (образованием положит. и отрицат. ионов) и электростатическим (кулоновским) вз-ствием между ними. Характерна для соединений металлов с наиб. типичными неметаллами, напр. для молекулы NaCl и соответствующего ионного кристалла. См. *Межатомное взаимодействие*.

В. Г. Дашевский.

ИО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание положит. и отрицат. ионов поверхностью тв. тела (эмиттера) под воздействием теплового возбуждения (термоионная эмиссия), или облучения поверхности потоком ч-ц (ионно-ионная и электронно-ионная эмиссии), или фотонов (фотодесорбция). При облучении поверхности тел мощными импульсами лазерного излучения также наблюдается И. э., к-рая имеет более сложный хар-р и может быть объяснена как оптическим, так и тепловым возбуждением поверхностных атомов. И. э. используется в разл. приборах для исследований св-в и состава поверхности тв. тел.

● Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969.

Н. И. Ионов.

ИО́ННОЕ ВНЕДРЕ́НИЕ (ионное легирование, ионная имплантация), введение посторонних атомов внутрь тв. тела бомбардировкой его поверхности ионами. Ср. глубина проникновения ионов в мишень тем больше, чем больше энергия ионов (ионы с энергиями $\mathcal{E}_и \sim 10-100$ кэВ проникают на глубину 0,01—1 мкм). При бомбардировке монокристаллов глубина проникновения ч-ц вдоль определ. кристаллографич. осей может быть во много раз больше, чем в др. направлениях (*каналирование* частиц). При интенсивной бомбардировке И. в. препятствует *катодное распыление* мишени, а также диффузия внедрённых ионов к поверхности и их выделение с поверхности (*ионно-ионная эмиссия*). Существует максимально возможная концентрация внедрённых ионов, к-рая зависит от хим. природы иона и мишени, а также от темп-ры мишени. И. в. позволяет вводить в *полупроводниковые материалы* точно дозированные кол-ва почти любых хим. элементов.

ИО́ННО-ЗВУКОВЫЕ КОЛЕБА́НИЯ, низкочастотные акустические продольные волны, распространяющиеся в *плазме* с независящей от частоты скоростью $v_s = \left(\frac{Z\gamma_e kT_e + \gamma_i kT_i}{m_i}\right)^{1/2}$, где Z — заряд ионов, T_e и T_i — темп-ры эл-нов и ионов, γ_e и γ_i — отношения уд. теплоёмкостей электронного и ионного газов. И.-з. к. слабо затухают лишь в случае бесстолкновительной (частота колебаний много больше частоты столкновений) и неизотермической ($T_e \gg T_i$) плазмы. При выполнении этих условий инерция среды определяется ионами, а упругая возвращающая сила — давлением электронного газа. Если условие $T_e \gg T_i$ не выполнено (напр., $T_e \approx T_i$, изотермич. плазма), то волна не распространяется вследствие сильного *Ландау затухания*.

● См. лит. при ст. *Плазма*.

Б. А. Трубников.

ИО́ННО-ИО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание ионов (вторичных) поверхностью тв. тела при облучении её потоком ионов (первичных). В составе вторичных ионов наблюдаются отражённые первичные ионы, изменившие при отражении знак заряда (конверсия ионов), а также ионы примесных в-в облучаемой мишени. Количеств. хар-ка И.-и. э.— коэфф. И.-и. э., равный отношению потоков вторичных ионов к первичным. Его величина зависит от материала и темпры мишени, её хим. состава, кинетич. энергии и угла падения первич. ионов.

● См. лит. при ст. *Ионная эмиссия*.

Н. И. Ионов.

ИО́ННО-ЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание эл-нов поверхностью тв. тела в вакуум при бомбардировке поверхности ионами. Коэфф. И.-э.э. γ равен отношению числа эмиттированных эл-нов n_e к числу падающих на поверхность ионов n_i. Для И.-э.э. характерно отсутствие энергетич. порога. Для медленных ионов γ практически не зависит от их энергии $\mathcal{E}_i$ и массы m_i, но зависит от их заряда (для однозарядных ионов $\gamma \sim 0{,}2-0{,}3$, для многозарядных γ может превышать единицу). И.-э. э. зависит также от энергий ионизации и возбуждения ионов и от *работы выхода* в-ва мишени. Когда скорость ионов v_i достигает (6—7) 10^6 см/с, хар-р И.-э. э. резко изменяется (для диэлектриков при меньших энергиях). Вначале γ растёт пропорц. $\mathcal{E}_i$, затем как $\sqrt{\mathcal{E}_i}$, при $v_i \sim 10^8-10^9$ см/с достигается максимум, после чего начинается спад. Энергетич. спектр эмиттированных эл-нов имеет максимум при энергиях $\mathcal{E}_i \sim 1-3$ эВ, положение к-рого не зависит от $\mathcal{E}_i$.

Если к поверхности твёрдого тела подходит медленный ион, то эл-н тв. тела может перейти к иону и нейтрализовать его. Такой переход сопровождается выделением энергии, и часть эл-нов, получивших её, может покинуть тело. При бомбардировке быстрыми ионами происходит интенсивный электронный обмен, при к-ром эл-н может перейти из валентной зоны в зону проводимости, а затем и в вакуум.

● Аброян И. А., Еремеев М. А., Петров Н. И., Возбуждение электронов в твердых телах сравнительно медленными атомными частицами, «УФН», 1967, т. 92, в. 1, с. 105.

ИО́ННЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ, кристаллы с ионным (электростатическим) характером связи между атомами. И. к. могут состоять как из одноатомных, так и многоатомных ионов. Примеры И. к. первого типа — кристаллы галогенидов щелочных и щёлочноземельных металлов, образованные положительно заряж. ионами металла и отрицательно заряж. ионами галогена (NaCl, CsCl, CaF_2). Примеры И. к. второго типа — нитраты, сульфаты, фосфаты и др. соли металлов, где отрицат. ионы кислотных остатков состоят из неск. атомов. К И. к. относят также силикаты, в к-рых кремнекислородные радикалы SiO_4 образуют цепи, слои или трёхмерный каркас, внутри радикалов атомы связаны ковалентной связью (см. *Межатомное взаимодействие*).

● Белов Н. В., Структура ионных кристаллов и металлических фаз, М., 1947. См. также лит. при ст. *Кристаллохимия*.

Б. К. Вайнштейн.

ИО́ННЫЕ ПРИБО́РЫ, газоразрядные приборы, действие к-рых основано на использовании разл. видов *электрических разрядов в газе* или в парах металла. Св-ва И. п. определяются электрич. полем между электродами и вз-ствием электронного потока с газовой средой. При движении от катода в аноду эл-ны, соударяясь с атомами и молекулами газа, производят *ионизацию*. Для управления моментом возникновения разряда в И. п. применяют дополнит. электроды. В И. п. можно получить очень большой ток при небольшом анодном напряжении благодаря компенсации объёмного электронного заряда ионами. Работа И. п. основана на использовании отд. св-в того или иного вида разряда, гл. обр. *тлеющего разряда* с холодным катодом (декатроны и др.), *дугового разряда* (газотроны, тиратроны, ртутные вентили), *искрового разряда* (искровые разрядники, тригатроны, стабилитроны и др.), *коронного разряда*.

Отд. группу И. п. составляют газоразрядные источники света, в т. ч. *газовые лазеры*. Существует группа И. п. (фазовращатели, разрядники и др.), основанная на вз-ствии СВЧ поля и ионизиров. области газа.

● Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; Каганов И. Л., Ионные приборы, М., 1972.

ИО́ННЫЕ ПУЧКИ, направленные потоки ионов, имеющие определ. форму. Обычно И. п. имеют малые поперечные размеры по сравнению с длиной. И. п. впервые наблюдал нем. физик Э. Гольдштейн (1886) в опытах с газоразрядной трубкой, в катоде к-рой были проделаны отверстия. Ускоренные в межэлектродном пр-ве ионы проходили через эти отверстия, создавая за катодом по ходу образованных ими пучков слабое свечение (т. н. каналовые лучи).

И. п. используются в разл. физ. экспериментах и в технике. При прохождении И. п. через газы они рассеиваются вследствие столкновений (см. *Столкновения атомные*) ионов с атомами газа. Чтобы уменьшить этот эффект, И. п. получают в условиях достаточно высокого вакуума. Определение параметров ионного пучка в разл. его сечениях значительно облегчается путём использования *Лиувилля теоремы* (см. *Электронные пучки*).

Для образования И. п. необходимо получить достаточное кол-во ионов, ускорить их и соответствующим образом направить их движение. В *ионных источниках* ионы получают путём ионизации атомов и молекул электронным ударом (см. *Ионизация*), *поверхностной ионизации*, *фотоионизации*, *автоионизации* и т. п. Мощным источником ионов явл. электрич. разряд в вакууме (низковольтный *дуговой разряд*, *высокочастотный разряд*). Ускорение и формирование ионов в пучок производится системой ионных линз (см. *Электронные линзы*). При большой интенсивности И. п. для предотвращения их расширения, связанного с образованием объёмного заряда, применяются ионные линзы спец. конструкций. В части И. п., находящейся вне зоны воздействия электрич. полей, при определ. условиях может наступить компенсация положительного объёмного заряда ионов

отрицат. зарядами вторичных эл-нов разл. происхождения.

Воздействуя электрич. и магн. полями на И. п., можно определить массу и энергию ионов (см. *Масс-спектрометр*), ускорить их до высоких и сверхвысоких энергий (см. *Ускорители* заряженных частиц), сепарировать их по массе (см. *Изотопов разделение*) и т. п. И. п. используются также для получения увеличенных изображений микрообъектов (см. *Ионный проектор*, *Ионный микроскоп*), т. к. при этом дифракц. явления, ограничивающие разрешение, играют значительно меньшую роль, чем при использовании *электронных пучков*, что связано с большой массой ионов и соответственно уменьшенной длиной *волн де Бройля* для них.

● Молоковский С. И., Сушков А. Д., Интенсивные электронные и ионные пучки, Л., 1972; Лоусон Дж., Физика пучков заряженных частиц, пер. с англ., М., 1980. См. также лит. при ст. *Ионный источник*, *Масс-спектрометр*.

В. М. Кельман, И. В. Родникова.

ИОННЫЙ ИСТОЧНИК, устройство для получения в вакууме направленных ионных потоков (пучков). И. и.— важная часть *ускорителей* заряж. ч-ц, *масс-спектрометров*, *ионных микроскопов*, установок для термояд. синтеза и разделения изотопов и мн. др. устройств. В И. и. используются: *ионизация* атомов электронным ударом, *поверхностная ионизация*, ионизация в газовом разряде и др. (см. *Ионная эмиссия*). Наибольшее распространение получили плазменные И. и., создающие интенсивный пучок ионов с заданными массой, зарядом, энергией, током при мин. расходе рабочего в-ва и потреблении энергии, высоких стабильности и долговечности.

И. и. с высокой плотностью ионного тока явл. дуоплазмотрон, в к-ром плазма подвергается сперва «геом.» сжатию, а затем сжатию неоднородным магн. полем. Распространены И. и., в к-рых эл-ны, ионизирующие газ, осциллируют вдоль линий магн. поля между катодом и отражателем. Ионы извлекаются через отверстие в отражателе либо через щель в анодном цилиндре (поперёк магн. поля). Интенсивные импульсные пучки отрицат. ионов получаются в поверхностно-плазменных И. и., где покрытый Cs электрод бомбардируется потоком положит. ионов водорода, к-рые при этом преобразуются в отрицат. ионы. В инжекторах быстрых нейтр. ч-ц используются мощные дуговые И. и. без магн. поля, позволяющие получать ионные пучки с током в десятки А. Импульсным сильноточным И. и. является спец. отражат. диод, состоящий из двух катодов и находящегося между ними тонкоплёночного анода, на к-рый подаётся короткий импульс высокого напряжения. Образующиеся эл-ны многократно пронизывают анод и осциллируют между катодами, испаряя и ионизируя в-во анода. Нейтрализуя объёмный заряд ионов, можно получить ионные потоки с высокой плотностью и общим током порядка сотен кА. Иногда роль одного из катодов играет т. н. виртуальный катод. Особенностью И. и. многоразрядных ионов явл. длит. удержание ионов в объёме, пронизываемом электронным потоком с большими энергией и плотностью. Плазма, образующаяся при облучении тв. тела лазерным излучением, также явл. эфф. источником многозарядных ионов.

● Габович М. Д., Физика и техника плазменных источников ионов, М., 1972; Семашко Н. Н., Инжекторы быстрых атомов водорода, М., 1981. *М. Д. Габович.*

ИОННЫЙ МИКРОСКОП, электронно-оптич. прибор, в к-ром для получения изображений применяется *ионный пучок*, создаваемый термоионным или газоразрядным *ионным источником*. По принципу действия И. м. аналогичен *электронному микроскопу*. Проходя через объект и испытывая в различных его участках рассеяние и поглощение, ионный пучок фокусируется системой электростатич. или магн. линз и создаёт на экране или фотослое увеличенное изображение объекта.

Работы по усовершенствованию И. м. стимулируются тем, что он обладает более высокой *разрешающей способностью* по сравнению с электронным микроскопом. Длина *волны де Бройля* для ионов в $\sqrt{M/m}$ раз меньше, чем для эл-нов (m — масса эл-нов, M — масса ионов) при одинаковом ускоряющем напряжении, вследствие чего в И. м. очень малы эффекты искажения, обусловленные дифракцией, к-рые ограничивают в электронном микроскопе его разрешающую способность. Другие преимущества И. м.—меньшее влияние изменения массы ионов при больших ускоряющих напряжениях и лучшая контрастность изображения. Напр., контрастность изображения органич. плёнок толщиной в 50 Å, вызванная рассеянием ионов, в неск. раз превышает контрастность, вызванную рассеянием эл-нов.

К недостаткам И. м. относятся: заметная потеря энергии ионов даже при прохождении их через очень тонкие объекты, что приводит к разрушению объектов; большая хроматич. аберрация; разрушение люминофора экрана ионами и слабое фотогр. действие ионов. Эти недостатки привели к тому, что, несмотря на перечисленные выше преимущества, И. м., по сравнению с электронным, не имеет пока широкого применения. Более эффективен И. м. без линз — *ионный проектор*.

ИОННЫЙ ПРОЕКТОР (полевой ионный микроскоп, автоионный микроскоп), безлинзовый ионно-оптич. прибор для получения увеличенного в неск. млн. раз изображения поверхности тв. тела. С помощью И. п. можно различать детали поверхности, разделённые расстояниями порядка 2—3 Å, что даёт возможность наблюдать расположение отд. атомов в крист. решётке. И. п. был изобретён в 1951 Э. В. Мюллером (E. W. Müller, США), к-рый ранее создал *электронный проектор*.

Принципиальная схема И. п. показана на рис. 1. Положит. электродом и одновременно исследуемым объектом, увеличенная поверхность к-рого изображается на экране, служит острие тонкой проводящей иглы. Атомы (или молекулы) газа, заполняющего внутр. объём прибора, ионизуются в сильном электрич. поле вблизи поверхности острия, отдавая ему свои эл-ны. Возникшие положит. ионы приобретают под действием поля радиальное ускорение, устремляются к флуоресцирующему экрану (потенциал к-рого отрицателен) и бомбардируют его. Свечение каждого элемента экрана пропорц. плотности приходящего на него ионного тока. Поэтому распределение свечения на экране воспроизводит (в увеличенном масштабе) распределение плотности возникновения ионов вблизи острия, отражающее структуру поверхности объекта. Масштаб увеличения m примерно равен отношению радиуса экрана R к радиусу кривизны острия r, т. е. $m=R/r$.

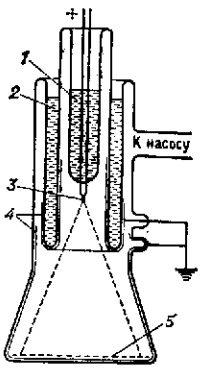


Рис. 1. Схема ионного проектора: *1* — жидкий водород; *2* — жидкий азот; *3* — остриё; *4* — проводящее кольцо; *5* — экран.

Вероятность полевой ионизации (см. *Автоионизация*) газа в электрич. поле оказывается значительной, если на расстояниях порядка размеров атома (молекулы) газа создаётся падение потенциала порядка *ионизационного потенциала* этой ч-цы. Это значит, что напряжённость поля должна достигать $\sim(2—6)\cdot10^8$ В/см, т. е. (2—6) В/Å. Столь сильное поле можно создать у поверхности острия (на расстоянии 5—10 Å от неё) при достаточно малом радиусе кривизны поверхности — от 100 до 1000 Å. Именно поэтому (наряду со стремлением к большим увеличениям) образец в И. п. изготовляют в виде тонкого острия.

Вблизи острия электрич. поле неоднородно — над ступеньками крист. решётки или над отдельными выступающими атомами его локальная напряжённость увеличивается: на таких участках вероятность полевой ионизации выше и кол-во ионов, образующихся в ед. времени, больше. На экране эти участки отображаются в виде ярких точек. Иными словами, образование контрастного изображения поверхности определяется на-

личием у неё локального микрорельефа. Другим фактором, влияющим на контраст, явл. электронная природа атома; так, напр., в сплаве Co и Pt более электроотрицательные атомы Pt отображаются как яркие точки, а находящиеся рядом атомы Co не видны. Ионный ток и, следовательно, яркость и контрастность изображения растут с повышением давления газа, к-рое в И. п., однако, обычно не превышает 10^{-3} мм рт. ст.

Разрешающая способность И. п. δ находится в обратной зависимости от тангенциальной составляющей скорости иона, т. е., чем меньше кинетич. энергия ч-цы, превращающейся в ион, тем выше δ. Поэтому остриё И. п. обычно охлаждают (до 4—78 К). При этом увеличивается аккомодация ч-ц изображающего газа. В сильном электрич. поле атомы газа адсорбируются на участках с наибольшей локальной напряжённостью поля (т. н. полевая адсорбция). Их присутствие даёт возможность получать высокодетализированное изображение (рис. 2), т. к. полевая ионизация изображающих ч-ц облегчается при полевой адсорбции на уже ранее адсорбированных ч-цах. Чем выше потенциал ионизации ч-ц, тем большее разрешение они обеспечивают. (Лучшими изображающими газами явл. He и Ne.) Однако при этом требуются более сильные электрич. поля, что ограничивает круг объектов И. п. из-за полевого испарения. Примесь к рабочему газу другого снижает величину изображающего поля за счёт понижения порогового поля полевой адсорбции. Часто в И. п. применяют внутренний микроканальный умножитель (МКУ), к-рый конвертирует ионный ток в электронный, многократно его усиливает и обеспечивает яркое изображение на экране. МКУ позволили использовать разнообразные рабочие газы, понижать их давление и тем самым значительно расширили возможности И. п.

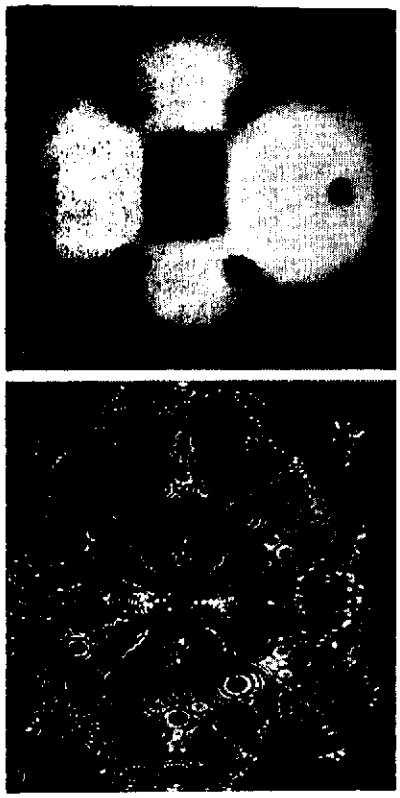


Рис. 2. Изображения поверхности вольфрамового острия радиусом 950 Å при увеличении в 10^6 раз в электронном проекторе (*а*) и в гелиевом ионном проекторе (*б*) при темпре 22К. На первом изображении можно видеть только структуру крист. плоскостей, тогда как с помощью ионного проектора за счёт разрешения отд. атомов (светлые точки на кольцах) можно различить бисерно-цепочную структуру ступеней крист. решетки.

И. п. широко применяется для исследования ат. структуры поверхности металлов, сплавов и соединений. С его помощью определяются параметры поверхностной диффузии отд. атомов и их элем. ассоциатов, при этом выявляются механизмы перемещения, что недоступно др. методам. С помощью И. п. наблюдаются и изучаются двухмерные фазовые превращения; в ат. масштабе исследуются внутр. дефекты в металлах и сплавах (вакансии, атомы в междоузлиях, дислокации, дефекты упаковки и др.); исследуются потенциалы межат. вз-ствия, электронные св-ва элементарных поверхностных объектов. Исследования с использованием И. п. привели к радикальному пересмотру представлений о границах зёрен в поликристаллах.

Сочетание И. п. с масс-спектрометром, регистрирующим отд. ионы, привело к изобретению ат. зонда, расширившего аналитич. возможности прибора.

● Мюллер Э. В., Цонг Т. Т., Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980; их же, Автоионная микроскопия, пер. с англ., М., 1972.

ИОНОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возбуждаемая бомбардировкой ионами.

ИПСИЛОН-ЧАСТИ́ЦЫ (Υ), тяжёлые мезоны с массой $\geqslant$9,4 ГэВ и св-вами, подобными св-вам *мезонов со скрытым «очарованием»*. Первая И.-ч. с массой ок. 9,4 ГэВ открыта в 1977. В кварковой модели адронов И.-ч. рассматривают как связанное состояние кварка и антикварка, ещё более тяжёлых, чем «очарованный» *c*-кварк. Новый кварк обозначают буквой *b* (от англ. beauty — красота, прелесть или от bottom — нижний); его электрич. заряд равен $-{}^1/_3\,e$ (где e — элементарный электрич. заряд). Т. о., символически: $\Upsilon=(b\tilde{b})$. См. *Элементарные частицы*.

ИРИСОВАЯ ДИАФРА́ГМА, приспособление для регулирования освещённости изображения и изменения глубины резко изображаемого пр-ва (см. *Глубина изображаемого пространства*), применяемое в фотогр. объективе. И. д. состоит из заходящих друг за друга тонких непрозрачных серповидных пластинок, образующих прибл. круглое отверстие. Передвижением диафрагменного кольца объектива или связанного с ним рычага все пластинки одновременно поворачиваются, плавно изменяя отверстие объектива (его *светосилу*, см. *Диафрагма* в оптике).

ИРНШОУ ТЕОРЕ́МА, одна из осн. теорем *электростатики*, согласно к-рой система покоящихся точечных зарядов, находящихся на конечном расстоянии друг от друга, не может быть устойчивой. И. т. сформулирована англ. физиком и математиком С. Ирншоу (S. Earnshaw) в 19 в. и вытекает из утверждения, что потенц. энергия статич. системы зарядов не может иметь минимума. Наличие же минимума потенц. энергии явл. необходимым условием устойчивого равновесия системы. И. т. сыграла большую роль в развитии теории атома. Из неё следует, что атом не может быть построен из неподвижных зарядов, связанных между собой только электрич. силами, и должен представлять собой динамич. систему.

ИСКРОВА́Я КА́МЕРА, прибор для наблюдения и регистрации следов (треков) ч-ц, основанный на возникновении *искрового разряда* в газе при попадании в него ч-цы. Используется для исследования *ядерных реакций*, в экспериментах на ускорителях и при исследовании *космических лучей*. Простейшая И. к.— два плоскопараллельных электрода, пространство между к-рыми заполнено газом (чаще Ne, Ar или их смесью). Площадь пластин от десятков $см^2$ до неск $м^2$. Одновременно с прохождением ч-цы или с нек-рым запозданием (~1 мкс) на электроды И. к. подаётся короткий (10—100 нс) импульс высокого напряжения. В рабочем объёме И. к. создаётся сильное электрич. поле (5—20 кВ/см). Импульс подаётся по сигналу системы детекторов (*сцинтилляционных счётчиков*, *черенковских счётчиков* и т. п.), выделяющих исследуемое событие. Эл-ны, возникшие вдоль траектории ч-цы в процессе ионизации атомов газа, ускоряются полем, ионизуют (*ударная ионизация*) и возбуждают атомы газа. В результате на очень коротком пути образуются электронно-фотонные лавины, к-рые, в зависимости от амплитуды и длительности импульса, либо перерастают в видимый глазом искровой разряд, либо создают в газе локально светящиеся области небольшого объёма.

Узкозазорная И. к. обычно состоит из большого числа одинаковых искровых промежутков (~1см). Искровые разряды распространяются перпендикулярно электродам (рис. 1, *а*). Цепочка искр воспроизводит траек-

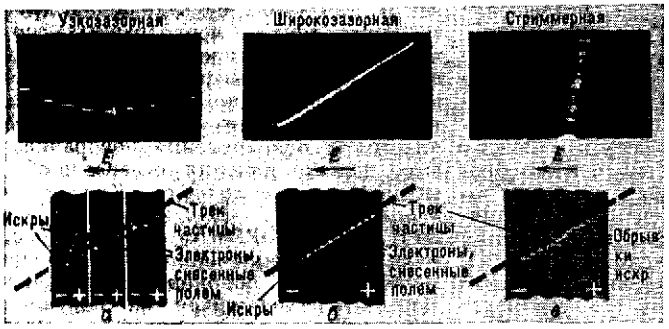


Рис. 1. Треки ч-ц в искровых камерах разных типов (эл-ны движутся противоположно направлению электрич. поля *E*).

торию ч-цы (рис. 2). Точность локализации искр вблизи траектории составляет доли мм, временно́е разрешение $\sim 10^{-8}$ с, полное время восстановления $\sim 10^{-3}$ с. В широкозазорной трековой И. к. (расстояние между электродами 3—50 см) электронно-фононные лавины, развивающиеся от первичных эл-нов, сливаются в узкий светящийся канал вдоль трека (рис. 1, *б*). В этом режиме могут регистрироваться треки под углами не более 50° к направлению электрич. поля в камере. Для наблюдения тре-

Рис. 2. Фотография треков в узкозазорной искровой камере.

ков под бо́льшими углами, вплоть до 90°, используют т. н. с т р и м е р н ы й р е ж и м, при к-ром развитие стримера (начальной стадии пробоя) начинается с каждого первичного электрона и обрывается, когда длина стримера достигает неск. мм (рис. 1, *в*). На камеру, при этом, подаётся импульс с более коротким фронтом и длительностью ~ 10 нс. Трековые И. к. и стримерные камеры обладают высокой эффективностью к одновременной регистрации многих частиц (ливней частиц) и дают высокую пространственную и угловую точность определения траекторий ($\sim 10^{-3}$ рад).

И. к. позволяют в ряде случаев определять, помимо траектории, ионизующую способность ч-ц. Помещённая в магн. поле И. к. служит для определения импульсов ч-ц по кривизне их траектории. И. к. могут работать в условиях интенсивного потока заряж. ч-ц на ускорителях, т. к. время их «памяти» (время жизни эл-нов) может быть уменьшено до 1 мкс. С другой стороны, И. к. способны работать с большой частотой, т. к. время восстановления камеры после срабатывания равно всего неск. мс. И. к. управляема, т. е. может срабатывать по сигналу др. детекторов.

Кроме фотографирования, в И. к. широко применяют др. методы регистрации, позволяющие, в частности, передавать данные с И. к. непосредственно на ЭВМ и автоматически их обрабатывать (б е з ф и л ь м о в ы е И. к.). Напр., в проволочных И. к., имеющих электроды в виде ряда тонких нитей, расположенных на плоскости на расстоянии ~ 1 мм друг от друга, появление искры сопровождается разрядным током в близлежащей нити; это позволяет определить координаты искры, к-рые могут быть переданы непосредственно на ЭВМ. В акустич. И. к. с помощью установленных вне камеры пьезокристаллов улавливают ударную волну в газе, возникающую в момент искрового пробоя. Интервал времени между появлением искры и сигналом в кристалле позволяет определить расстояние искры от кристалла, т. е. координаты искры. В этом случае также часто осуществляют непосредств. связь пьезодатчиков с ЭВМ.

● Искровая камера, М., 1967; К а л а ш н и к о в а В. И., К о з о д а е в М. С., Детекторы элементарных частиц, М., 1966 (Экспериментальные методы ядерной физики), [ч. 1]; В о р о б ь е в А. А., Р у д е н к о Н. С., С м е т а н и н В. И., Техника искровых камер, М., 1978. *М. И. Дайон.*

ИСКРОВО́Й РАЗРЯ́Д (искра), неустановившийся электрич. разряд, возникающий в том случае, когда непосредственно после пробоя разрядного промежутка напряжение на нём падает в течение очень короткого времени (от неск. долей мкс до сотен мкс) ниже величины напряжения погасания разряда. И. р. повторяется, если после погасания разряда напряжение вновь возрастает до величины напряжения пробоя. При увеличении мощности источника напряжения И. р. переходит обычно в *дуговой разряд*. В природных условиях И. р. наблюдается в виде молний.

Развитие И. р. объясняется стримерной теорией электрич. пробоя газов: из электронных лавин, возникающих при наложении электрич. поля на разрядный промежуток, при определ. условиях образуются т. н. *стримеры* — тонкие разветвлённые каналы, заполненные ионизованным газом. Стримеры, быстро удлиняясь, перекрывают разрядный промежуток и соединяют электроды непрерывными проводящими каналами. Далее сила тока резко нарастает, каждый из каналов быстро расширяется, в них скачкообразно повышается давление, в результате чего на границах возникает ударная волна. Совокупность ударных волн от расширяющихся искровых каналов порождает звук, воспринимаемый как характерный «треск» искры (в случае молнии — гром).

Величины, характеризующие И. р. (напряжение зажигания, напряжение погасания, макс. ток, длительность), могут меняться в очень широких пределах в зависимости от параметров разрядной цепи, величины разрядного промежутка, геометрии электродов, давления газов и т. д. Напряжение зажигания И. р., как правило, достаточно велико. Продольная напряжённость поля в искре понижается от неск. десятков кВ/см в момент пробоя до 100 В/см спустя неск. мкс. Макс. сила тока в мощном И. р. может достигать значений порядка неск. сотен кА.

Особый вид И. р.— с к о л ь з я щ и й И. р., возникающий вдоль поверхности раздела газа и тв. диэлектрика, помещённого между электродами. Области скользящего И. р., в к-рых преобладают заряды к.-л. одного знака, индуцируют на поверхности диэлектрика заряды другого знака, вследствие чего искровые каналы стелются по поверхности диэлектрика (см. *Лихтенберга фигуры*). Процессы, близкие к происходящим при И. р., свойственны также *кистевому разряду*.

И. р. нашёл разнообразное применение в науке и технике. С его помощью инициируют взрывы и процессы горения, измеряют высокие напряжения; его используют в спектр. анализе, для регистрации заряж. ч-ц (см. *Искровой счётчик*), в переключателях электрич. цепей, для обработки металлов и т. п.

● См. лит. при ст. *Электрические разряды в газах.* *В. Н. Колесников.*

ИСКРОВО́Й СЧЁТЧИК, прибор для регистрации заряж. ч-ц, принцип действия к-рого основан на возникновении *искрового разряда* в газе при попадании в него заряж. ч-цы. Даёт информацию о прошедшей ч-це в виде электрич. импульса (с амплитудой неск. кВ) и яркой искры вблизи траектории ч-цы. Искра сопровождается *ударной волной* и звуком. И. с. состоит из двух плоскопараллельных электродов, находящихся в герметизиров. объёме, наполненном Ar и парами органич. в-в (спирт, эфир и т. п.) при общем давлении от 0,5 до 20 атм. Межэлектродное расстояние — от долей до неск. мм рт. ст. На электроды подаётся пост. напряжение (неск. кВ). Эл-ны, возникшие в газе на пути ч-цы, вследствие ионизации атомов газа ускоряются полем, ионизуют атомы газа (*ударная ионизация*) и

создают электронно-фотонные лавины, перерастающие в искровой пробой между электродами.

В отличие от *Гейгера счётчика*, в к-ром эл-ны лишь у нити производят ударную ионизацию, в И. с. электрич. поле однородно и ударная ионизация может начаться в любой точке рабочего объёма. Это приводит к очень малому времени запаздывания разряда по отношению к моменту прохождения ч-цы (в И. с. с зазором 0,1—0,2 мм и давлением 3—20 атм получены запаздывания $\sim 10^{-10}$—10^{-11} с). Однако И. с. обладают большим мёртвым временем (время восстановления $\sim 10^{-3}$ с) и поэтому не могут быть использованы в условиях интенсивных потоков ч-ц (напр., в экспериментах на ускорителях). Пока не удалось создать И. с. большого размера, т. к. увеличение энергии разряда приводит к разрушению поверхности электродов. Поэтому И. с. получили ограниченное применение.

В И. с. с локализов. разрядом положит. электрод делают из диэлектрика (стекло, бакелит) толщиной ~ 2—10 мм с удельным сопротивлением $\geqslant 10^9$ Ом·см с металлизиров. наружной поверхностью. Спец. подбором гасящих смесей достигается быстрое поглощение фотонов, возникающих в искре. Искра в месте прохождения ч-цы снимает электрич. поле только в огранич. области зазора вблизи разряда, а чувствительность к ч-цам на остальной площади счётчика сохраняется; поэтому существенно возрастает предельная загрузка И. с. и отсутствуют ограничения на его размеры. Металлизиров. поверхность диэлектрика обычно выполняют в виде отдельных изолированных полос; по разности времён прихода электрич. сигналов на два конца полосы может быть определена координата искры вдоль линии с точностью $\sim 0{,}2$ мм. Характерные параметры такого И. с.: межэлектродный зазор — доли мм, давление рабочего газа ~ 1—20 атм, разность потенциалов на пластинах—неск. кВ, величина плато—неск. кВ, временно́е разрешение — до десятков нс. Сохраняются уникальные временны́е параметры И. с., но в значит. мере отсутствуют их недостатки, что расширяет область применения.

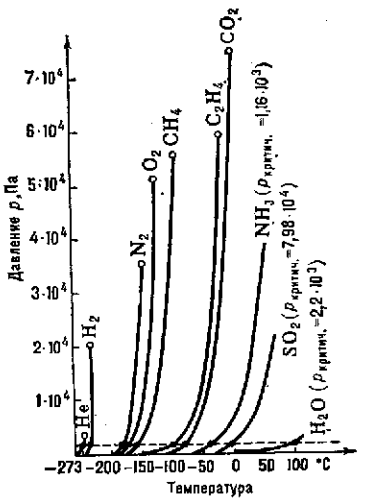
Кроме И. с. с плоскопараллельными электродами — предшественников *искровой камеры*, существуют И. с. для α-частиц. Катодом в них служит металлич. пластинка, а анод в виде металлич. нити натягивается на изоляторах параллельно катоду на расстоянии 1,5—2 мм. Счётчик работает обычно в воздухе при атм. давлении. Эл-ны (или γ-кванты) вследствие малой ионизующей способности не вызывают эффекта. При полёте α-частицы, обладающей гораздо большей ионизующей способностью, проскакивает искра. Поэтому И. с. такого типа может быть применён для регистрации α-частиц в присутствии интенсивного β- и γ-излучения. Благодаря большой величине тока, протекающего в искровом разряде, импульс, возникающий на нити счётчика, имеет амплитуду в неск. сотен В. Время нарастания импульса мало ($\sim 10^{-7}$ с); полная продолжительность импульса обычно $\sim 10^{-4}$ с.

● Новый детектор частиц — искровой счетчик с локализованным разрядом, «Изв. АН СССР. Сер. физическая», 1978, т. 42, № 7, с. 1488; Измерение формфактора пиона в реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в области энергий от 0,4 до 0,46 ГэВ, «ЯФ», 1981, т. 33, в. 3.

М. И. Дайон.

ИСПАРЕ́НИЕ, переход в-ва из жидкого или твёрдого *агрегатного состояния* в газообразное (пар). Обычно под И. понимают переход жидкости в пар, происходящий на свободной поверхности жидкости. И. твёрдых тел наз. возгонкой или *сублимацией*.

Вследствие теплового движения молекул И. возможно при любой темпре, но с возрастанием темп-ры скорость И. увеличивается. В замкнутом пр-ве (закрытом сосуде) И. происходит при заданной пост. темп-ре до тех пор, пока пр-во над жидкостью



Зависимость давления насыщ. пара нек-рых жидкостей от темп-ры.

(или тв. телом) не заполнится насыщ. паром. Давление насыщ. пара $p_{нас}$ зависит только от темп-ры T и повышается с её возрастанием. Кривая зависимость $p_{нас}$ от T наз. р а в н о в е с н о й к р и в о й И. (рис.). Если $p_{нас}$ становится равным внеш. давлению или несколько его превышает, то И. переходит в *кипение*. Наиб. высокой темп-рой кипения явл. *критическая температура* данного в-ва. Критические темп-ра и давление определяют *критическую точку* — конечную точку на равновесной кривой И. Выше этой точки сосуществование двух фаз — жидкости и пара — в равновесии невозможно.

При переходе из жидкости в пар молекула должна преодолеть силы мол. сцепления в жидкости. Работа против этих сил (работа выхода), а также против внеш. давления уже образовавшегося пара, совершается за счёт кинетич. энергии теплового движения молекул. В результате И. жидкость охлаждается. Поэтому, чтобы процесс И. протекал при пост. темп-ре, необходимо сообщать каждой ед. массы в-ва определ. кол-во теплоты λ (Дж/кг или Дж/кмоль), наз. *теплотой испарения*. Теплота И. уменьшается с ростом темп-ры, особенно быстро вблизи критич. точки, обращаясь в этой точке в нуль. Теплота И. связана с производной давления насыщ. пара по темп-ре *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*, на основе к-рого определяются численные значения λ для жидкостей. Скорость И. резко снижается при нанесении на поверхность жидкости достаточно прочной плёнки нелетучего в-ва. И. жидкости в газовой среде, напр. в воздухе, происходит медленнее, чем в разреженном пр-ве (вакууме), т. к. вследствие соударений с молекулами газа часть ч-ц пара вновь возвращается в жидкость (конденсируется). И. относится к *фазовым переходам* 1-го рода, к-рые характеризуются отличной от нуля *теплотой фазового перехода*. При процессе, обратном И., т. е. при образовании из пара жидкой фазы (конденсации пара), происходит выделение теплоты И. Применяется И. в технике как средство очистки в-в или разделения жидких смесей перегонкой. Процесс И. лежит в основе работы двигателей внутр. сгорания, холодильных установок, а также всех процессов сушки материалов.

В естественных условиях И. явл. единств. формой передачи влаги с океанов и суши в атмосферу и осн. составляющей круговорота воды на земном шаре.

● К и р и л л и н В. А., С ы ч е в В. В., Ш е й н д л и н А. Е., Техническая термодинамика, 2 изд., М., 1974; К и к о и н А. К., К и к о и н И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976 (Общий курс физики); К о н с т а н т и н о в А. Р., Испарение в природе, Л., 1963; Х и р с Д., П а у н д Г., Испарение и конденсация, пер. с англ., М., 1966.

И́СТИННО НЕЙТРА́ЛЬНАЯ ЧАСТИ́ЦА (абсолютно нейтральная частица), элементарная ч-ца (или связанная система), у к-рой все хар-ки, отличающие ч-цу от *античастицы* (электрический, барионный, лептонный заряды, *странность*, *«очарование»*, *«красота»*), равны нулю. Поэтому И. н. ч. тождественна своей античастице. Примеры: фотон, π^0-мезон, J/ψ-мезон, *ипсилон-частицы*. И. н. ч. обладают определ. значениями *зарядовой чётности* и *комбинированной чётности*.

ИСТО́ЧНИКИ ОПТИ́ЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕ́НИЯ (источники света), преобразователи разл. видов энергии в эл.-магн. энергию оптич. диапазона с условными границами 10^{11}—10^{17} Гц, что соответствует длинам волн в вакууме от неск. мм до неск. нм. Е с т е с т в е н н ы м и И. о. и. явл.

Солнце, звёзды, атмосферные разряды и др., а также люминесцирующие объекты животного и растит. мира (см. *Люминесценция*). Искусственные И. о. и. различаются в зависимости от того, какой процесс лежит в основе получения эл.-магн. излучения оптич. диапазона. И. о. и. могут быть когерентны и некогерентны (см. *Когерентность*). Временной и пространств. когерентностью обладает только излучение *лазеров*. Излучение остальных И. о. и. представляет собой суммарный эффект независимых актов спонтанного испускания совокупности возбуждённых атомов и молекул. Неодновременность актов испускания приводит к хаотичному распределению фаз волн, излучаемых отд. атомами, т. е. к некогерентности их излучения.

Разнообразие И. о. и. определяется многочисленностью способов преобразования разл. видов энергии в световую, большой шириной оптич. диапазона спектра, разл. требованиями, к-рые предъявляются к И. о. и., применяемым для научных и техн. целей. Искусств. И. о. и. классифицируют по видам излучений, роду используемой энергии, признакам эксплуатац. хар-ра, конструктивным особенностям, назначению. По видам излучений И. о. и. разделяют на тепловые источники и люминесцирующие. Тепловыми И. о. и. явл. пламёна, электрич. лампы накаливания, стержневые и плоскостные излучатели с электронагревом, модели *абсолютно чёрного тела*, излучатели с газовым нагревом (калильные сетки). Они имеют *сплошной спектр*, положение максимума к-рого зависит от темп-ры в-ва; с ростом темп-ры общая энергия испускаемого теплового излучения возрастает, а её максимум смещается в область коротких длин волн. Тепловые излучатели используются и как *световые эталоны*.

В люминесцирующих И. о. и. используется люминесценция газов или тв. тел (*кристаллофосфоров*), возбуждаемая электрич. полем, напр. при прохождении через них электрич. тока. *Электрические разряды в газах* используются в разнообразных газоразрядных И. о. и., к-рые различаются в зависимости от вида газового разряда (дуговой, искровой, тлеющий, безэлектродный), хар-ра излучающей среды (газы, пары металлов), режима работы (непрерывный, импульсный).

Различают газосветовые лампы (трубки), в к-рых источник излучения — возбуждённые атомы, молекулы или рекомбинирующие ионы; люминесцентные лампы, где источник излучения — *люминофоры*, возбуждаемые излучением газового разряда; электродосветные лампы, в к-рых осн. источник излучения — электроды, раскалённые в газовом разряде. *Спектры испускания* большинства газоразрядных И. о. и. линейчатые, характерные для возбуждённых атомов газа или пара, в к-ром происходит разряд. Распределение энергии в спектре, кпд, величина светового и лучистого потоков, яркость и др. хар-ки зависят от рода газа или пара, его давления, величины разрядного тока, расстояния между электродами и др. условий. В лазерной технике, скоростной фоторегистрации, светолокации распространены импульсные И. о. и., позволяющие получать одиночные или периодически повторяющиеся световые вспышки длительностью до неск. нс.

В И. о. и. на основе *электролюминесценции* и *электрохемилюминесценции* в свет также преобразуется эл.-магн. энергия. В электролюминесцентных И. о. и. оптич. излучение тв. тел возникает либо в результате инжекционной электролюминесценции, характерной для p—n перехода, включённого в цепь источника пост. тока (см. *Светодиод*), либо в результате предпробойной электролюминесценции, наблюдаемой у порошкообразных активиров. кристаллофосфоров при помещении их в диэлектрик между обкладками конденсатора, на к-рый подаётся перем. напряжение. В катодолюминесцентных И. о. и. люминофор возбуждается быстрыми эл-нами (см. *Электронно-оптический преобразователь*). В радиоизотопных И. о. и. люминесценцию возбуждают продуктами радиоакт. распада нек-рых изотопов.

● Рохлин Г. Н., Газоразрядные источники света, М.—Л., 1966; Импульсные источники света, под ред. И. С. Маршака, 2 изд., М., 1978; Литвинов В. С., Рохлин Г. Н., Тепловые источники оптического излучения, М., 1975; Мешков В. В., Основы светотехники, 2 изд., М., 1979.

Л. Н. Капорский.

К

КАВИТА́ЦИЯ (от лат. cavitas — пустота), образование в капельной жидкости полостей, заполненных газом, паром или их смесью (т. н. кавитац. пузырьков или каверн). Кавитац. пузырьки образуются в тех местах, где давление в жидкости становится ниже нек-рого критич. значения $p_{кр}$ (в реальной жидкости $p_{кр}$ прибл. равно давлению насыщ. пара этой жидкости при данной темп-ре). Если понижение давления происходит вследствие больших местных скоростей в потоке движущейся капельной жидкости, то К. наз. гидродинамической, а если вследствие прохождения звук. волн большой интенсивности — акустической.

Гидродинамическая К. Для идеальной однородной жидкости вероятность образования пузырьков за счёт разрыва жидкости становится заметной при больших растягивающих напряжениях; так, напр., теор. прочность на разрыв воды равна $1{,}5 \cdot 10^8$ Па (—1500 кгс/см^2). Реальные жидкости менее прочны. Макс. растяжение тщательно очищенной воды, достигнутое при растяжении воды при 10°С, составляет — $2{,}8 \cdot 10^7$ Па (—280 кгс/см^2). Обычно же разрыв возникает при давлениях, лишь немного меньших давления насыщ. пара. Низкая прочность реальных жидкостей связана с наличием в них т. н. кавитац. зародышей: микроскопич. газовых пузырьков, тв. ч-ц с трещинами, заполненными газом, и др. Мельчайшие пузырьки газа или пара, двигаясь с потоком и попадая в область давления $p < p_{кр}$, сильно расширяются в результате того, что давление содержащегося в них пара и газа оказывается больше, чем суммарное действие поверхностного натяжения и давления в жидкости. В результате на участке потока с пониженным давлением (напр., в трубе с местным сужением) создаётся довольно чётко ограниченная «кавитац. зона», заполненная движущимися пузырьками.

После перехода в зону повыш. давления рост пузырька прекращается, и он начинает сокращаться. Если пузырёк содержит достаточно много газа, то по достижении им мин. радиуса он восстанавливается и совершает неск. циклов затухающих колебаний, а если газа мало, то пузырёк захлопывается полностью в первом периоде жизни.

Сокращение кавитац. пузырька происходит с большой скоростью и сопровождается звук. импульсом (своего рода *гидравлическим ударом*) тем более сильным, чем меньше газа содержит пузырёк. Если степень развития К. такова, что в случайные моменты времени возникает и захлопывается множество пузырьков, то явление сопровождается сильным шумом со сплошным спектром от неск. сотен Гц до сотен и тысяч кГц. Если кавитац. каверна захлопывается вблизи от обтекаемого тела, то многократно повторяющиеся удары приводят к разрушению (к т. н. кавитац. эрозии) поверхности обтекаемого тела — лопастей гидротурбин, гребных винтов кораблей (рис.) и др. гидротехн. устройств.

При данной форме обтекаемого тела К. возникает при нек-ром, вполне определённом для данной точки потока, значении безразмерного параметра

$$\varkappa = 2\frac{p - p_н}{\rho v_\infty^2},$$

где p — гидростатич. давление набегающего потока, $p_н$ — давление насыщ. пара, ρ — плотность жидкости,

Участок разрушенной поверхности гребного винта.

v_∞ — скорость жидкости при достаточном удалении от тела. Этот параметр наз. «числом кавитации», служит одним из критериев подобия при моделировании гидродинамич. течений. Увеличение скорости потока после начала К. вызывает быстрое возрастание колва кавитац. пузырьков, затем происходит их объединение в общую кавитац. каверну, после чего течение переходит в струйное (см. *Струя*).

Если внутрь каверны через тело, около к-рого возникает К., подвести атм. воздух или иной газ, то размеры каверны увеличатся. При этом установится течение, к-рое будет соответствовать числу кавитации, определяемому уже не давлением насыщенного водяного пара $p_н$, а давлением газа внутри каверны $p_к$, т. е. $\varkappa = \frac{p_\infty - p_к}{\rho v_\infty^2}$. Т. к. величина $p_к$ может быть много больше $p_н$, то в таких условиях при малых скоростях набегающего потока можно получать течения, соответствующие очень низким значениям $\varkappa$, т. е. сильному развитию К. Так, при движении тела в воде со скоростью 6—10 м/с хар-р его обтекания может соответствовать скоростям до 100 м/с. Кавитац. течения, получающиеся в результате подвода газа внутрь каверны, наз. и с к у с с т в е н н о й К.

Гидродинамич. К. может сопровождаться рядом физ.-хим. эффектов, напр. искрообразованием и люминесценцией. Обнаружено влияние электрич. тока и магн. поля на К., возникающую при обтекании цилиндра в гидродинамич. трубе.

К. оказывает вредное влияние на работу гидротурбин, жидкостных насосов, гребных винтов кораблей, жидкостных систем высотных самолётов и т. д., снижает их кпд и приводит к разрушениям. К. может быть уменьшена при увеличении гидростатич. давления, напр. помещением устройства на достаточной глубине по отношению к свободной поверхности жидкости, а также подбором соответствующих форм элементов конструкции, при к-рых вредное влияние К. уменьшается. Эксперим. исследования К. проводятся в гидродинамич. трубах, оборудованных системой регулирования статич. давления (т. н. кавитац. трубы). *А. Д. Перник.*

А к у с т и ч е с к а я К. При излучении в жидкость интенсивной звук. волны с амплитудой *звукового давления*, превосходящей нек-рую пороговую величину, во время полупериодов разрежения возникают кавитац. пузырьки на т. н. кавитац. зародышах, к-рыми чаще всего явл. газовые включения, содержащиеся в жидкости и на колеблющейся поверхности акустич. излучателя. Поэтому кавитац. порог повышается по мере снижения содержания газа в жидкости, при увеличении гидростатич. давления, после обжатия жидкости высоким ($\sim 10^8$ кгс/см^2 $= 10^8$ Па) гидростатич. давлением и при охлаждении жидкости, а кроме того, при увеличении частоты звука и при сокращении продолжительности озвучивания. Порог для бегущей волны выше, чем для стоячей. Пузырьки захлопываются во время полупериодов сжатия, создавая кратковременные (длительностью $\sim 10^{-6}$ с) импульсы давления (до 10^8 Па и более), способные разрушить даже весьма прочные материалы. Такое разрушение наблюдается на поверхности мощных акустич. излучателей, работающих в жидкости. Давление при захлопывании кавитац. пузырьков повышается при снижении частоты звука и при повышении гидростатич. давления; оно выше в жидкостях с малым давлением насыщ. пара. Захлопывание пузырьков сопровождается адиабатич. нагревом газа в пузырьках до темп-ры $\sim 10^4$ °С, чем, по-видимому, и вызывается свечение пузырьков при К. (т. н. *звуколюминесценция*). К. сопровождается ионизацией газа в пузырьках. Кавитац. пузырьки группируются, образуя кавитац. область сложной и изменчивой формы. Интенсивность К. удобно оценивать по разрушению тонкой алюминиевой фольги, в к-рой кавитирующие пузырьки пробивают отверстия. По кол-ву и расположению этих отверстий, возникающих за определ. время, можно судить об интенсивности К. и конфигурации кавитац. области.

Если жидкость насыщена газом, то газ диффундирует в пузырьки и полного захлопывания их не происходит. Всплывая, такие пузырьки уносят газ и уменьшают содержание его в жидкости. Интенсивные колебания под действием звук. волны газонаполненных пузырьков как в свободной жидкости, так и вблизи поверхности тв. тел создают микропотоки жидкости. К. оказывает вредное воздействие на работу подводных излучателей, ограничивая возможность дальнейшего повышения интенсивности звука, излучаемого в жидкость. Акустич. К. и связанные с ней физ. явления вызывают, напр., разрушение и диспергирование тв. тел, эмульгирование жидкостей, и поэтому применяется для очистки поверхностей, деталей. Эти эффекты обязаны своим происхождением ударам при захлопывании пузырьков и микропотокам вблизи них. Другие эффекты (напр., инициирование и ускорение хим. реакций) связаны с понизацией газа в пузырьках. Благодаря этому акустич. К. всё шире используется в технол. процессах.

Акустич. К. используется в биологии. Импульсы давления, возникающие в кавитац. пузырьках, обусловливают мгновенные разрывы микроорганизмов и простейших, находящихся в водной среде, подвергаемой действию УЗ. К. используют для выделения из животных и растит. клеток ферментов, гормонов и др. биологически активных в-в.

● П е р н и к А. Д., Проблемы кавитации, 2 изд., Л., 1966; К н э п п Р., Д е й л и Дж., Х э м м и т Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974; Мощные ультразвуковые поля, М., 1968 (Физика и техника мощного ультразвука, кн. 2); Л е в к о в с к и й Ю. Л., Структура кавитационных течений, Л., 1978.

К. А. Наугольных.

КАЛИБРО́ВКА (от франц. calibre — величина, размер, шаблон) мер, сложный вид *поверки*, заключающийся в определении погрешностей или поправок совокупности мер (напр., набора гирь) или разл. значений одной многозначной (напр., линейной шкалы). К. осуществляется сравнением мер между собой в разл. сочетаниях и последующим вычислением действит. значений мер, причём за основу для вычисления принимается результат сравнения одной из мер или сочетания мер, образующих совокупность, с образцовой мерой.

● М а л и к о в М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949; А м а т у н и А. Н., Калибровка подразделений штриховых мер, в кн.: Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации (ЭИКА), в. 6, М.—Л., 1966, с. 33.

К. П. Широков.

КАЛИБРО́ВОЧНАЯ СИММЕТРИЯ, общее назв. класса внутр. симметрий ур-ний теории поля (т. е. симметрий, связанных со св-вами элем. ч-ц, а не со св-вами пространства-времени), характеризуемых параметрами, зависящими от точки пространства-времени (r, t).

В физике принято различать четыре типа фундам. вз-ствий: сильное, эл.-магн., слабое и гравитационное. Соотв. существуют четыре класса элем. ч-ц: адроны, к-рые участвуют во всех типах вз-ствий (они делятся на барионы и мезоны); лептоны, не участвующие только в сильном вз-ствии (из них *нейтрино* не участвуют и в эл.-магн. вз-ствии); фотон, участвую-

щий только в эл.-магн. вз-ствии; гипотетич. *гравитон* — переносчик гравитац. вз-ствия. Каждая группа ч-ц характеризуется своими специфич. законами сохранения. Так, с большой точностью установлено сохранение барионного и электрич. зарядов, электронного и мюонного *лептонных зарядов* (по отдельности). Кроме того, в сильном вз-ствии имеются приближённые законы сохранения — изотопич. спина, странности, «очарования» и т. д., к-рые нарушаются эл.-магн. и (или) слабым вз-ствиями. Каждый из законов сохранения явл. проявлением определённой внутр. симметрии ур-ний поля (ур-ний движения). Если, напр., каким-то образом удалось бы «выключить» эл.-магн. и слабое вз-ствия, то оказалось бы, что протон и нейтрон неотличимы. А т. к. протон и нейтрон — квант. объекты, описываемые волн. ф-циями $\psi_p(\boldsymbol{r}, t)$ и $\psi_n(\boldsymbol{r}, t)$, то невозможно различить не только эти ч-цы, но и любую их суперпозицию, к-рую можно изобразить как поворот на нек-рый угол в т. н. изотопич. пр-ве [подобно тому как единичный вектор в плоскости можно задавать как его проекциями на оси x и y («р» и «п»), так и углом поворота φ по отношению к оси x]. Это и есть внутр. симметрия ур-ний, к-рая соответствует сохранению изотопич. спина (см. *Изотопическая инвариантность*). Допустим, что в нек-рой лаборатории протоном называют ч-цу, состояние к-рой описывается одной суперпозицией волн. ф-ций ψ_p и ψ_n, а в др. лаборатории — иной, т. е., что угол поворота φ в изотопич. пр-ве зависит от координат в пространстве-времени: $\varphi = \varphi(\boldsymbol{r}, t)$. Такой поворот на угол $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$ наз. калибровочным (или градиентным) преобразованием. Если законы природы не зависят от такого локального произвола в выборе суперпозиций, то в ур-ниях движения с необходимостью появляется слагаемое, учитывающее вз-ствие ч-ц. Действительно, ур-ние движения свободного нуклона, описывающее изменение волн. ф-ции со временем (см. *Дирака уравнение*), содержит производные по времени, а следовательно (из требования *релятивистской инвариантности*), и по координате от волн. ф-ции (от поля). Поэтому при повороте на $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$ ур-ния приобретут добавку, пропорц. производной φ по t и $\boldsymbol{r}$. Эта добавка при преобразованиях Лоренца изменяется как четырёхмерный вектор (4-вектор), и, чтобы её компенсировать, в ур-ния движения следует добавить какие-то новые векторные поля, к-рые при подобных поворотах также приобретали бы добавку, пропорц. производной от φ, но с обратным знаком. Таким образом, К. с. приводит к необходимости существования векторных калибровочных полей, обмен квантами к-рых обусловливает вз-ствия ч-ц.

Не обязательно, чтобы калибровочные преобразования «перепутывали» разные ч-цы (как протон и нейтрон). В квант. электродинамике ту же роль играют веществ. и мнимая части волн. ф-ции эл-на (ψ_e), а роль изотопич. пр-ва — плоскость комплексного переменного, где по одной оси откладывается веществ. часть ψ_e, а по другой — мнимая. Комплексную ф-цию ψ_e можно представить в виде произведения модуля на фазовый множитель, тогда поворот в этом пр-ве на угол φ сведётся к изменению фазового множителя, т. е. к умножению ψ_e на новый фазовый множитель:

$$\psi_e(\boldsymbol{r}, t) \longrightarrow \psi_e(\boldsymbol{r}, t)\, e^{ie\varphi(\boldsymbol{r}, t)}, \quad (1)$$

где e в показателе экспоненты — заряд эл-на. При подстановке преобразованной ф-ции в ур-ние Дирака

$$\sum\nolimits_{\mu=0,\,1,\,2,\,3} \gamma_\mu \frac{\partial \psi_e(x)}{\partial x_\mu} - \frac{mc}{i\hbar}\psi_e(x) = 0 \quad (2)$$

(x — четырёхмерная координата с компонентами $x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, γ_μ — т. н. матрицы Дирака), описывающего движение свободного эл-на, появляется добавка $ie\Sigma_\mu \gamma_\mu \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x^\mu}\psi_e(x)$, т. е. ур-ние не имеет К. с. Чтобы обеспечить К. с. и компенсировать эту добавку, необходимо изменить ур-ние (2), приписав к его правой части $ie\Sigma_\mu \gamma_\mu A_\mu(x)\psi_e(x)$, где поле $A_\mu(x)$ при калибровочных преобразованиях переходит в $A_\mu(x) + \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x^\mu}$. Т. о., для выполнения требования калибровочной инвариантности эл-н должен взаимодействовать с нек-рым векторным полем A_μ. Если же записать ур-ния для этого поля так, чтобы они сами были калибровочно-инвариантными, то получаются *Максвелла уравнения*. Следовательно, компенсирующим (калибровочным) полем для калибровочного преобразования волн. ф-ции эл-на оказывается эл.-магн. поле, а калибровочной ч-цей — фотон, безмассовая ч-ца со спином 1. Эти два св-ва — отсутствие массы и спин 1 присущи любым калибровочным полям.

В *квантовой хромодинамике*, описывающей динамику *кварков*, вместо одного появляются три «цветных» фермиона, но все рассуждения остаются без изменения, за исключением того, что калибровочные преобразования, кроме изменения фазы, могут менять и *«цвет»* (т. к. при наличии полной симметрии «цвет» так же ненаблюдаем, как и фаза):

$$\psi^\alpha(x) \rightarrow \sum\nolimits_\beta e^{i\varphi^\alpha_\beta(x)}\psi^\beta(x),$$

где индексы α и β соответствуют трём возможным значениям «цвета» кварков. В результате вместо одной фазы появляются восемь изменяющих «цвет» фаз $\varphi^\alpha_\beta(x)$ [девятая соответствует общей фазе, $\Sigma_\alpha \varphi^\alpha_\alpha(x)$, и сохранению общего барионного заряда]. Чтобы компенсировать изменение в ур-ниях движения в этом случае, приходится вводить восемь «цветных» т. н. глюонных полей (*Янга — Миллса полей*), квантами к-рых явл. «цветные» безмассовые *глюоны*. Обмен глюонами приводит к вз-ствию кварков. Поскольку в отличие от фотонов глюоны, как и кварки, оказываются «цветными» («заряженными»), они также должны взаимодействовать посредством испускания и поглощения глюонов, т. е. ур-ния для глюонного поля (в отличие от ур-ний Максвелла в вакууме) оказываются нелинейными. Калибровочные теории и калибровочные поля такого рода наз. неабелевыми.

Идея калибровочной инвариантности оказалась наиб. плодотворной в единой теории слабого и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*). В этой теории, наряду с фотоном, осуществляющим эл.-магн. вз-ствие, появляются новые векторные бозоны — ч-цы, переносящие слабое вз-ствие. Такие *промежуточные векторные бозоны* должны быть массивными вследствие того, что слабое вз-ствие проявляется лишь на очень малых расстояниях, $<10^{-15}$ см. Однако кванты калибровочных полей должны быть безмассовыми, появление у них массы нарушает калибровочную инвариантность ур-ний движения. Выход из этого затруднения был предложен П. Хиггсом (США, 1964) и состоит в том, что в дополнение к спинорным полям, без нарушения К. с., вводятся связанные друг с другом калибровочными преобразованиями самодействующие *скалярные поля* (полн Хиггса). Самодействие этих полей выбирается так, чтобы калибровочно-инвариантное решение стало неустойчивым, т. е. не соответствующим минимуму потенц. энергии. Минимальной же энергии при этом соответствует непрерывная серия решений, каждое из к-рых не инвариантно относительно калибровочных преобразований, но серия в целом калибровочно инвариантна: при калибровочных преобразованиях одно решение переходит в другое. Нарушение симметрии состоит в том, что в природе реализуется только одно из этих решений. Это явление наз. *спонтанным нарушением симметрии*, или эффектом Хиггса. Оно позволяет сделать бозоны тяжёлыми без нарушения К. с. в самих уравнениях движения. При этом оказывается, что в число промежуточных векторных бозонов входят как электрически заряженные (W^+ и W^-), так и нейтральный (Z^0). Масса Z^0 должна быть $\sim$90 ГэВ, а $W^\pm$ $\sim$80 ГэВ; масса фотона остаётся равной нулю.

Интересной проблемой квант. теории поля явл. включение в единую

калибровочную схему и сильного вз-ствия (т. н. *«великое объединение»*). Другим перспективным направлением объединения считается т. н. суперкалибровочная симметрия, или просто суперсимметрия. В отличие от обычных калибровочных преобразований, «перемешивающих» ч-цы с одним и тем же спином, суперкалибровочные преобразования «перемешивают» поля, кванты к-рых имеют разные спины, напр. бозоны со спином 1 и фермионы со спином $^1/_2$, т. е. ч-цы, подчиняющиеся разным статистикам. Аналогично электродинамике такие преобразования также можно представить в виде «поворотов», но уже в нек-ром «суперкомплексном» пр-ве суперполей $\Phi = b + \eta f$, где b, f — соотв. бозонное и фермионное поля, а η — нек-рая единица «фермионной части» этого пр-ва (аналог мнимой единицы i), удовлетворяющая условию $\eta\eta = 0$. Подобные построения в принципе позволяют включить в единую схему не только сильное, но и гравитац. вз-ствие, однако известные попытки объединения всех полей на основе суперсимметрий пока не могут претендовать на описание реального мира (см. *Суперсимметрия*).

● Вайнберг С., Свет как фундаментальная частица, «УФН», 1976, т. 120, в. 4, с. 677; его же, Единые теории взаимодействия элементарных частиц, там же, т. 118, в. 3, с. 501; Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, там же, т. 119, в. 4, с. 715; Фридман Д., Ньювенхейзен П. ван, Супергравитация и унификация законов физики, там же, 1979, т. 128, в. 1, с. 135.

А. В. Ефремов.

КАЛИБРО́ВОЧНЫЕ ПОЛЯ (компенсирующие поля), векторные поля, обеспечивающие инвариантность ур-ний движения относительно калибровочных преобразований (см. *Калибровочная симметрия*). Примеры таких полей — эл.-магн. поле в электродинамике, а также глюонные поля в *квантовой хромодинамике* и поля *промежуточных векторных бозонов* в теории слабого вз-ствия. Последние принадлежат к классу т. н. *Янга — Миллса полей*.

А. В. Ефремов.

КАЛИБРО́ВОЧНЫЕ ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ, см. в ст. *Калибровочная симметрия*.

КАЛОРИ́МЕТР (от лат. calor — тепло и греч. metréō — измеряю), прибор для измерения кол-ва теплоты, выделяющейся или поглощающейся в к.-л. физ., хим. или биол. процессе. Термин «К.» был предложен франц. учёными А. Лавуазье и П. Лапласом (1780).

Совр. К. работают в диапазоне темп-р от 0,1 до 3500 К и позволяют измерять кол-во теплоты с точностью до 10^{-2} %. Конструкции К. весьма разнообразны и определяются характером и продолжительностью изучаемого процесса, областью темп-р, при к-рых производятся измерения, кол-вом измеряемой теплоты и требуемой точностью. К., предназначенный для измерения суммарного кол-ва теплоты Q, выделяющейся в процессе от его начала до завершения, наз. К.-интегратором; К. для измерения тепловой мощности L и её изменений на разных стадиях процесса — измерителем мощности или К.-осциллографом. По конструкции калориметрич. системы и методу измерения различают жидкостные и массивные К., одинарные и двойные (дифференциальные).

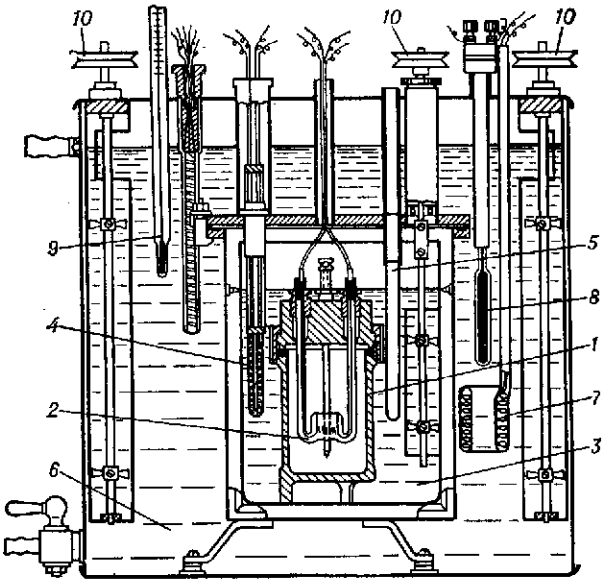


Рис. 1. Жидкостный калориметр-интегратор с изотермич. оболочкой (схема): *1* — «калориметрич. бомба»; *2* — нагреватель для возбуждения реакции; *3* — собственно калориметр (сосуд с водой); *4* — термометр сопротивления; *5* — холодильник (трубка, по к-рой пропускают холодный воздух); *6* — изотермич. оболочка, заполненная водой; *7* — нагреватель оболочки; *8* — контактный термометр; *9* — контрольный термометр; *10* — мешалки с приводом.

Жидкостный К.-интегратор перем. темп-ры (рис. 1) с изотермич. оболочкой применяют для измерений теплот растворения и теплот хим. реакций. Он состоит из сосуда с жидкостью (обычно водой), в к-ром находятся камера для проведения исследуемого процесса («калориметрич. бомба»), мешалка, нагреватель и термометр. Теплота, выделившаяся в камере, распределяется затем между камерой, жидкостью и др. частями К., совокупность к-рых называют калориметрич. системой прибора. Изменение состояния (напр., темп-ры) калориметрич. системы позволяет измерить кол-во теплоты, введённое в К. Перед проведением измерений К. градуируют и получают тепловое значение К., т. е. коэфф., на к-рый следует умножить измеренное термометром изменение темп-ры К. для определения кол-ва введённой в него теплоты. Тепловое значение жидкостного К. — это теплоёмкость C калориметрич. системы. Определение Q таким К. сводится к измерению изменения темп-ры ΔT калориметрич. системы, вызванного исследуемым процессом: $Q = C\Delta T$.

Калориметрич. измерения позволяют непосредственно определить сумму теплот исследуемого процесса и разл. побочных процессов, таких, как размешивание, испарение воды, разбивание ампулы с в-вом и т. п., теплота к-рых должна быть определена опытным путём или расчётом и исключена из окончат. результата. Одним из неизбежных побочных процессов явл. теплообмен К. с окружающей средой посредством излучения и теплопроводности. В целях учёта побочных процессов, и прежде всего теплообмена, калориметрич. систему окружают оболочкой, темп-ру к-рой регулируют.

В К. другого вида — изотермическом (пост. темп-ры) — введённая теплота не изменяет темп-ры калориметрич. системы, а вызывает изменение агрегатного состояния тела, составляющего часть этой системы (напр., таяние льда). Кол-во введённой теплоты пропорционально в этом случае массе в-ва, изменившего агрегатное состояние, и теплоте *фазового перехода*.

Массивный К.-интегратор чаще всего применяется для определения *энтальпии* в-в при темп-рах до 250 °С. Калориметрич. система у К. этого типа представляет собой блок из металла (обычно из Cu или Al) с выемками для сосуда (в к-ром происходит реакция), термометра и нагревателя. Энтальпию в-ва рассчитывают как произведение теплового значения К. на разность подъёмов темп-р блока, измеряемых после сбрасывания в его гнездо ампулы с определ. кол-вом в-ва, а затем пустой ампулы, нагретой до той же темп-ры. Теплоёмкость газов, а иногда и жидкостей, определяют в т. н. проточных лабиринтных К. — по разности темп-р на входе и выходе стационарного потока жидкости или газа, по мощности потока и по кол-ву теплоты, выделенной электрич. нагревателем.

К., работающий как измеритель мощности, в противоположность К.-интегратору, должен обладать значит. теплообменом, чтобы вводимые в него кол-ва теплоты быстро удалялись и состояние К. определялось мгновенным значением мощности теплового процесса. Тепловая мощность процесса находится из теплообмена

К. с оболочкой. Такие К. (рис. 2), разработанные франц. физиком Э. Кальве, представляют собой металлич. блок с каналами, в к-рые помещаются цилиндрич. ячейки. В ячейке проводится исследуемый процесс; металлич. блок играет роль оболочки (темп-ра его поддерживается постоянной с точностью до 10^{-5}—10^{-6} К). Разность

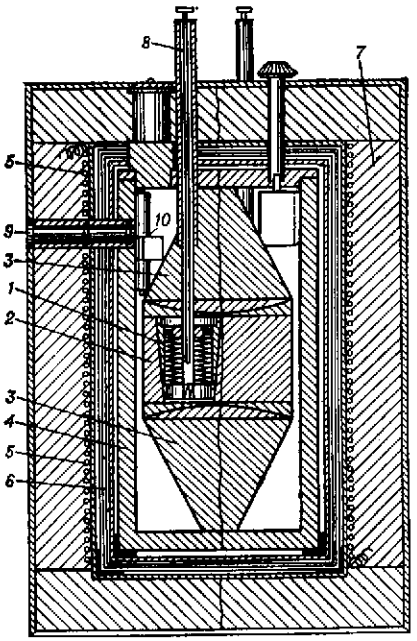


Рис. 2. Калориметр Э. Кальве для измерения тепловой мощности процессов (схема): *1* — калориметрич. ячейка с термопарами; *2* — блок калориметра; *3* — металлич. конусы для создания однородного поля темп-р в блоке; *4* — оболочка; *5* — нагреватель для термостатирования прибора; *6* — тепловые экраны; *7* — тепловая изоляция; *8* — трубка для введения в-ва; *9* — окно для отсчётов показаний гальванометра *10*.

темп-р ячейки и блока измеряется термобатареей. В блок помещают чаще всего две ячейки, работающие как дифф. К. На каждой ячейке монтируют обычно две термобатареи: одна позволяет скомпенсировать тепловую мощность исследуемого процесса на основе *Пельтье эффекта*, а другая (индикатриса) служит для измерения нескомпенсированной части теплового потока. В этом случае прибор работает как дифф. компенсационный К.

Обычные названия К.— «для хим. реакций», «бомбовый», «изотермический», «ледяной», «низкотемпературный» — указывают гл. обр. на способ и область использования К., не являясь ни полной, ни сравнительной их хар-кой.

Общую классификацию К. можно построить на основе рассмотрения трёх главных переменных, определяющих методику измерений: темп-ры калориметрич. системы T_c; темп-ры оболочки T_0, окружающей калориметрич. систему; кол-ва теплоты L, выделяемой в К. в ед. времени (тепловой мощности).

К. с пост. T_c и T_0 наз. изотермическим; с $T_c = T_0$ — адиабатическим; К., работающий при пост. разности темп-р $T_c - T_0$, наз. К. с пост. теплообменом; у К. с изотермич. оболочкой постоянна T_0, а T_c явл. ф-цией L. В адиабатич. К. темп-ра оболочки регулируется так, чтобы она была всегда близка к меняющейся темп-ре калориметрич. системы. Часто это позволяет уменьшить теплообмен за время калориметрич. опыта до незначит. величины, к-рой можно пренебречь. В случае необходимости в результаты непосредств. измерений вводится поправка на теплообмен, метод расчёта к-рой основан на пропорциональности теплового потока между К. и оболочкой разности их темп-р (закон теплообмена Ньютона), если эта разность невелика (до 3—4°С). Для К. с изотермич. оболочкой теплоты хим. реакций могут быть определены с погрешностью до 0,01%. Если размеры К. малы и темп-ра его изменяется более чем на 2—3°С, а исследуемый процесс продолжителен, то при изотермич. оболочке поправка на теплообмен может составить 15—20% от измеряемой величины, что существенно ограничивает точность измерений. В этих случаях целесообразней применять адиабатич. оболочку. При помощи адиабатич. К. определяют теплоёмкость тв. и жидких в-в в области от 0,1 до 1000 К. При комнатной и более низких темп-рах адиабатич. К., защищённый вакуумной рубашкой, погружают в сосуд Дьюара, заполненный жидкими гелием или азотом (рис. 2). При повышенных темп-рах (выше 100°С) К. помещают в термостатированную электрич. печь. Адиабатич. оболочка — лёгкая металлич. ширма, снабжённая нагревателем, уменьшает теплообмен настолько, что темп-ра К. меняется лишь на неск. десятитысячных °С/мин.

● Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; Скуратов С. М., Колесов В. П., Воробьев А. Ф., Термохимия, ч. 1—2, М., 1964—66; Кальве Э., Прат А., Микрокалориметрия, пер. с франц., М., 1963.

В. А. Соколов.

КАЛОРИ́МЕТР ИОНИЗАЦИО́ННЫЙ, прибор для измерения энергии *адронов* (с энергией $>10^{11}$ эВ). Энергия ч-цы поглощается в толстом слое в-ва; ч-цы высоких энергий в результате *ядерных реакций* рождают большое число вторичных ч-ц, в частности фотонов, к-рые в свою очередь образуют новые ч-цы, и т. д. В конечном итоге образуется лавина ч-ц (электронно-фотонный ливень). Если толщина слоя поглощающего в-ва достаточно велика и лавина заряж. ч-ц полностью тормозится в нём, то число созданных в в-ве ионов пропорц. энергии первичной косм. ч-цы. Для измерения полного числа ионов поглотитель из плотного в-ва (обычно Fe или Pb) разбивается на ряд слоёв толщиной в неск. см, между к-рыми размещаются детекторы, напр. *ионизационные камеры*.

К. и. применяется для изучения вз-ствий косм. ч-ц высокой энергии (10^{11}—10^{13} эВ) с ат. ядрами и в экспериментах на ускорителях. Его обычно сочетают с приборами, позволяющими наблюдать результаты

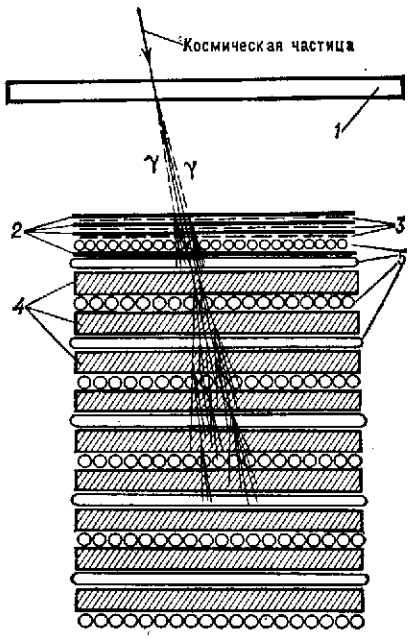


Рис. Схема ионизац. калориметра в сочетании с яд. фотоэмульсиями; *1* — мишень, в к-рой происходит вз-ствие косм. ч-цы с ядрами атомов мишени, приводящее к появлению γ-квантов высоких энергий; *2* — слои Pb, в к-рых γ-излучение порождает мощные лавины заряж. ч-ц; *3* — яд. фотоэмульсии, регистрирующие эти лавины; *4* — слои в-ва (Fe или Pb), тормозящего лавины заряж. ч-ц; *5* — импульсные ионизац. камеры.

этого вз-ствия с *ядерными фотографическими эмульсиями* (рис.), с *искровыми камерами* и др. Типичные габариты К. и.: высота 1,5—2 м, площадь поперечного сечения 1 $м^2$, масса 10—20 т.

● Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Шестопёров В. Я., Частицы высоких энергий в космических лучах, М., 1973.

Н. Л. Григоров.

КАЛОРИ́МЕТРИЯ, совокупность методов измерения тепловых эффектов (кол-в теплоты), сопровождающих различные физ., хим. и биол. процессы. К. включает измерения теплоёмкостей тел, теплот фазовых переходов (плавления, кипения и др.), тепловых эффектов намагничивания, электризации, растворения, сорбции, хим. реакций (напр., горения), реакций обмена в-в в живых организмах и т. д.

Приборы, применяемые для калориметрич. измерений, наз. *калориметрами*. Конструкция калориметров определяется условиями измерений (в первую очередь температурным интервалом измерений) и требуемой точностью. Калориметрич. измерения при темпрах от 400 К (граница условна) и

выше наз. высокотемпературной К., а в области темп-р жидких азота, водорода и гелия (от ~77 К и ниже) — низкотемпературной К.

Результаты калориметрич. измерений находят широкое применение в теплотехнике, металлургии, хим. технологии. Ими пользуются при расчётах кол-в теплоты, требуемых для нагрева, расплавления или испарения в-в в разл. технол. процессах; для вычисления границ протекания хим. реакций и условий их проведения. Так, область давлений и темп-р, в к-рой получают синтетич. алмазы из графита, была определена расчётом, в значительной мере основанным на калориметрич. измерениях теплоёмкости и теплот сгорания этих в-в. Данные низкотемпературной К. широко используются при изучении механич., магн. и электрич. эффектов в тв. телах и жидкостях, а также для расчёта термодинамич. ф-ций (напр., *энтропии* в-в). *В. А. Соколов.*

КАЛО́РИЯ (от лат. calor — тепло) (кал, cal), внесистемная единица кол-ва теплоты. 1 кал=4,1868 Дж; К., применявшаяся в термохимии, равнялась 4,1840 Дж.

КА́МЕРА-ОБСКУ́РА (от лат. camera obscura, букв.— тёмная комната), простейшее оптич. приспособление, позволяющее получать на экране изображения предметов. К.-о. представляет собой тёмный ящик с небольшим отверстием в одной из стенок, перед к-рым помещают рассматриваемый предмет. Лучи света, исходящие от разл. точек предмета, проходят через это отверстие и создают на противоположной стенке ящика (экране) действительное перевёрнутое изображение предмета. Оптимально резкое изображение получается, когда радиус отверстия r составляет 0,95 радиуса первой *зоны Френеля*: $r=0{,}95\sqrt{\lambda d}$, где λ — длина волны света, d — расстояние от отверстия до экрана.

С 17 в. К.-о. использовалась для наблюдения солн. затмений и для получения перспективных рисунков, позднее была вытеснена линзовой камерой. К.-о. иногда применяется благодаря след. св-вам: 1) она даёт изображение, свободное от *дисторсии*; 2) позволяет фотографировать объекты в таких лучах, для к-рых нельзя подобрать линзы, напр. К.-о. используется при *диагностике плазмы*, при фотографировании разрядной трубки в рентг. лучах.

КАНАЛИ́РОВАНИЕ заряженных частиц в кристаллах, движение ч-ц вдоль «каналов», образованных параллельными рядами атомов. Ч-цы испытывают скользящие столкновения (импульс почти не меняется) с рядами атомов, удерживающих их в этих «каналах» (рис. 1). Если траектория ч-цы заключена между двумя ат. плоскостями, то говорят о плоскостном К., в отличие от аксиального К., при к-ром ч-ца движется между соседними ат. рядами или цепочками. К. было предсказано нем. физиком Й. Штарком в 1912 и обнаружено лишь в 1963—65.

К. тяжёлых ч-ц (протонов, положит. ионов) наблюдается при их энергиях, больших неск. кэВ. При этом длина *волны де Бройля* ч-цы

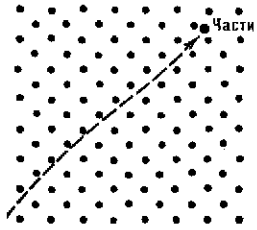


Рис. 1.

мала по сравнению с постоянной крист. решётки, и К. может быть описано законами классич. механики. Для К. необходимо, чтобы угол, образуемый вектором скорости ч-цы с осью цепочки (или плоскостью канала), не превышал нек-рого критич. значения $\psi_к$, определяемого ф-лой:

$$\psi_к = \sqrt{Z_1 Z_2 / \mathcal{E} d},$$

где Z_1 и Z_2— заряды движущейся ч-цы и ядер атомов цепочки, $\mathcal{E}$ — энергия ч-цы, d — расстояние между соседними атомами цепочки. Напр., при аксиальном К. протонов с энергией $\mathcal{E}$=0,5 МэВ в монокристалле вольфрама ($Z_2=74e$, e — заряд протона, $d=3\cdot10^{-8}$ см) $\psi_к=2{,}3°$, а мин. расстояние $\rho_к$ между траекторией ч-цы и осью цепочки равно: $\rho_к$=0,3 Å (рис. 2). Все ч-цы, падающие на цепочку под

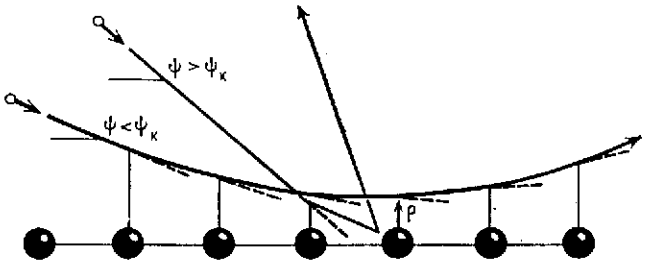


Рис. 2. Рассеяние ч-ц на цепочке атомов: ψ — угол падения ч-цы на цепочку; $\psi_к$ — критич. угол.

углом $\psi<\psi_к$, будут зеркально отражаться от неё.

Электронная плотность в каналах меньше, чем в среднем в кристалле, и длина пробега ч-ц значительно больше, чем вне его. Ч-цы могут выходить из канала в результате рассеяния на структурных дефектах решётки.

В случае К. эл-нов существенно влияние их волн. св-в и отрицат. заряда. При К. релятивистских заряженных частиц возникает интенсивное электромагн. излучение (в гамма- и рентгеновских диапазонах). Для электронов и позитронов оно появляется при энергии ~1 МэВ.

● Тулинов А. Ф., Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы, «УФН», 1965, т. 87, в. 4, с. 585; Линдхард Й., Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц, там же, 1969, т. 99, в. 2, с. 249; Томпсон М., Каналирование частиц в кристаллах, пер. с англ., там же, с. 297; Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Ядерные столкновения и кристаллы, «Природа», 1974, № 10, с. 39; Базылев В. А., Жеваго Н. К., Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами, «УФН», 1982, т. 137, в. 4. *Ю. В. Мартыненко.*

КАНДЕ́ЛА (от лат. candela — свеча) (кд, cd), единица СИ силы света; К.— сила света, испускаемого с площади 1/600000 м² сечения полного излучателя (см. *Световые эталоны*) в перпендикулярном к этому сечению направлении при темп-ре излучателя, равной темп-ре затвердевания платины (2042 К), и давлении 101 325 Па.

КАНДЕ́ЛА НА КВАДРА́ТНЫЙ МЕТР (кд/м², cd/m²), единица СИ *яркости*; равна яркости светящейся плоской поверхности площадью 1 м² в перпендикулярном к ней направлении при силе света 1 кд. 1 кд/м²=10^{-4} *стильб*=$\pi\cdot10^{-4}$ *ламберт*. Прежнее наименование ед.— *нит*.

КАНОНИ́ЧЕСКИЕ УРАВНЕ́НИЯ МЕХА́НИКИ (уравнения Гамильтона), дифференциальные ур-ния движения механич. системы (выведенные ирланд. учёным У. Гамильтоном в 1834), в к-рых переменными, кроме *обобщённых координат* q_i, явл. *обобщённые импульсы* p_i; совокупность q_i и p_i наз. канонич. переменными. К. у. м. имеют вид:

$$\frac{dq_i}{dt}=\frac{\partial H}{\partial p_i},\quad \frac{dp_i}{dt}=\frac{\partial H}{\partial q_i}\ (i=1,2,\ldots,s),$$

где $H(q_i, p_i, t)$ — *Гамильтона функция*, равная (когда связи не зависят от времени, а действующие силы потенциальны) сумме кинетич. и потенц. энергий системы, выраженных через канонич. переменные; s — число степеней свободы системы. Интегрируя эту систему обыкновенных дифф. ур-ний 1-го порядка, можно найти все q_i и p_i как ф-ции времени t и $2s$ постоянных, определяемых по нач. данным.

К. у. м. обладают тем важным св-вом, что позволяют с помощью т. н. канонич. преобразований перейти от q_i и p_i к новым канонич. переменным $Q_i(q_i, p_i, t)$ и $P_i(q_i, p_i, t)$, к-рые тоже удовлетворяют К. у. м., но с другой ф-цией $\Pi(Q_i, P_i, t)$. Так К. у. м. можно привести к виду, упрощающему процесс их интегрирования. Кроме классич. механики, К. у. м. используются в статистич. физике, квант. механике, электродинамике и др. областях физики. *С. М. Targ.*

КАНОНИ́ЧЕСКИЙ АНСА́МБЛЬ ГИ́ББСА, *статистический ансамбль* для макроскопич. систем в тепловом равновесии с термостатом при пост. числе ч-ц в системе и пост. объёме. Такие системы можно рассматривать как малые части (подсистемы) статистич. ансамбля больших энергетически изолированных систем. При этом роль термостата играет вся система, кроме данной выделенной подсистемы. Введён амер. физиком Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1901 как одно из осн. понятий *статистической физики*. В К. а. Г. распределение по состояниям описывается *каноническим распределением Гиббса*.

КАНОНИ́ЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ ГИ́ББСА, распределение вероятностей состояний *статистического ансамбля* систем, к-рые находятся в тепловом равновесии со средой (термостатом) и могут обмениваться с ней энергией при пост. объёме и пост. числе ч-ц (т. е. статистич. распределение для *канонического ансамбля Гиббса*). Установлено Дж. У. Гиббсом (1901) как фундам. закон *статистической физики* и обобщён в 1927 Дж. фон Нейманом (Германия) для квант. статистики.

Согласно К. р. Г., ф-ция распределения, определяющая вероятность микроскопич. системы, равна:

$$f(p, q)=Z^{-1}e^{-H(p, q)/kT},$$

где T — абс. темп-ра, $H(p, q)$ — Гамильтона функция системы, (p, q) — обобщённые координаты (q) и импульсы (p) всех ч-ц системы, Z — *статистический интеграл*, определяемый из условия нормировки функции f и равный:

$$Z=\frac{1}{N!\,h^{3N}}\int e^{-H(p, q)/kT}dpdq.$$

К. р. Г. можно вывести из *микроканонического распределения Гиббса*, если рассматривать совокупность данной системы и термостата как одну большую замкнутую изолированную систему и применить к ней микроканонич. распределение. Оказывается, что её малая подсистема обладает К. р. Г., к-рое можно найти интегрированием по всем фазовым переменным термостата (теорема Гиббса).

В квантовой статистике статистич. ансамбль характеризуется распределением вероятностей w_i квант. состояний системы с энергией $\mathcal{E}_i$. Условие нормировки вероятности в квант. случае имеет вид $\Sigma_i w_i=1$. Для всех *Гиббса распределений* в квант. случае w_i зависит лишь от уровней энергии $\mathcal{E}_i$ всей системы: $w_i=Z^{-1}e^{-\mathcal{E}_i/kT}$, где Z — *статистическая сумма*, определяемая из условия нормировки и равная:

$$Z=\Sigma_i e^{-\mathcal{E}_i/kT}.$$

К. р. Г. в квант. случае можно также представить с помощью матрицы плотности $\rho=Z^{-1}e^{-H/kT}$, где H — оператор Гамильтона системы. К. р. Г. для квант. систем, как и для классических, можно вывести из микроканонич. распределения на основе теоремы Гиббса.

К. р. Г. как для классич., так и для квант. систем позволяет вычислить свободную энергию (*Гельмгольца энергию*) $F=-kT\ln Z$, где Z — статистич. сумма или интеграл. По найденной свободной *энергии* можно определить все др. *потенциалы термодинамические*.

Д. Н. Зубарев.

КАО́НЫ, то же, что *К-мезоны*.

КАПИЛЛЯ́РНАЯ КОНДЕНСА́ЦИЯ, *конденсация* пара в капиллярах и микротрещинах пористых тел, а также в промежутках между тесно сближенными тв. ч-цами или телами. Необходимое условие К. к.— *смачивание* жидкостью поверхности тела (ч-ц). К. к. начинается с *адсорбции* молекул пара поверхностью конденсации и образования менисков жидкости. Т. к. имеет место смачивание, форма менисков в капиллярах вогнутая и давление насыщ. пара над ними p согласно *Кельвина уравнению* ниже, чем давление насыщ. пара p_0 над плоской поверхностью. Таким образом, К. к. происходит при более низких, чем p_0 давлениях. Объём жидкости, сконденсировавшейся в порах, достигает предельной величины при $p=p_0$. В этом случае поверхность раздела жидкость — газ имеет нулевую кривизну (плоскость, катеноид).

Сложная капиллярная структура пористого тела может служить причиной капиллярного гистерезиса — зависимости кол-ва сконденсировавшейся в капиллярах жидкости не только от p, но и от предыстории процесса, т. е. от того, как было достигнуто данное состояние: в процессе конденсации или же в ходе испарения жидкости.

К. к. увеличивает поглощение (*сорбцию*) паров пористыми телами, в особенности вблизи точки насыщения паров. Процесс используется для улавливания жидкостей тонкопористыми телами (сорбентами) и играет большую роль в процессах сушки, удержания влаги почвами, строительными и др. пористыми материалами (см. *Капиллярные явления*).

Н. В. Чураев.

КАПИЛЛЯ́РНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ, разность давлений по обе стороны искривлённой поверхности раздела фаз (жидкость — пар или двух жидкостей), вызванная поверхностным (межфазным) натяжением. См. *Капиллярные явления*.

КАПИЛЛЯ́РНЫЕ ВО́ЛНЫ, малой длины *волны на поверхности жидкости*. В восстановлении равновесного состояния поверхности жидкости при К. в. осн. роль играют силы поверхностного натяжения.

КАПИЛЛЯ́РНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ, физ. явления, обусловленные *поверхностным натяжением* на границе раздела несмешивающихся сред. К К. я. относят обычно явления в жидких средах, вызванные искривлением их поверхности, граничащей с др. жидкостью, газом или собственным паром.

Искривление поверхности ведёт к появлению в жидкости дополнит. капиллярного давления Δp, величина к-рого связана со ср. кривизной r поверхности ур-нием Лапласа: $\Delta p=p_1-p_2=2\sigma_{12}/r$, где σ_{12} — поверхностное натяжение на границе двух сред; p_1 и p_2 — давления в жидкости 1 и контактирующей с ней среде (*фазе*) 2. В случае вогнутой поверхности жидкости ($r<0$) $p_1<p_2$ и $\Delta p<0$. Для выпуклых поверхностей ($r>0$) $\Delta p>0$. Капиллярное давление создаётся силами поверхностного натяжения, действующими по касательной к поверхности раздела. Искривление поверхности раздела ведёт к появлению составляющей, направленной внутрь объёма одной из контактирующих фаз. Для плоской поверхности раздела ($r=\infty$) такая составляющая отсутствует и $\Delta p=0$.

К. я. охватывают разл. случаи равновесия и движения поверхности жидкости под действием сил *межмолекулярного взаимодействия* и внеш. сил (в первую очередь, силы тяжести). В простейшем случае, когда внеш. силы отсутствуют или скомпенсированы, поверхность жидкости всегда искривлена. Так, в условиях невесомости ограниченный объём жидкости, не соприкасающейся с др. телами, принимает под действием поверхностного натяжения форму шара (см. ст. *Капля*). Эта форма отвечает устойчивому равновесию жидкости, поскольку шар обладает мин. поверхностью при данном объёме и, следовательно, поверхностная энергия жидкости в этом случае минимальна. Форму шара жидкость принимает и в том случае, если она находится в другой, равной по плотности жидкости (действие силы тяжести компенсируется архимедовой выталкивающей силой).

Св-ва систем, состоящих из мн. мелких капель или пузырьков (эмульсии, жидкие аэрозоли, пены), и условия их образования во многом определяются кривизной поверхности ч-ц, то есть К. я. Не меньшую роль К. я. играют и при образовании новой фазы: капелек жидкости при *конденсации* паров, пузырьков пара при кипении жидкостей, зародышей тв. фазы при *кристаллизации*.

При контакте жидкости с тв. телами на форму её поверхности существенно влияют явления *смачивания*, обусловленные вз-ствием молекул жидкости и тв. тела. На рис. 1 показан профиль поверхности жидкости, смачивающей стенки сосуда. Смачивание означает, что жидкость сильнее

вз-ствует с поверхностью тв. тела (капилляра, сосуда), чем находящийся над ней газ. Силы притяжения, действующие между молекулами тв. тела и жидкости, заставляют её подниматься по стенке сосуда, что приводит к искривлению примыкающего к стенке участка поверхности. Это создаёт отрицат. (капиллярное) давление, к-рое в каждой точке искривлённой

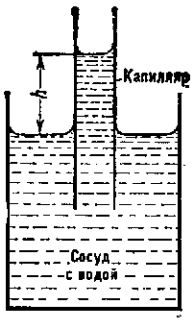


Рис. 1. Капиллярное поднятие жидкости, смачивающей стенки (вода в стеклянном сосуде и капилляре).

поверхности в точности уравновешивает дополнит. давление, вызванное подъёмом уровня жидкости. Гидростатическое давление в объёме жидкости при этом изменений не претерпевает.

Если сближать плоские стенки сосуда т. о., чтобы зоны искривления начали перекрываться, то образуется вогнутый *мениск* — полностью искривлённая поверхность. В жидкости под мениском капиллярное давление отрицательно, под его действием жидкость всасывается в щель до тех пор, пока вес столба жидкости (высотой h) не уравновесит действующее капиллярное давление Δp. В состоянии равновесия $(\rho_1-\rho_2)gh=\Delta p=2\sigma_{12}/r$, где ρ_1 и ρ_2 — плотность жидкости 1 и газа 2; g — ускорение свободного падения. Это выражение, известное как ф-ла Жюрена, определяет высоту h капиллярного поднятия жидкости, полностью смачивающей стенки капилляра. Жидкость, не смачивающая поверхность, образует выпуклый мениск, что вызывает её опускание в капилляре ниже уровня свободной поверхности ($h<0$).

Капиллярное впитывание играет существ. роль в водоснабжении растений, передвижении влаги в почвах и др. пористых телах. Капиллярная пропитка разл. материалов широко применяется в процессах хим. технологии.

Искривление свободной поверхности жидкости под действием внеш. сил обусловливает существование т. н. капиллярных волн («ряби» на поверхности жидкости). К. я. при движении жидких поверхностей раздела рассматривает физ.-хим. *гидродинамика*.

Движение жидкости в капиллярах может быть вызвано разностью капиллярных давлений, возникающей в результате разл. кривизны поверхности жидкости. Поток жидкости направлен в сторону меньшего давления: для смачивающих жидкостей — к мениску с меньшим радиусом кривизны (рис. 2, *а*).

Пониженное, в соответствии с *Кельвина уравнением*, давление пара над смачивающими менисками явл. причиной *капиллярной конденсации* жидкостей в тонких порах.

Отрицательное капиллярное давление оказывает стягивающее действие на ограничивающие жидкость стенки

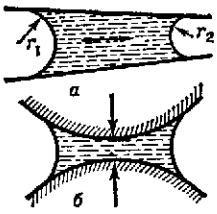


Рис. 2. *а* — перемещение жидкости в капилляре под действием разности капиллярных давлений ($r_1>r_2$); *б* — стягивающее действие капиллярного давления (напр., в капилляре с эластичными стенками).

(рис. 2, *б*). Это может приводить к значит. объёмной деформации высокодисперсных систем и пористых тел — *капиллярной контракции*. Так, напр., происходящий рост капиллярного давления при высушивании приводит к значит. усадке материалов.

Многие св-ва дисперсных систем (проницаемость, прочность, поглощение жидкости) в значит. мере обусловлены К. я., т. к. в тонких порах этих тел реализуются высокие капиллярные давления.

К. я. впервые были открыты и исследованы Леонардо да Винчи (1561), Б. Паскалем (17 в.) и Дж. Жюреном (Джурин, 18 в.) в опытах с капиллярными трубками. Теория К. я. развита в работах П. Лапласа (1806), Т. Юнга (Янг, 1805), Дж. У. Гиббса (1875) и И. С. Громеки (1879, 1886).

● Адам Н. К., Физика и химия поверхностей, пер. с англ., М., 1947; Громека И. С., Собр. соч., М., 1952.

Н. В. Чураев.

КАПИЦЫ ЗАКО́Н, эмпирич. правило, согласно к-рому электрич. сопротивление поликристаллич. образцов *металлов* в сильном магн. поле растёт пропорц. напряжённости магнитного поля. Установлен П. Л. Капицей в 1928 для Cu, Au и Ag. Нашёл объяснение в теории *гальваномагнитных явлений*.

КАПИЦЫ СКАЧО́К ТЕМПЕРАТУ́РЫ, открытое П. Л. Капицей (1941) явление в сверхтекучем жидком гелии, состоящее в том, что при передаче теплоты от тв. тела к жидкому гелию на границе раздела возникает разность темп-р ΔT. В дальнейшем было установлено, что К. с. т.— общее физ. явление при низких темп-рах: он возникает на границе раздела любых разнородных сред (из к-рых, по крайней мере, одна — диэлектрик) при наличии теплового потока через границу (из одной среды в другую). Скачок темп-ры ΔT прямо пропорц. плотности теплового потока Q и обратно пропорц. T^3:

$$\Delta T = RQ = \frac{A}{T^3}Q,$$

где коэфф. A зависит от упругости находящихся в контакте в-в, а также от термич. и механич. обработки поверхности.

На границе отожжённая медь — жидкий ^{4}He при темп-ре 0,1 К и $Q=10^{-4}$ Вт/м^2 $\Delta T=2{,}4\cdot10^{-3}$ К. Т. о., $R=2{,}4\cdot10^{-2}/T^3$ (м$^2\cdot$К/Вт). Для др. металлов (при тех же условиях) R имеет близкие значения. Величина R наз. сопротивлением Капицы или граничным тепловым сопротивлением.

Теоретически показано (И. М. Халатников, 1952), что при низких темпрах теплообмен между жидкостью и тв. телом осуществляется посредством тепловых *фононов*, а К. с. т. на границе возникает из-за различия акустич. импедансов двух сред. К. с. т. препятствует охлаждению тел до сверхнизких темп-р.

● Капица П. Л., Исследование механизма теплопередачи в гелии II, «ЖЭТФ», 1941, т. 11, в. 1, с. 1; Халатников И. М., Теплообмен между твердым телом и гелием II, там же, 1952, т. 22, в. 6, с. 687; Harrison J. P., Reviw Paper. Heat transfer between liquid helium and solids below 100 mK, «J. Low Temp. Phys.», 1979, v. 37, № 5/6, p. 467.

К. Н. Зиновьева.

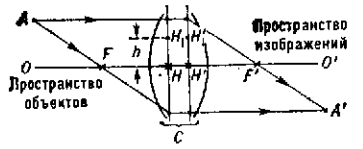
КА́ПЛЯ, небольшой объём жидкости, ограниченный в состоянии равновесия поверхностью вращения. К. образуются при медленном истечении жидкости из небольшого отверстия или стекании её с края поверхности, при распылении жидкости и эмульгировании, а также при *конденсации* пара на тв. несмачиваемых поверхностях и в газовой среде на центрах конденсации.

Форма К. определяется действием *поверхностного натяжения* и внеш. сил (напр., силы тяжести). Микроскопич. К., для к-рых сила тяжести не играет большой роли, а также К. в условиях *невесомости* имеют форму шара. Крупные К. в земных условиях имеют форму шара только при равенстве плотностей К. и окружающей среды. Падающие дождевые К. под действием силы тяжести, давления встречного потока воздуха и поверхностного натяжения сплюснуты с одной стороны. На смачиваемых поверхностях К. растекаются, на несмачиваемых — принимают форму сплюснутого шара (см. *Смачивание*). Форма и размер К., вытекающих из капиллярной трубки, зависит от её диаметра, поверхностного натяжения σ и плотности жидкости, что позволяет по весу капель определять σ.

● Гегузин Я. Е., Капля, М., 1973.

КАРДИНА́ЛЬНЫЕ ТО́ЧКИ оптической системы, точки на оптич. оси OO' (рис.) центрированной оптич. системы, с помощью к-рых может быть построено изображение произвольной точки пр-ва объектов в параксиальной области. Параксиальной наз. область около оси симметрии оптич. системы, где точка изображается точкой, прямая — прямой, а плоскость — плоскостью. К. т. оптич. системы служат четыре точки (рис.): передний F и задний F' фокусы, передняя H и задняя H' главные точки. З а д н и й

фокус явл. изображением бесконечно удалённой точки, расположенной на оптич. оси в пр-ве объектов, а передний фокус — изображением в пр-ве объектов бесконечно удалённой точки пр-ва изображений. Главные точки — это точки пересечения с оптич. осью главных плоскостей — плоскостей, взаимное изображение к-рых оптич. си-



стема C даёт в натуральную величину (всякая точка H_1, расположенная в главной плоскости HH_1 на расстоянии h от оси OO', изображается в др. главной плоскости $H'H_1'$ точкой H_1' на том же расстоянии h от оси, что и точка H_1).

Расстояние от точки H до точки F наз. передним фокусным расстоянием (отрицательным на рисунке, т. к. направление от H до F против хода световых лучей), а расстояние от точки H' до точки F' — задним фокусным расстоянием (положительным на рисунке, т. к. направление от H' до F' совпадает с ходом лучей).

Построение изображения A' произвольной точки A центрированной оптич. системой с помощью К. т. показано на рисунке. Луч, проходящий через передний фокус F, направляется системой параллельно её оптической оси OO', а луч, падающий параллельно OO' после преломления в системе, проходит через её задний фокус F'.

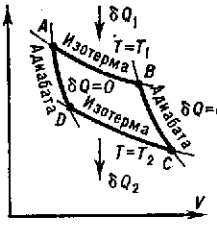
● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., [ч. 1], М.—Л., 1948.

Г. Г. Слюсарев.

КАРНО́ ТЕОРЕ́МА, теорема о макс. *коэффициенте полезного действия* тепловых двигателей (франц. физика Н. Л. С. Карно, N. L. S. Carnot; 1824): кпд $\eta=(T_1-T_2)/T_1$ *Карно цикла* максимален и не зависит от природы рабочего в-ва и конструкции идеального теплового двигателя, он определяется только темп-рами нагревателя T_1 и холодильника T_2. К. т. сыграла важную роль в установлении *второго начала термодинамики*.

КАРНО́ ТЕОРЕ́МА в теории удара, теорема о потере кинетич. энергии при абсолютно неупругом ударе. Названа по имени франц. математика Л. Н. Карно (L. N. Carnot). Кинетич. энергия, потерянная системой при ударе, равна той кинетич. энергии, к-рую имела бы система, если бы её точки двигались с т. н. потерянными скоростями, т. е. $T_0-T_1=\frac{1}{2}\Sigma_i m_i(v_{0i}-v_{1i})^2$, где $T_0=\frac{1}{2}\Sigma_i m_i v_{0i}^2$ и $T_1=\frac{1}{2}\Sigma_i m_i v_{1i}^2$— кинетич. энергия системы соотв. в начале и в конце удара, m_i — масса i-той точки системы, v_{0i} и v_{1i} — скорости i-той точки в начале и в конце удара, $(v_{0i}-v_{1i})$ — т. н. потерянная скорость точки. К. т. явл. прямым следствием применения к явлению неупругого удара законов сохранения импульсов и энергии для изолированной механич. системы. В ряде случаев К. т. позволяет определить скорости тел в конце неупругого удара.

КАРНО́ ЦИКЛ, обратимый *круговой процесс*, в к-ром совершается превращение теплоты в работу (или работы в теплоту). К. ц. состоит из последовательно чередующихся двух изотермич. и двух адиабатич. процессов, осуществляемых с рабочим телом (напр., паром). Впервые рассмотрен франц. физиком Н. Л. С. Карно (1824) как идеальный рабочий цикл теплового двигателя, совершающего работу за счёт теплоты, подводимой к рабочему телу в изотермич. процессе. Рабочее тело последовательно находится в тепловом контакте с двумя тепловыми резервуарами (имеющими постоянные темп-ры) — нагревателем (с темп-рой T_1) и холодильником



Цикл Карно на диаграмме $p-V$ (давление — объём). δQ_1 — кол-во теплоты, получаемой рабочим телом от нагревателя, δQ_2—кол-во теплоты, отдаваемой им холодильнику. Площадь, ограниченная изотермами и адиабатами, численно равна работе цикла Карно.

(с $T_2<T_1$). Превращение теплоты в работу сопровождается переносом рабочим телом определ. кол-ва теплоты от нагревателя к холодильнику. К. ц. осуществляется след. образом (рис.): рабочее тело (напр., пар в цилиндре под поршнем) при темп-ре T_1 приводится в соприкосновение с нагревателем и изотермически получает от него кол-во теплоты δQ_1 (при этом пар расширяется и совершает работу). На рисунке этот процесс изображён отрезком изотермы AB. Затем рабочее тело, расширяясь адиабатически (по адиабате BC), охлаждается до темп-ры T_2 и приводится в тепловой контакт с холодильником. При этой темп-ре, сжимаясь изотермически (отрезок CD), рабочее тело отдаёт кол-во теплоты δQ_2 холодильнику. Завершается К. ц. адиабатным процессом (отрезок DA), возвращающим рабочее тело в исходное термодинамич. состояние. При пост. разности темп-р (T_1-T_2) между нагревателем и холодильником рабочее тело совершает за один К. ц. работу $\delta A=\delta Q_1-\delta Q_2=\frac{T_1-T_2}{T_1}\delta Q_1$. Эта работа численно равна площади $ABCD$, ограниченной отрезками изотерм и адиабат, образующих К. ц.

К. ц. обратим и его можно осуществить в обратной последовательности (в направлении $ADCBA$). При этом кол-во теплоты δQ_2 отбирается у холодильника и передаётся нагревателю за счёт затраченной работы δA. Тепловой двигатель работает в этом режиме как идеальная холодильная машина.

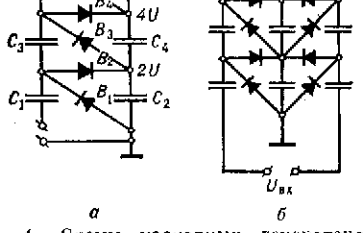
К. ц. имеет наивысший кпд $\eta=\delta A/\delta Q_1=(T_1-T_2)/T_1$ среди всех возможных циклов, осуществляемых в одном и том же температурном интервале (T_1-T_2) (см. *Карно теорема*). В этом смысле кпд К. ц. служит мерой эффективности др. рабочих циклов.

Исторически К. ц. сыграл важную роль в развитии термодинамики и теплотехники. С его помощью была доказана эквивалентность формулировок К. Клаузиуса и У. Томсона (Кельвина) *второго начала термодинамики*; К. ц. был применён для определения абс. термодинамич. шкалы темп-р (см. *Температурные шкалы*); часто использовался для вывода разл. термодинамич. соотношений (напр., *Клапейрона — Клаузиуса уравнение*).

● Ферми Э., Термодинамика, пер. с англ., Хар., 1969; Кричевский И. Р., Понятия и основы термодинамики, М., 1962; Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955.

КАСА́ТЕЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ, составляющая *ускорения*, направленная по касательной к траектории.

КАСКА́ДНЫЙ ГЕНЕРА́ТОР, устройство, преобразующее низкое перем. напряжение в высокое пост. напряжение. В отд. каскадах перем. напряжения выпрямляются, а выпрямленные напряжения включаются последовательно и суммируются. Связь каскадов с источниками питания осуществляется через ёмкости или посредством взаимной индукции. Питание каскадов может быть как последо-



а *б*

Рис. 1. Схемы каскадных генераторов с последоват. питанием на ёмкостях: *а* — несимметричная (генератор Кокрофта — Уолтона); *б* — симметричная (генератор Халперна); *С* — ёмкости; *В* — электрич. вентили.

вательным, так и параллельным. Среди ёмкостных К. г. с последоват. питанием наиболее распространены генератор Кокрофта — Уолтона (впервые построен в 1932 англ. учёными Дж. Кокрофтом и Э. Уолтоном, рис. 1, *а*) и симметричный генера-

ратор Халлерна (1955) (рис. 1, *б*). На каждом конденсаторе C_2, C_4, C_6, C_8 создаётся пост. разность потенциалов, равная удвоенной амплитуде входного напряжения $U_{вх}$, а благодаря последоват. соединению конденсаторов выходное напряжение $U_{вых}$ равно сумме этих разностей потенциалов. Число каскадов ограничено ростом падения напряжения под

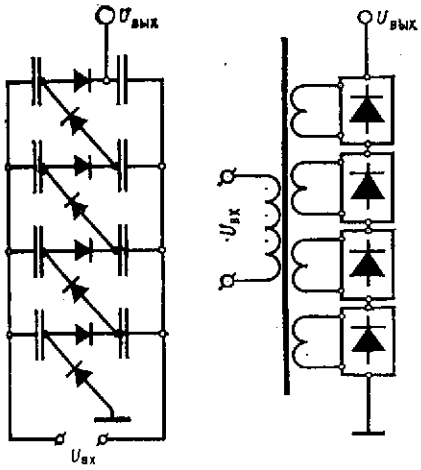


Рис. 2. Схемы генераторов с параллельным питанием каскадов: слева — с ёмкостной, справа — с индуктивной связью.

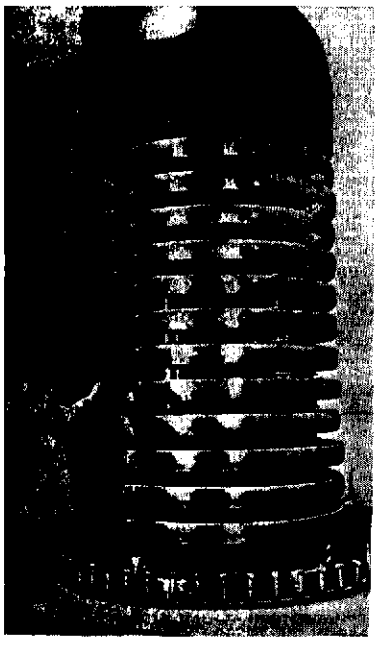


Рис. 3. Каскадный генератор на напряжение 2,5 МВ мощностью 26 кВт (СССР).

нагрузкой (пропорц. третьей степени числа каскадов). Распространены также К. г. с параллельным питанием с ёмкостной (рис. 2, слева) и с индуктивной (рис. 2, справа) связью. Кпд К. г. 70—80%, а у мощных К. г. с кремниевыми электрич. вентилями может превышать 90%. Максимально достигнутое напряжение и мощность у ёмкостных К. г. ~5 МВ и 200 кВт, у К. г. с индуктивной связью 3 МВ и 100 кВт. В СССР разработаны ёмкостные К. г. с напряжением до 2,5 МВ (рис. 3). Традиц. область применения К. г.— электрофиз. аппаратура, и в первую очередь *высоковольтные ускорители* большой мощности. К. г. применяются также в электротехнике, рентг. аппаратуре, электронной микроскопии и др.

● Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; Альбертинский Б. И., Свиньин М. П., Каскадные генераторы, М., 1980.
М. П. Свиньин.

КАТАДИОПТРИКА (от греч. katoptrikós — зеркальный, отражённый в зеркале и dioptrikós — относящийся к прохождению света сквозь прозрачную среду), историческое, ныне устар., название раздела *геометрической оптики*, в к-ром рассматривались оптич. системы, включавшие как зеркала, так и элементы с преломляющими свет поверхностями (*линзы* и др.), напр. *зеркально-линзовые системы*.

КАТО́Д (от греч. káthodos — ход вниз, возвращение; термин предложен англ. физиком М. Фарадеем в 1834), 1) отрицательный электрод электровакуумного или газоразрядного прибора, служащий источником эл-нов, к-рые обеспечивают проводимость межэлектродного пр-ва в вакууме или в газе. В зависимости от механизма испускания эл-нов различают *термоэлектронные катоды*, *фотокатоды* и холодные К. 2) Отрицательный электрод источника тока (гальванич. элемента, аккумулятора и др.). 3) Электрод электролитич. ванны, электрич. дуги и др. подобных устройств, присоединяемый к отрицат. полюсу источника тока.

КАТО́ДНОЕ ПАДЕ́НИЕ потенциала, разность потенциалов между катодом *электрического разряда в газе* и столбом плазмы. Чаще всего К. п. обусловлено избытком положит. ионов у катода, образующим положит. пространств. заряд, к-рый экранирует катод. Однако в нек-рых видах несамостоят. электрич. тока в газе при интенсивной *электронной эмиссии* из катода возникает К. п., создаваемое отрицат. пространств. зарядом (избыток эл-нов); такое К. п. ограничивает эмиссию и препятствует дальнейшему увеличению пространств. заряда.

В зоне К. п. идут процессы первичной генерации эл-нов, обеспечивающие протекание электрич. тока в газе: разл. эмиссии с поверхности катода (*автоэлектронная эмиссия*, *термоэлектронная эмиссия*, *взрывная электронная эмиссия* и т. п.), формирование слоя, ускорение эл-нов, *ионизация* и т. д. Энергия, необходимая для протекания этих процессов, черпается за счёт К. п., изменяющегося в зависимости от условий разряда от неск. В до 1 кВ. Отличия между разными формами газового разряда обусловлены в первую очередь особенностями и различиями этих прикатодных процессов. Конкретная величина К. п. зависит от рода газа, материала и формы катода и состояния его поверхности. К. п. не зависит от расстояния между электродами и от величины разрядного тока в широком интервале значений последнего.

КАТО́ДНОЕ ПЯТНО́, ярко светящееся пятно на поверхности катода. Возникает при переходе *тлеющего разряда* к *дуговому разряду* вследствие изменения осн. механизма генерации эл-нов: в простейшем случае *автоэлектронная эмиссия* сменяется *термоэлектронной эмиссией*, зона эмиссии практически со всей поверхности катода стягивается в малое К. п., темп-ра в области к-рого резко увеличивается и достигает значений темп-ры плавления или возгонки. В зависимости от материала и геометрии катода и величины тока, помимо термоэмиссии, возможны и др. механизмы при переходе тлеющего разряда к дуговому (напр., *взрывная электронная эмиссия*, *плазменный катод*).
В. И. Колесников.

КАТО́ДНОЕ РАСПЫЛЕ́НИЕ, разрушение тв. тел при бомбардировке их поверхности атомами, ионами и нейтронами (впервые наблюдалось как разрушение катода в газовом разряде). Продукты распыления — атомы, положит. и отрицат. ионы, а также

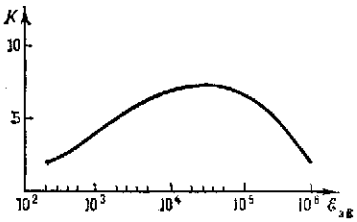


Рис. 1. Зависимость коэфф. распыления K меди при облучении её пучком ионов Ar^+ от энергии ионов $\mathcal{E}$.

нейтр. и понизиров. ат. комплексы (кластеры). Скорость К. р. характеризуют коэфф. распыления K — число ч-ц, испущенных мишенью, приходящихся на одну бомбардирующую ч-цу. При энергиях $\mathcal{E}$ бомбардирующих ч-ц ниже определ. порога $\mathcal{E}_п$ $K=0$. При $\mathcal{E} > \mathcal{E}_п$ K возрастает, проходит через максимум (положение к-рого зависит от рода бомбардирующих ч-ц и в-ва мишени) и убывает (рис. 1). Зависимость K от ат. номера атомов мишени Z показана на рис. 2. Величина K зависит также от угла ϑ падения ч-ц на мишень; при увеличении ϑ K растёт, проходит через максимум и затем убывает. В случае монокрист. мишеней на фоне возрастания К. р. наблюдаются резкие его уменьшения, когда направления бомбардировки становятся параллельными кристаллографич. осям либо плоскостям с ма-

лыми *индексами кристаллографическими* (рис. 3). К. р. может зависеть также от состояния поверхности (размеров зёрен, *текстуры* и др.). В случае поликрист. и аморфных мишеней угл. распределение распылённого в-ва широкое. Если $\mathcal{E}$ не слишком мала, то угл. распределение слабо зависит от сорта ч-ц, их энергии, направления бомбардировки и соответствует закону косинуса (число распылённых ч-ц пропорц. cos угла их вылета). При высоких энергиях угл. распределение

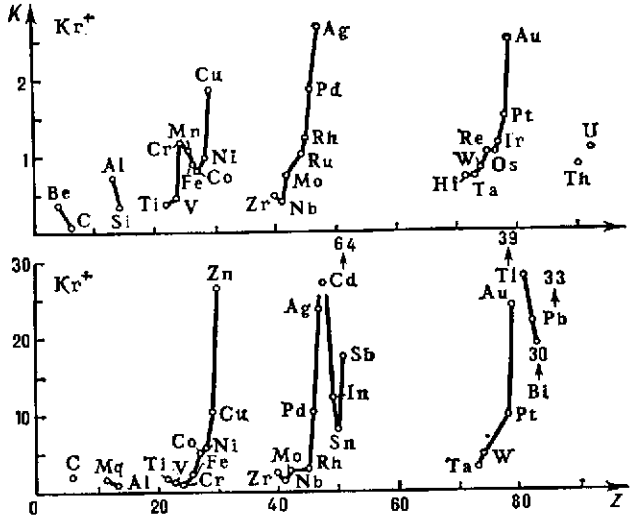


Рис. 2. Зависимость коэфф. распыления K от Z материала мишени в случае ионов Kr+ с энергией 400 эВ (вверху) и с энергией 45 кэВ (внизу).

более узкое, а при низких более широкое, чем даваемое законом косинуса. В случае монокрист. мишеней наблюдается преимуществ. выход распылённого в-ва вдоль плотно упакованных осей мишени (эффект Венера).

Энергетич. спектр распылённых ч-ц широкий. Ср. энергии распылённых ч-ц тем меньше, чем больше коэфф.

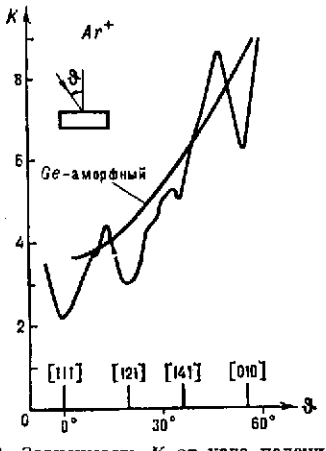


Рис. 3. Зависимость K от угла падения ϑ в случае крист. и аморфной германиевых мишеней, бомбардируемых ионами Ar+ с энергией 30 кэВ.

распыления. Для монокрист. мишеней ср. энергия распылённых ч-ц также зависит от кристаллографич. направления.

При бомбардировке атомами и ионами на поверхности мишени выявляются т. н. фигуры травления. Если облучение производится ионами газа, то в приповерхностном слое мишени могут образовываться пузырьки газа, что приводит к вспучиванию поверхности (блистеринг).

К. р. используется для обработки поверхностей, в т. ч. и для получения атомно-чистых поверхностей, для анализа поверхностей методами ионно-ионной эмиссии, для получения тонких плёнок.

● Плешивцев Н. В., Катодное распыление, М., 1968; Behrisch R., Sputtering by particle bombardment, B.—Hdlb.—N. Y., 1981.

В. А. Молчанов.

КАТО́ДНОЕ ТЁМНОЕ ПРОСТРА́НСТВО, одна из осн. частей *тлеющего разряда*, в к-рой происходит ускорение эл-нов сильным электрич. полем.

КАТО́ДНЫЕ ЛУЧИ́, поток эл-нов в *тлеющем разряде* столь низкого давления, что значит. часть эл-нов, ускоряясь в области катодного тёмного пр-ва, проходит практически весь разрядный промежуток. При падении на стеклянную стенку прибора К. л. вызывают флюоресценцию стекла. Термин «К. л.» почти не применяется.

КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возникающая при возбуждении люминофора электронным пучком (катодными лучами); один из видов радиолюминесценции. Способностью к К. обладают газы, мол. кристаллы, органич. люминофоры, *кристаллофосфоры*, однако только кристаллофосфоры стойки к действию электронного пучка и дают достаточную яркость свечения и поэтому применяются в качестве катодолюминофоров.

К. возбуждается уже при энергиях эл-нов, в 1,5 раза превышающих *ионизационный потенциал* атомов кристаллофосфора, однако для возбуждения К. обычно применяют пучки эл-нов с энергией выше 100 эВ. Эл-ны таких энергий преодолевают потенц. барьер, связанный с поверхностным зарядом кристалла, и выбивают вторичные эл-ны, к-рые в свою очередь ионизуют др. атомы крист. решётки люминофора. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия вырывасмых эл-нов достаточна для ионизации атомов. Образовавшиеся в результате ионизации *дырки* мигрируют по решётке и могут передаваться *центрам люминесценции*. При рекомбинации на этих центрах дырок и эл-нов и возникает К. Спектр К. аналогичен спектру *фотолюминесценции*, её кпд обычно составляет 1—10% от энергии электронного пучка, осн. часть к-рой переходит в теплоту.

К. применяется в вакуумной электронике (свечение экранов телевизоров, разл. осциллографов, электронно-оптич. преобразователей и т. д.). Явление К. положено в основу создания *лазеров*, возбуждаемых электронным пучком.

● Москвин А. В., Катодолюминесценция, ч. 1—2, М.—Л., 1948—49; Электронно-лучевые трубки и индикаторы, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1949—50.

Э. А. Свириденков.

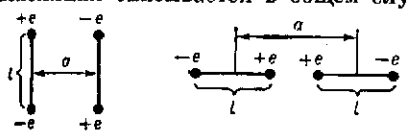
КАТОПТРИКА (от греч. katoptrikós — зеркальный, отражённый в зеркале), историческое, ныне устар. название раздела *геометрической оптики*, в к-ром рассматривались оптич. св-ва отражающих поверхностей (*зеркал оптических*) и систем зеркал.

КАУСТИ́ЧЕСКАЯ ПОВЕ́РХНОСТЬ (от греч. kaustikós — палящий) в оптике, поверхность, огибающая семейство световых *лучей*, испущенных светящейся точкой и прошедших через оптич. систему. Иначе, К. п.— поверхность, в каждой точке к-рой пересекаются после преломлений на границах оптич. сред системы два луча, расходящиеся от светящейся точки под очень малым углом. К. п. хорошо видна в задымлённой среде, т. к. на ней концентрируется световая энергия. По св-вам симметрии К. п. можно классифицировать *аберрации оптических систем*. Напр., осесимметричная К. п. соответствует *сферической аберрации*, К. п., симметричная относительно к.-л. меридиональной плоскости,— *коме*. У безаберрац. оптич. систем К. п. обращается в точку — изображение точечного источника.

КАЧЕСТВЕ́ННЫЙ СПЕКТРА́ЛЬНЫЙ АНА́ЛИЗ, анализ хим. состава в-ва (без определения концентраций) по его спектру путём его сопоставления с известными спектрами в-в. Атомный К. с. а. осуществляется с помощью таблиц и атласов, молекулярный — преим. на ЭВМ, в память к-рых введены спектр. данные мн. в-в. К К. с. а. относится и анализ структуры молекул по спектрам. См. *Спектральный анализ*.

КВАДРУПО́ЛЬ (от лат. quadrum — четырёхугольник, квадрат и греч. pólos — полюс), электрически нейтральная система заряж. ч-ц, к-рую можно рассматривать как совокупность двух *диполей* с равными по величине, но противоположными по знаку дипольными моментами, расположенных на нек-ром расстоянии a друг от друга (рис.). Осн. хар-ка К.— его квадрупольный момент Q (для К., изображённых на рисунке, $Q=2ela$, где e — абс. величина электрич. заряда, l — размер диполей).

На больших расстояниях R от К. напряжённость электрического поля E убывает обратно пропорц. R^4, а зависимость E от зарядов и их расположения описывается в общем слу-



Примеры относит. расположения диполей в квадруполе.

чае набором из пяти независимых величин, к-рые вместе составляют квадрупольный момент системы. Квадрупольный момент определяет также энергию К. во внешнем, медленно меняющемся электрич. поле. К. явл. *мультиполем* 2-го порядка.

КВАДРУПО́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, взаимодействие систем заряж. ч-ц, обусловленное наличием у этих систем квадрупольного момента (см. *Квадруполь*). Если электрич. заряд или *дипольный момент* систем отличны от нуля, то К. в. можно пренебречь, т. к. оно по порядку величины значительно меньше электростатич. и дипольного вз-ствий.

К. в. существенно для вз-ствия атомов на больших расстояниях, если квадрупольный момент обоих атомов отличен от нуля. Энергия К. в. атомов (не обладающих электрич. дипольным моментом) убывает с увеличением расстояния R пропорц. $1/R^5$, в то время как энергия вз-ствия дипольных моментов, наводимых в этих атомах вследствие их взаимной *поляризуемости*, меняется с расстоянием пропорц. $1/R^6$. Поэтому К. в. атомов на больших расстояниях оказывается доминирующим. Квадрупольные моменты атомов могут быть рассчитаны методами квант. механики.

Квадрупольным моментом обладают мн. ат. ядра, распределение электрич. заряда в к-рых не обладает сферич. симметрией (см. *Квадрупольный момент ядра*). К. в. играет большую роль в яд. физике при возбуждении ядер с нулевым дипольным моментом кулоновским полем налетающих на ядра заряж. ч-ц. *Г. Я. Мякишев*

КВАДРУПО́ЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, излучение эл.-магн. волн, обусловленное изменением во времени электрич. квадрупольного момента (см. *Квадруполь*) излучающей системы. Излучение, возникающее при изменении магн. квадрупольного момента, наз. магн. К. и. или просто магн. излучением. См. *Мультипольное излучение*, *Излучение*.

КВАДРУПО́ЛЬНЫЕ ЛИ́НЗЫ, см. *Электронные линзы*.

КВАДРУПО́ЛЬНЫЙ КОНДЕНСА́ТОР, система четырёх электродов в виде стержней (круглого или близкого к квадратному поперечного сечения), расположенных симметрично относительно центр. оси и параллельно ей. Противоположные (относительно оси) стержни соединены попарно, между парами приложена разность потенциалов. К. к. используется как анализатор масс (см. рис. 7 в ст. *Масс-спектрометр*), для сортировки атомов и молекул по энергетич. состояниям (см. *Молекулярный генератор*) и т. д.

КВАДРУПО́ЛЬНЫЙ МАСС-СПЕКТРО́МЕТР, устройство, в к-ром разделение ионов по величине отношения массы к его заряду осуществляется в электрич. поле *квадрупольного конденсатора*. См. *Масс-спектрометр*.

КВАДРУПО́ЛЬНЫЙ МОМЕ́НТ ЯДРА́, величина, характеризующая определённого рода отклонение распределения электрич. заряда в ат. ядре произведением eQ, где e — элементарный электрич. заряд, Q—коэфф., имеющий размерность площади (обычно выражается в см^2) и равный ср. значению $\langle r^2(3\cos^2\vartheta-1)\rangle$, где r — расстояние элемента заряда от начала координат, ϑ — полярный угол соответствующего радиуса — вектора (полярная ось направлена по спину ядра). Для сферически симметричного ядра $Q=0$. Если ядро вытянуто вдоль оси симметрии, то $Q>0$, если сплюснуто, то $Q<0$. К. м. я. изменяется в широких пределах, напр. для ядра $^{17}_{8}O$ $Q=-0{,}027\cdot10^{-24}$ см^2, для ядра $^{241}_{95}Am$ $Q=4{,}9\cdot10^{-24}$ см^2. Как правило, большие К. м. я. положительны. Это означает, что при значит. отклонении от сферич. симметрии заряд ядро имеет форму вытянутого эллипсоида вращения. См. *Ядро атомное*.

В. П. Парфёнова.

КВАЗА́РЫ (англ. quasar, сокр. от quasi-stellar radiosource — квазизвёздный источник радиоизлучения), мощные внегалактич. источники эл.-магн. излучения; представляют собой активные ядра далёких галактик. Открыты в 1960 как звездообразные источники радиоизлучения с очень малыми угл. размерами (меньше 10″) и малой визуальной звёздной величиной (типичные значения $m_V\sim16$—18^m). В 1963 в спектрах К. было обнаружено значит. *красное смещение* (z) спектр. линий, указывающее на большую удалённость К. (все К. находятся дальше 200 Мпс, а у одного из К. $z=3{,}53$, т. е. он близок к границе видимой Вселенной). С учётом расстояния до К. мощность излучения типичного К. составляет в радиодиапазоне $\sim10^{43}$ эрг/с, в оптич. диапазоне $\sim10^{46}$ эрг/с, в ИК диапазоне $\sim10^{47}$ эрг/с, т. е. излучение К. в 10^3—10^4 раз превышает излучение всех звёзд крупной галактики (у К. 3С 273 обнаружено также рентг. излучение $\sim10^{46}$ эрг/с). По избыточному УФ излучению К. удаётся отличить от норм. звёзд, а по сильному ИК излучению — от *белых карликов*. К фундам. св-вам К. относится переменность их излучения в радио-, ИК- и оптическом диапазонах (наименьшая временная вариация $\tau\sim1$ ч). Поскольку размеры переменного по блеску объекта не могут превышать $c\tau$, размеры К. $\leqslant4\cdot10^{12}$ м (т. е. меньше диаметра орбиты Урана).

Физ. природа активности К. ещё до конца не раскрыта. Существует предположение, что активная фаза *ядер галактик* составляет сравнительно небольшую часть времени их существования и что эта фаза может периодически повторяться. Согласно существующим гипотезам, мощное излучение К. (как тепловое, так и синхронное) может быть обусловлено: 1) процессами в компактном ($\sim10^8$ $M_\odot$ — соли. масс) звёздном скоплении (столкновения звёзд, вспышки сверхновых, ансамбль *пульсаров*); 2) трансформацией в излучение энергии магн. полей и кинетич. энергии массивного вращающегося магнитоплазменного тела; 3) *аккрецией* в-ва на массивную *чёрную дыру*, находящуюся в центре К. Раскрытие энергетики К. внесёт, несомненно, существенный вклад в совр. физику и астрофизику. Особый интерес К. представляют как далёкие объекты, участвующие в космологич. расширении Метагалактики. Исследование пространств. распределения К. и различий в их св-вах может пролить свет на ранние стадии эволюции Вселенной (см. *Космология*).

● Бербидж Дж., Бербидж М., Квазары, пер. с англ., М., 1969; Происхождение и эволюция галактик и звезд, под ред. С. Б. Пикельнера, М., 1976; Хей Дж., Радиовселенная, пер. с англ., М., 1978.

КВАЗИВОЛНОВО́Й ВЕ́КТОР, векторная величина k, характеризующая состояние ч-цы (или *квазичастицы*) в периодич. поле крист. решётки. К. в. похож на *волновой вектор*; отличается от *квазиимпульса* p численным множителем: $k=p/\hbar$.

КВАЗИИМПУЛЬС, векторная величина p, характеризующая состояние ч-цы или *квазичастицы* (напр., эл-на) в периодич. поле крист. решётки. По своим св-вам К. похож на импульс так же, как квазиволновой вектор на волновой вектор. При столкновениях ч-ц закон сохранения К. сложнее, чем закон сохранения импульса: К. либо сохраняется, либо изменяется на дискр. величину.

КВАЗИКЛАССИ́ЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕ́НИЕ квантовой механики (Венцеля — Крамерса — Бриллюэна метод), приближённый метод решения задач квант. механики, применимый, когда и квант. и классич. описание движения ч-цы дают близкие результаты; впервые использован нем. физиком Г. Венцелем, англ. физиком Г. Крамерсом и франц. физиком Л. Бриллюэном в 1926. С точки зрения общей теории волн. полей К. п. соответствует такому описанию, при к-ром основным явл. рассмотрение лучей («геом. приближение»), а «волновые» эффекты выступают как малые по-

правки. Такое описание приемлемо, если длина волны (в квант. механике — длина *волны де Бройля*) достаточно мала — много меньше всех масштабов неоднородностей действующих на ч-цу внеш. полей. Кроме того, необходимо, чтобы длина волны медленно менялась от точки к точке. Т. к. длина волны де Бройля λ равна отношению постоянной Планка h к импульсу p, к-рый связан с полной $\mathcal{E}$ и потенциальной $U(x)$ энергиями соотношением $\mathcal{E}=p^2/2m+U(x)$ (где x — координата), К. п. применимо лишь в случаях, когда $U(x)$ меняется достаточно медленно с изменением x.

Формально К. п. сводится к вычислению *действия* S в виде разложения в ряд: $S=S_0+S_1+S_2+\ldots$, первый член к-рого не зависит от h (классич. действие S_0), второй пропорц. h, третий пропорц. h^2 и т. д. Найдя S, можно получить и волн. ф-цию ψ, равную: $\psi=\exp(2\pi iS/h)$. Обычно ограничиваются членом S_1. Получаемая при этом ψ наз. квазиклассич. волн. ф-цией, $\psi_{кп}$.

Важный частный случай — движение ч-цы в конечной области пр-ва. При таком финитном движении внутри нек-рой *потенциальной ямы* К. п. не может быть применимым везде; это ясно хотя бы из того, что, доходя до «стенки» ямы, ч-ца (на языке классич. физики) на мгновение останавливается, т. е. p обращается в нуль, а следовательно, $\lambda\to\infty$. Для окрестностей вблизи таких точек поворота нужно искать ψ на основе точного квантовомеханич. *Шрёдингера уравнения*, а затем потребовать, чтобы между $\psi_{кп}$ и ψ был непрерывный переход при приближении к точкам поворота. Оказывается, что из требований этой непрерывности и однозначности ψ без дополнит. предположений вытекают условия квантования Бора.

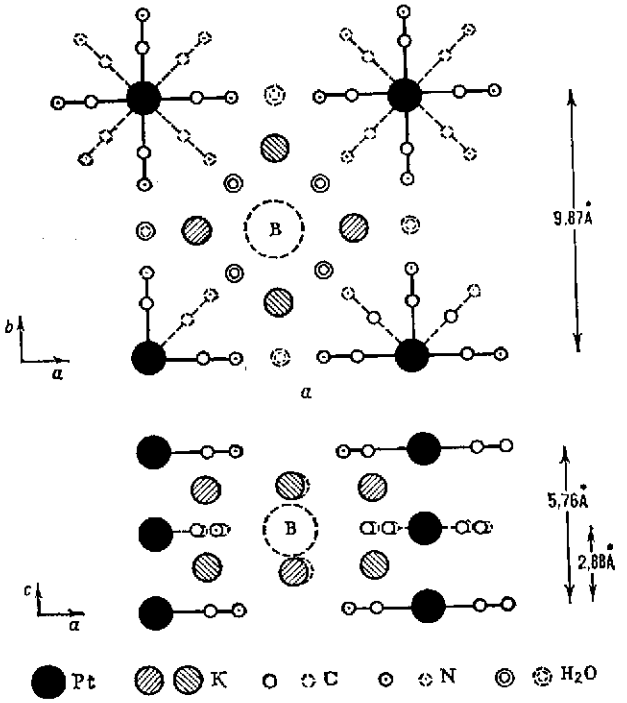
Применимость К. п. оправдана лишь при больших значениях *квантовых чисел*.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика*.

В. И. Григорьев.

КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТЬ ПЛАЗМЫ, одно из важнейших св-в *плазмы*, заключающееся в практически точном равенстве плотностей входящих в её состав положит. ионов и эл-нов. В этом случае пространств. заряды эл-нов и ионов компенсируют друг друга, так что полное поле внутри равновесной плазмы равно нулю. К. п. имеет место, если линейные размеры области, занимаемой плазмой, много больше *дебаевского радиуса экранирования* D. Вблизи границы плазмы, где более быстрые эл-ны вылетают за счёт теплового движения на длину D, К. п. может нарушаться.

КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ ПРОВОДНИКИ, кристаллич. вещества, у к-рых электропроводность вдоль избранного направления $\sigma_\parallel$ значительно превышает электропроводность $\sigma_\perp$ в перпендикулярной плоскости: $\sigma_\parallel\gg\sigma_\perp$. Такая анизотропия св-в связана с особенностями крист. строения, из-за к-рых движение эл-нов в кристалле явл. одномерным. Так, в решётке, образованной комплексами, содержащими атомы переходных металлов, напр. в кристалле $R_2Pt(CN_4)B_{0,3}\cdot 3H_2O$ (рис.), атомы Pt образуют параллельные цепочки, окружённые группами CN. Благодаря малому расстоянию (2,88 Å) между атомами Pt в цепочке электронные оболочки атомов Pt сильно перекрываются, в результате чего становится возможным переход эл-нов от одного атома Pt к другому, т. е. возможен электрич. ток вдоль цепочки. Электропроводность кристалла вдоль оси c оказывается довольно высокой [при комнатной температуре $\sigma_\parallel=3\cdot10^2$ $(Ом\cdot м)^{-1}$, $\sigma_\parallel/\sigma_\perp\approx 2\cdot10^2$].



Кристаллическая структура $K_2Pt(CN_4)B_{0,3}\cdot 2{,}7\,H_2O$: *а* — в плоскости *ab*; *б* — в плоскости *ac*.

Другой класс К. п. образуют в-ва, молекулы к-рых содержат комплекс тетрацианохинодиметана (TCNQ). При кристаллизации эти комплексы выстраиваются в линейные цепочки, что обусловливает проводимость вдоль цепочек [$\sigma_\parallel=2\cdot10^2$ $(Ом\cdot м)^{-1}$, $\sigma_\parallel/\sigma_\perp\sim$ ~10—10^3].

Известны К. п. с ПП и металлич. типами проводимости. Чисто металлич. проводимость у макроскопич. образцов наблюдать не удаётся, т. к. неизбежные структурные дефекты приводят к разрывам проводящих цепочек, имеющих поперечные размеры порядка атомных. Чтобы преодолеть места разрывов, эл-н должен обладать заметной энергией. Проводимость всех известных К. п. носит активац. хар-р, т. е. при $T\lesssim300$—400 К $\sigma\sim\exp(-\Delta/T)$, где Δ — энергия активации ($\sim10^{-1}$—10^{-2} эВ). При малой Δ наблюдаются диэлектрич. св-ва К. п. (диэлектрич. проницаемость $\varepsilon=10^3$).

Исследование К. п. в значит. степени было стимулировано идеей У. А. Литла (США, 1964) о возможности высокотемпературной *сверхпроводимости* в одномерных проводниках. Однако оказалось, что все известные К. п. с металлич. проводимостью неустойчивы по отношению к изменению периода крист. решётки (в простейшем случае к удвоению), к-рое сопровождается расщеплением частично заполненной зоны проводимости на целиком заполненную подзону и пустые подзоны. В результате при понижении темп-ры К. п. претерпевает переход в диэлектрич. состояние (переход Пайерлса). Этот переход сопровождается перестройкой фононного спектра (что проявляется в экспериментах по рассеянию нейтронов или рентг. лучей), изменением оптич. св-в, проводимости, электронной теплоёмкости, парамагн. восприимчивости и т. д. Переход К. п. в диэлектрич. состояние может быть также связан с межэлектронным вз-ствием (переход Мотта).

К. п. могут быть созданы помещением металла в сильное магн. поле H. Благодаря поперечному магнетосопротивлению $\Delta\rho\sim H^2$; в совершенных монокристаллах металлов при $T\sim$ ~4 К уже в полях H порядка неск. кЭ достигается $\sigma_\parallel/\sigma_\perp\sim10^3$—$10^6$.

Двухмерная слоистая крист. структура может привести к квазидвумерной проводимости; пример — *графит*, обладающий гексагональной структурой с межплоскостным расстоянием вдоль оси 6,69Å и межат. расстоянием в гексагональной плоскости 2,45Å. Это различие приводит к $\sigma_\perp/\sigma_\parallel\approx$ $\approx10^4$.

● Овчинников А. А., Украинский И. И., Квенцель Г. Ф., Теория одномерных моттовских полупроводников и электронная структура длинных молекул с сопряженными связями, «УФН», 1972, т. 108, в. 1, с. 81; Буласевский Л. Н., Струк-

гурный (пайерлсовский) переход в квазиодномерных кристаллах, там же, 1975, т. 115, в. 2, с. 263; Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, М., 1977.

В. С. Эдельман, Э. М. Эпштейн.

КВАЗИОПТИКА, оптика широких волн. пучков, занимающая промежуточное положение между СВЧ *электродинамикой*, где строго учитываются дифракц. эффекты, и *геометрической оптикой*, где ими полностью пренебрегают. В К. дифракц. явления учитываются лишь в той мере, в какой они существенны при описании распространения достаточно протяжённых широких волн. пучков. Представлениями же геом. оптики пользуются при описании трансформации этих пучков линзами, зеркалами, призмами и т. п.

Обособившись в самостоят. раздел электродинамики в период освоения диапазона миллиметровых волн, К. в дальнейшем приобрела универсальный хар-р как аппарат, пригодный для волн любой природы и в любом диапазоне длин волн, если только выполнен необходимый критерий её применимости — достаточное превышение поперечных размеров волн. пучка над длиной волны λ.

Квазиоптич. электродинамич. системы заменили традиционные в СВЧ диапазоне одномодовые *объёмные резонаторы* и *радиоволноводы* при переходе в диапазоны миллиметровых, субмиллиметровых и оптич. длин волн. Прежние системы оказались непригодными из-за уменьшения размеров, повышения требований на точность изготовления элементов, снижения электрич. прочности, а главное — значит. возрастания потерь в экранирующих проводниках. Использовать же экранированные системы с размерами $d \gg \lambda$ (т. н. сверхразмерные волноводы и резонаторы) оказалось затруднительным вследствие уплотнения спектра собственных частот, практически сливающегося в сплошной спектр из-за уширения линий. В квазиоптических резонаторах можно сгруппировать часть мод в пучки, практически оторванные от боковых стенок резонатора и сохраняющие свою структуру при устранении этих стенок вообще. Так был совершён переход от полностью экранированных систем к открытым, представляющим собой системы зеркал спец. (обычно сферического) профиля, корректирующих дифракц. уширение пучка (см. *Оптический резонатор*). На аналогичных принципах строятся и квазиоптич. открытые линии передачи, в к-рых волновой пучок формируется последовательностью длиннофокусных линз или эллиптич. зеркал (корректоров). Как в открытых волноводах, так и в открытых резонаторах потери на излучение, различные для разных мод, играют определяющую роль в разрежении спектра (селекция мод). В ряде техн. приложений (напр., *волоконная оптика*), а также в задачах распространения волн (поносферные волноводы, подводный звуковой канал и др.) используются квазиоптич. линии, практически однородные вдоль трассы. Формирование пучков осуществляется поперечной неоднородностью сред.

Основу матем. аппарата К. составляют метод интегральных преобразований и метод параболич. ур-ния, чаще применяемых в непрерывных системах. Наряду с линейной К. получила развитие и К. нелинейных сред.

● Техника субмиллиметровых волн, под ред. Р. А. Валитова, М., 1969; Квазиоптика, пер. с англ. и нем., под ред. Б. З. Каценеленбаума и В. В. Шевченко, М., 1966.

В. И. Таланов, М. А. Миллер.

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС (равновесный процесс), в *термодинамике* — бесконечно медленный переход термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, при к-ром в любой момент времени физ. состояние системы бесконечно мало отличается от равновесного (см. *Равновесие термодинамическое*). Равновесие в системе при К. п. устанавливается во много раз быстрее, чем происходит изменение физ. параметров системы. Всякий К. п. явл. *обратимым процессом*. К. п. играют в термодинамике важную роль, т. к. термодинамич. циклы, включающие одни К. п., дают макс. значения работы (см. *Карно цикл*). Термин «К. п.» предложен в 1909 нем. математиком К. Каратеодори.

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ, то же, что *метастабильное состояние*.

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ТОК, относительно медленно изменяющийся перем. ток, для мгновенных значений к-рого с достаточной точностью выполняются законы пост. токов (*Ома закон*, *Кирхгофа правила* и т. д.). Подобно пост. току, К. т. имеет одинаковую силу тока во всех сечениях неразветвлённой цепи. Однако при расчётах К. т. (в отличие от расчёта цепей пост. тока) необходимо учитывать возникающую при изменениях тока эдс *электромагнитной индукции*. Индуктивности, ёмкости, сопротивления ветвей цепи К. т. могут считаться сосредоточенными параметрами.

Для того чтобы данный перем. ток можно было считать К. т., необходимо выполнение условия квазистационарности, к-рое для синусоидальных перем. токов сводится к малости геом. размеров электрич. цепи по сравнению с длиной волны рассматриваемого тока. Токи пром. частоты, как правило, можно считать К. т. (частоте 50 Гц соответствует дл. волны $\sim$ 6000 км). Исключение составляют токи в линиях дальних передач.

КВАЗИУПРУГАЯ СИЛА, направленная к центру O сила F, величина к-рой пропорц. расстоянию r от центра O до точки приложения силы; численно $F=cr$, где c — пост. коэффициент. Тело, находящееся под действием К. с., обладает потенц. энергией $\Pi=cr^2/2$. Назв. «К. с.» связано с тем, что аналогичным св-вом обладают силы, возникающие при малых деформациях упругих тел (т. н. силы упругости). Для материальной точки, находящейся под действием К. с., центр O явл. положением устойчивого равновесия. Выведенная из этого положения точка будет совершать около O линейные *гармонические колебания* или описывать эллипс (в частности, окружность).

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ частиц на ядрах, *ядерные реакции* типа (x, xy), в к-рых импульсы и энергии налетающей (x) и вылетающих (x, y) ч-ц связаны почти так же, как при *упругом рассеянии* на свободной ч-це (y — один из нуклонов ядра). Хорошо изучены К. р. α-частиц, протонов и пи-мезонов на лёгких ядрах.

КВАЗИЧАСТИЦЫ, элементарные возбуждения конденсиров. среды (тв. тела, жидкого гелия), ведущие себя в нек-рых отношениях как квант. ч-цы. Теор. описание и объяснение св-в конденсиров. сред, исходящее из св-в составляющих их молекул, атомов, ионов и эл-нов, представляет большие трудности, во-первых, потому, что число ч-ц огромно (10^{22} –10^{23} в 1 см^3), а во-вторых, потому, что ч-цы сильно взаимодействуют между собой. Из-за вз-ствия ч-ц полная энергия конденсиров. среды не есть сумма энергий отд. ч-ц (как в *идеальном газе*). Развитие квант. теории тв. тела привело к концепции К., к-рая оказалась особенно плодотворной для описания свойств кристаллов, *квантовых жидкостей* (в частности, жидкого гелия), а в дальнейшем при построении яд. моделей, описании *плазмы* и т. д.

Возбуждённое состояние, возникающее в системе мн. ч-ц (напр., в результате поглощения фотона), не остаётся локализованным и распространяется в конденсиров. среде в виде волны, в формировании к-рой, вследствие вз-ствия ч-ц между собой, участвуют все ч-цы системы. Такие волны наз. элем. возбуждениями. В силу *корпускулярно-волнового дуализма* элем. возбуждения могут описываться как К., обладающая квази-импульсом $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$ и энергией $\mathcal{E}=\hbar\omega(k)$, где ω — частота, k — *волновой вектор*. В одной и той же системе могут существовать К. разных типов, в зависимости от хар-ра вз-ствия и состава ч-ц. Описание конденсиров. среды с помощью понятия К. основано на том, что при низких темп-рах энергию возбуждения системы можно считать суммой энергии отдельных К., т. е. рассматривать возбуждённую систему как идеальный газ К. Энергия $\mathcal{E}$ системы может быть представлена в виде: $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0+\Sigma_i\Sigma_\alpha n_{i\alpha}\mathcal{E}_{i\alpha}$, где $\mathcal{E}_0$ — энергия осн. состояния (при $T=0$К), $\mathcal{E}_{i\alpha}$ — энергия К. типа i в энергетич. состоя-

нии α, $n_{i\alpha}$ — число К. типа i в состоянии α (**числа заполнения**).

В кристаллах $\mathcal{E}_i$ явл. ф-цией квазиимпульса $\boldsymbol{p}$, наз. **дисперсии законом**. Для К. используются понятия, характеризующие обычные ч-цы: скорость $v=\frac{\partial\mathcal{E}(p)}{\partial p}$, эффективную массу $m^*(\boldsymbol{p})$; говорят об их столкновениях, длине свободного пробега, ср. времени между столкновениями и т. п. В нек-рых задачах для К. применяются *кинетические уравнения Больцмана*. Как и обычные ч-цы, К. могут обладать *спином*, и следовательно, различают К.— *бозоны* и К.— *фермионы*. К., энергия к-рых значительно превосходит kT, ведут себя как классич. газ и подчиняются статистике Больцмана (однако число ч-ц такого газа зависит от температуры).

Осн. особенностью идеального газа К. (в отличие от газа обычных ч-ц) явл. несохранение числа К.: Они могут образовываться и исчезать; К. имеют конечное время жизни. Число К. в данной системе зависит от темп-ры T: при повышении T число К. растёт. Трактовка св-в конденсиров. среды как св-в идеального газа К. плодотворна лишь до тех пор, пока их число мало и их вз-ствие можно учитывать, как возмущение, а это возможно при сравнительно низких темп-рах.

В конденсиров. средах возможны разл. типы возбуждений и, следовательно, К. Колебания атомов (или ионов) около положения равновесия распространяются по кристаллу в виде волн (см. *Колебания кристаллической решётки*). Соответствующие К. наз. *фононами*. Единств. тип движения атомов в сверхтекучем гелии — звук. волны (волны колебаний плотности). Соответствующие К. наз. фононами и *ротонами*; все они — бозоны. Колебания магн. моментов атомов в магнитоупорядоченных средах представляют собой волны поворотов спинов (см. *Спиновые волны*). Соответствующая К.— магнон — также бозон. В *полупроводниках* К. являются эл-ны проводимости и дырки (обе — фермионы). Взаимодействуя друг с другом и с др. К., эл-ны и дырки могут образовывать более сложные К. (*экситон* Ваньe — Мотта, *полярон*, фазон, *флуктуон*).

К возбуждённым состояниям эл-нов в *металлах* и атомов в жидком гелии понятие «К.» применяют двояко. Иногда сами эл-ны или атомы ^{3}He называют К., подчёркивая этим вз-ствие ч-ц друг с другом в процессе их движения; при такой трактовке число К. равно числу ч-ц и не изменяется с темп-рой (см. *Ферми-жидкость*). Чаще К. называют только элем. возбуждения ферми-жидкости, к-рые характеризуются появлением эл-на или атома ^{3}He вне *Ферми-поверхности* и дырки внутри неё. При последней трактовке К.— фермионы рождаются только парами — ч-ца и дырка, и их число не сохраняется.

Св-ва К. зависят от структуры конденсиров. тел. При изменении структуры тела (напр., при *фазовом переходе*) могут изменяться и его К. Обычно среди К. данного тела особенно чувствительны те К., существование к-рых связано с вз-ствиями, ответственными за данный фазовый переход.

Хотя концепция К. пригодна гл. обр. для низких темп-р, именно при низких темп-рах существуют движения ч-ц, описать к-рые с помощью К. нельзя. При низких темп-рах атомы и эл-ны конденсиров. среды могут принимать участие в движениях совершенно другой природы — макроскопических по своей сути и в то же время квантовых. Примеры таких движений — сверхтекучее движение в жидком гелии (см. *Сверхтекучесть*), электрич. ток в сверхпроводниках (см. *Сверхпроводимость*). Их особенность — строгая согласованность (**когерентность**) движения отд. ч-ц. Незатухающий хар-р когерентных движений обусловлен св-вами К. в сверхпроводниках и сверхтекучем гелии.

Теория К.— один из разделов *квантовой теории многих частиц*. Для К.— бозонов осн. состояние системы с мин. энергией $\mathcal{E}(T=0\text{К})$ — вакуум К. Для К.— фермионов (напр., эл-нов) вакуумом, в силу *Паули принципа*, служит целиком заполненная при $T=0$К поверхность Ферми. Образование К. при повышении темп-ры соответствует рождению ч-ц, вне поверхности Ферми с энергией $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})>\mathcal{E}_F$ и дырок под поверхностью Ферми — свободных состояний с энергией $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})<\mathcal{E}_F$ ($\mathcal{E}_F$ — *Ферми энергия*). Это означает, что в последнем случае образуются пары К.: эл-н проводимости и дырка. Рождение К., их исчезновение и взаимопревращения при вз-ствиях определяют эволюцию системы. Каждому типу К. отвечает свой вакуум и свой закон дисперсии $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$. Естественным аппаратом для описания системы К. служит представление *вторичного квантования*. Для описания таких систем разработана диаграммная техника, сходная с техникой *Фейнмана диаграмм*.

● Каганов М. И., Лифшиц И. М., Квазичастицы, М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976. *М. И. Каганов.*

КВАЗИЭРГОДИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА, см. *Эргодическая гипотеза*.

КВАЗИЯДРА, квазиядерные системы, связанные и резонансные состояния пар барион — антибарион с очень малым *дефектом массы* (по сравнению с массой бариона). Силы, удерживающие барионы и антибарионы в К., имеют ту же природу, что и яд. силы. Радиус К.$\sim 10^{-13}$ см. Из-за того, что барион и антибарион могут аннигилировать, превращаясь в более лёгкие π-мезоны, К. нестабильны: их ср. время жизни $\leqslant 10^{-20}$ с. Внешние К. проявляют себя как тяжёлые мезоны (см. *Резонансы*), распадающиеся на π-мезоны. Предсказано существование К. разл. типов: связанные состояния нуклон — антинуклон, гиперон — антигиперон (антигиперон — нуклон). Экспериментально обнаружены К. нуклон — антинуклон. *И. С. Шапиро.*

КВАНТ ДЕЙСТВИЯ, то же, что *Планка постоянная*.

КВАНТ МАГНИТНОГО ПОТОКА, минимальное значение магнитного потока Φ_0 через кольцо из сверхпроводника с током; одна из фундаментальных физических констант. $\Phi_0=h/2e=2{,}0678506(54)\cdot 10^{-15}$ Вб, где e — заряд эл-на. Существование К. м. п. отражает квант. природу явлений магнетизма. Значение Φ_0 определено на основе *Джозефсона эффекта*.

КВАНТ СВЕТА, то же, что *фотон*.

КВАНТОВАНИЕ ВТОРИЧНОЕ, см. *Вторичное квантование*.

КВАНТОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ, общее название обобщений квант. теории поля (КТП), основанных на гипотезе о существовании *фундаментальной длины* как одной из универсальных физ. постоянных (наряду с $\hbar$ и c). Ближайшая цель таких обобщений — освобождение от *расходимостей*, появляющихся в традиц. КТП. (См. также *Нелокальная теория поля*.)

При построении теории, описывающей явления микромира, классич. представления о пр-ве и времени, в частности представление о принципиальной возможности сколь угодно точного измерения расстояний (длин) и промежутков времени, были без к.-л. изменений перенесены в новую область. Введение фундам. (минимальной) длины l соответствует предположению, что измерение малых расстояний возможно лишь с огранич. точностью порядка l (и времени — с точностью порядка l/c).

Существует неск. способов введения фундам. длины. Один из них связан с переходом от непрерывных значений координат к дискр. величинам (наподобие правил квантования Бора в первонач. теории атома), другие — с заменой координат и времени на некоммутирующие между собой *операторы* (наподобие операторов координаты $\hat{x}$ и импульса $\hat{p}$ в *квантовой механике*), вследствие чего координаты не могут иметь точных значений в данный момент времени. Вид операторов подбирается так, чтобы ср. значения координат могли принимать лишь значения, кратные фундам. длине l. Во всех вариантах введение мин. длины исключает существование волн с длиной $\lambda<l$, т. е. как раз тех квантов бесконечно большой энергии $\mathcal{E}=2\pi\hbar c/\lambda$, с к-рыми связано появление УФ расходимостей. Однако введение фундам. длины, по-видимому, не устраняет осн. противоречия КТП,

связанного с возможностью неограничен. роста *эффективного заряда* с уменьшением расстояния (см. *Квантовая теория поля*). Всё же такой пересмотр может оказаться необходимым.

● Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, М., 1970.

КВАНТОВА́НИЕ ПРОСТРА́НСТВЕННОЕ, устаревшее назв. квантования момента кол-ва движения — дискретность его возможных пространств. ориентаций относительно произвольно выбранной оси. См. *Квантовая механика*.

КВА́НТОВАЯ ДИФФУ́ЗИЯ, диффузия, при к-рой в перемещении атомов гл. роль играет туннельный переход, а не обычный надбарьерный переход атомов из одного положения равновесия в другое (см. *Диффузия*, *Туннельный эффект*).

КВА́НТОВАЯ ЖИ́ДКОСТЬ, жидкость, св-ва к-рой определяются квант. эффектами (сохранением жидкого состояния до абс. нуля темп-ры, сверхтекучестью, существованием нулевого звука и др.). К. ж. явл. *гелий жидкий* при темп-ре, близкой к абс. нулю. Квант. эффекты начинают проявляться в жидкости при достаточно низких темп-рах, когда длина волны де Бройля для ч-ц жидкости, вычисленная по энергии их теплового движения, становится сравнимой с расстоянием между ними. Для жидкого гелия это условие выполняется при 2—3 К.

Согласно представлениям классич. механики, с понижением темп-ры кинетич. энергия ч-ц любого тела должна уменьшаться. В системе взаимодействующих ч-ц при достаточно низкой темп-ре ч-цы будут совершать малые колебания около положений, соответствующих минимуму потенц. энергии всего тела. При абс. нуле темп-ры колебания должны прекратиться, а ч-цы занять строго определ. положения, т. е. любое тело должно превратиться в кристалл. Поэтому сам факт существования жидкостей вблизи абс. нуля темп-ры связан с квант. эффектами. Согласно квантовомеханическому *неопределённостей соотношению*, даже при абс. нуле темпры ч-цы не могут занять строго определ. положений, а их кинетич. энергия не обращается в нуль, остаются т. н. нулевые колебания (см. *Нулевая энергия*). Амплитуда этих колебаний тем больше, чем слабее силы вз-ствия между ч-цами и меньше их масса. Если амплитуда нулевых колебаний сравнима со ср. расстоянием между ч-цами тела, то такое тело может остаться жидким вплоть до абс. нуля темп-ры.

Из всех в-в только два изотопа гелия (^{4}He и ^{3}He) имеют достаточно малую ат. массу и настолько слабое вз-ствие между атомами, что остаются при атм. давлении жидкими в непосредств. близости от нуля. Они представляют собой, следовательно, К. ж.

К. ж. делятся на бозе-жидкости и ферми-жидкости (в соответствии с целым или полуцелым значением *спина* ч-ц, образующих К. ж., см. *Статистическая физика*). Бозе-жидкостью является, напр., жидкий ^{4}He, атомы к-рого обладают спином, равным нулю; ферми-жидкостью (при атм. давлении) — жидкий ^{3}He, атомы к-рого имеют спин $^1/_2$. Своеобразной К. ж. (ферми-жидкостью) явл. эл-ны проводимости в нормальном (несверхпроводящем) металле (спин эл-на равен $^1/_2$). Осн. отличия электронной ферми-жидкости от атомной — присутствие у её ч-ц электрич. заряда и то, что они находятся в периодич. поле кристаллич. решётки металла. Впервые св-ва К. ж. были открыты и исследованы у жидкого ^{4}He П. Л. Капицей (1938). Теор. представления, развитые для объяснения осн. эффектов в жидком гелии, легли в основу общей теории К. ж. Гелий ^{4}He при темп-ре 2,171 К и давлении насыщ. пара испытывает *фазовый переход* II рода в новое состояние (He II) со специфич. квант. св-вами, из к-рых основным явл. *сверхтекучесть*. Согласно квант. механике, любая система взаимодействующих ч-ц может находиться только в определ. квант. состояниях, характерных для всей системы в целом. При этом энергия всей системы может меняться определ. порциями — квантами. Такое изменение энергии в К. ж. сопровождается рождением или уничтожением элем. возбуждений — *квазичастиц* (напр., в He II — *фононов*), характеризующихся определ. импульсом p, энергией $\mathcal{E}(p)$ и спином. В ферми-жидкостях квазичастицы могут возникать и исчезать лишь парами, в бозе-жидкостях — поодиночке. Пока число квазичастиц мало, что соответствует низким темп-рам, их вз-ствие также мало и можно считать, что они образуют *идеальный газ* квазичастиц (*фермионов* в ферми-жидкостях и *бозонов* в бозе-жидкостях)

Если К. ж. течёт с нек-рой скоростью v через узкую трубку или щель, то её торможение за счёт трения состоит в образовании квазичастиц с импульсом p, направленным противоположно скорости v. В результате торможения энергия К. ж. должна убывать, но это происходит лишь в том случае, если скорость течения v больше мин. значения отношения $\mathcal{E}(p)/p$. При скоростях v, меньших наименьшего значения $\mathcal{E}(p)/p$ (определяющего т. н. критич. скорость $v_к$), квазичастицы не образуются и жидкость не тормозится. Т. о., К. ж., у к-рых $v_к \neq 0$, будут сверхтекучими при скоростях $v < v_к$. Если же $v_к = 0$, то такая К. ж. не обладает сверхтекучестью. Теоретически предсказанный Л. Д. Ландау и экспериментально подтверждённый энергетич. спектр $\mathcal{E}(p)$ квазичастиц в He II удовлетворяет требованию $v_к \neq 0$. Невозможность образования при течении с $v < v_к$ новых квазичастиц в He II приводит к своеобразной двухжидкостной гидродинамике (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*).

У ферми-жидкостей (жидкого ^{3}He при темп-рах от 3,19 К и ниже при норм. давлении и эл-нов в несверхпроводящих металлах) энергетич. спектр квазичастиц таков, что их энергия может быть сколь угодно малой при конечном значении импульса. Это приводит к $v_к = 0$, т. е. к отсутствию сверхтекучести. Изменение состояния газа квазичастиц при темпрах, близких к абс. нулю, определяет изменение состояния К. ж. При темп-ре абс. нуля квазичастицы стремятся занять состояния с наинизшими энергиями, но в ферми-жидкости вследствие *Паули принципа* они находятся не в одном состоянии, а заполняют в импульсном пр-стве «ферми-евскую сферу», вне к-рой квазичастиц нет. Радиус этой сферы наз. ферми-евским импульсом $p_Ф$, он определяется числом атомов n К. ж. в ед. объёма:

$$p_Ф = (3\pi^2)^{1/3} n^{1/3} \hbar.$$

При $T \neq 0$ появляются квазичастицы с импульсами $p > p_Ф$, а внутри сферы — дырки. Изменения, происходящие с квазичастицами вблизи поверхности ферми-евской сферы (*Ферми поверхности*), определяют все явления, к-рые наблюдаются в ферми-жидкостях вблизи абс. нуля темп-ры.

Вблизи поверхности Ферми $\mathcal{E}(p) - \mathcal{E}(p_Ф) = v_Ф(p - p_Ф)$, где $v_Ф$ — скорость ч-цы на поверхности Ферми. Отношение $p_Ф/v_Ф = m^*$, называемое эфф. массой квазичастицы, не совпадает с истинной массой атома m, и её величина зависит от хар-ра вз-ствия атомов в К. ж. Напр., в ^{3}He $m^* = 2{,}3\ m$. Вз-ствие квазичастиц в ферми-жидкости проявляется, в частности, в том, что в жидкости при $T = 0$ могут распространяться незатухающие колебания — *нулевой звук*.

Если между ч-цами ферми-жидкости имеется притяжение, то при темп-ре ниже нек-рой критической $T_к$ (связанной с величиной притяжения) квазичастицы объединяются в т. н. куперовские пары. Эти пары подчиняются статистике Бозе и образуют т. н. сверхтекучую ферми-жидкость, т. к. для разрыва пары и создания возбуждения необходимо затратить конечную энергию и соотв. $v_к \neq 0$. Сверхтекучесть электронной ферми-жидкости проявляется как сверхпроводимость. Теория электронных сверхтекучих ферми-жидкостей была развита Дж. Бардином, Л. Купером и Дж. Шриффером (1957), а также Н. Н. Боголюбовым (1958) (см. *Сверхпроводимость*).

В жидком ^{3}He притяжение между квазичастицами очень мало и характерно только для больших расстояний, т. е. оно обусловлено слабыми

силами *межмолекулярного взаимодействия*, а на близких расстояниях имеется сильное отталкивание. Соответственно, ч-цы, образующие в ^{3}He куперовскую пару, должны находиться далеко друг от друга, что приводит к существованию у пары орбит. момента, т. е. пары вращаются. Переход ^{3}He в такое сверхтекучее состояние был предсказан теоретически Л. П. Питаевским (1959) и в 1972 открыт амер. физиками Д. Ли, Д. Ошеровым и Р. Ричардсоном. Темп-ра фазового перехода $T_к$, равная $2{,}6\cdot10^{-3}$ К при давлении 34 атм, плавно уменьшается (при падении давления p) вплоть до $T_к=0{,}9\cdot10^{-3}$ К (при $p=0$).

Св-ва сверхтекучего ^{3}He существенно отличаются как от св-в сверхтекучего ^{4}He, так и от сверхтекучей ферми-жидкости в сверхпроводниках. Существуют две сверхтекучие модификации ^{3}He. Квазичастицы в ^{3}He образуют куперовские пары с суммарным спином и орбит. моментом, равными постоянной Планка $\hbar$. Модификация, называемая *A*-фазой и существующая при более высоких темп-рах, соответствует конечной макроскопич. плотности орбит. момента кол-ва движения. Соответственно этому, *A*-фаза — анизотропная жидкость, похожая на *жидкие кристаллы*. Вторая, модификация, *B*-фаза, также анизотропна, но ср. плотность орбит. момента кол-ва движения в ней равна нулю. В обеих фазах существуют сверхтекучие потоки не только массы, как в обычной сверхтекучей жидкости, но и спинового момента кол-ва движения. Поэтому сверхтекучесть ^{3}He описывается бо́льшим набором величин, чем сверхтекучее безвихревое движение ^{4}He. В частности, в сильно анизотропной фазе *A* сверхтекучее движение не всегда возможно, т. к. по нек-рым направлениям в ней $v_к=0$.

● Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Пайнс Д., Нозьер Ф., Теория квантовых жидкостей, пер. с англ., М., 1967; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Сверхтекучесть гелия-3. Сб. статей, пер. с англ., М., 1977; Progress in Low temperature physics, v. 7 A, Amst.— N. Y.— Oxf., 1978. *С. В. Иорданский.*

КВА́НТОВАЯ КОГЕРЕ́НТНОСТЬ в квантовой оптике, характеристика интерференции квант. состояний поля излучения.

Динамич. системы в квант. теории имеют более сложное описание, чем в классической. Напр., в классич. механике свободное движение гармонич. *осциллятора* полностью определяется амплитудой, частотой и нач. фазой колебаний. А в квант. механике гармонич. осциллятор явл. многоуровневой системой, полное описание к-рой требует задания бесконечного числа параметров: амплитуд и фаз состояний каждого из уровней. Динамика осциллятора определяется интерференцией (суперпозицией) всех состояний (см. *Суперпозиции принцип*, 2). В *квантовой теории поля* устанавливается соответствие в описании монохроматич. волны и гармонич. осциллятора, и монохроматич. волна, аналогично сказанному выше, определяется интерференцией состояний поля. Такая интерференция состояний задаёт хар-р поля от близкого к классическому (детерминированному) до нерегулярного, шумового, полностью сформированного квант. флуктуациями. Хар-кой степени детерминированности полей служит К.к.

Математически последоват. теорию К. к. излучения (т. н. формализм когерентных состояний) развил амер. физик Р. Глаубер в 1963, хотя нек-рые аспекты К. к. рассматривались ещё в 1927 австр. физиком Э. Шрёдингером. В теории К. к. различают поля полностью и частично когерентные, причём первые наиболее близки по хар-ру к детерминированным классич. волнам. Исследование К. к. связано с вопросами формирования поля в *лазерах* и др. источниках излучения.

● Когерентные состояния в квантовой теории. Сб. статей, пер. с англ., М., 1972 (Новости фундаментальной физики, в. 1). См. также лит. при ст. *Квантовая оптика*. *С. Г. Пржибельский.*

КВА́НТОВАЯ МЕХА́НИКА (волновая механика), теория, устанавливающая способ описания и законы движения микрочастиц (элем. ч-ц, атомов, молекул, ат. ядер) и их систем (напр., кристаллов), а также связь величин, характеризующих ч-цы и системы, с физ. величинами, непосредственно измеряемыми на опыте.

Законы К. м. составляют фундамент изучения строения в-ва. Они позволили выяснить строение атомов, установить природу хим. связи, объяснить периодич. систему элементов, понять строение ат. ядер, изучать св-ва элем. ч-ц. Поскольку св-ва макроскопич. тел определяются движением и вз-ствием ч-ц, из к-рых они состоят, законы К. м. лежат в основе понимания большинства макроскопич. явлений. К. м. позволила, напр., объяснить температурную зависимость теплоёмкостей газов и тв. тел и вычислить их величину, определить строение и понять мн. св-ва тв. тел (металлов, диэлектриков, ПП). Только на основе К. м. удалось последовательно объяснить такие явления, как *ферромагнетизм*, *сверхтекучесть*, *сверхпроводимость*, понять природу таких астрофиз. объектов, как белые карлики, нейтронные звёзды, выяснить механизм протекания *термоядерных реакций* в Солнце и звёздах. Существуют также явления (напр., *Джозефсона эффект*), в к-рых законы К. м. непосредственно проявляются в поведении макроскопич. объектов.

Ряд крупнейших техн. достижений 20 в. основан по существу на специфич. законах К. м. Так, квантовомеханич. законы лежат в основе работы яд. реакторов, обусловливают возможность осуществления в земных условиях термояд. реакций, проявляются в ряде явлений в металлах и ПП, используемых в новейшей технике, и т. д. Фундамент *квантовой электроники* составляет квантовомеханич. теория *излучения*. Законы К. м. используются при целенаправл. поиске и создании новых материалов (особенно магнитных, полупроводниковых и сверхпроводящих). Т. о., К. м. стала в значит. мере «инженерной» наукой, знание к-рой необходимо не только физикам-исследователям, но и инженерам.

Место К. м. среди других наук о движении. В нач. 20 в. выяснилось, что классич. механика Ньютона имеет огранич. область применимости и нуждается в обобщении. Во-первых, она неприменима при скоростях движения тел, сравнимых со скоростью света. Здесь её заменила релятив. механика, построенная на основе спец. теории относительности Эйнштейна (см. *Относительности теория*). Релятив. механика включает в себя Ньютонову (нерелятивистскую) механику как частный случай. (Ниже термин «классич. механика» будет объединять Ньютонову и релятив. механику.)

Для классич. механики в целом характерно описание ч-ц путём задания их положения в пр-ве (координат) и скоростей и зависимости этих величин от времени. Такому описанию соответствует движение ч-ц по вполне определ. траекториям. Однако опыт показал, что это описание не всегда справедливо, особенно для ч-ц с очень малой массой (микрочастиц). В этом состоит второе ограничение применимости механики Ньютона. Более общее описание движения даёт К. м., к-рая включает в себя, как частный случай, классич. механику. К. м. делится на нерелятивистскую, справедливую в случае малых скоростей, и релятивистскую, удовлетворяющую требованиям спец. теории относительности. В статье изложены основы нерелятив. К. м. (однако нек-рые общие положения относятся к квант. теории в целом). Нерелятив. К. м. (как и механика Ньютона для своей области применимости) — вполне законченная и логически непротиворечивая теория, способная в области своей компетентности количественно решать в принципе любую физ. задачу. Релятив. К. м. не явл. в такой степени завершённой и свободной от противоречий теорией. Если в нерелятив. области можно считать, что движение определяется силами, действующими (мгновенно) на расстоянии, то в релятив. области это несправедливо. Поскольку, согласно теории относительности, вз-ствие передаётся (распространяется) с кон. скоростью, должен существовать физ. агент, переносящий вз-ствие; таким агентом явл. физ. поле. Трудности релятив. теории — это трудности теории

поля, с к-рыми встречается как релятив. классич. механика, так и релятив. К. м. В статье не будут рассматриваться вопросы релятив. К. м., связанные с *квантовой теорией поля*.

Соотношение между классической и К. м. определяется существованием универсальной мировой постоянной — постоянной Планка h (или $\hbar = h/2\pi$). Постоянная h, наз. также **квантом действия**, имеет размерность *действия* и равна: $h \approx 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с ($\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с). Если в условиях данной задачи физ. величины размерности действия значительно больше $\hbar$ (так что $\hbar$ можно считать очень малой величиной), применима классич. механика. Формально это условие и явл. критерием применимости классической механики. Более подробно этот критерий будет разъяснён при изложении физических основ К. м.

История создания К. м. В нач. 20 в. были обнаружены две (казалось, не связанные между собой) группы явлений, свидетельствующих о неприменимости механики Ньютона и классич. *электродинамики* к процессам вз-ствия света с в-вом и к процессам, происходящим в атоме. Первая группа явлений была связана с установлением на опыте двойственной природы света — **дуализмом света** (см. ниже); вторая — с невозможностью объяснить на основе классич. представлений существование устойчивых атомов, а также их оптич. спектры. Установление связи между этими группами явлений и попытки объяснить их на основе новой теории и привели, в конечном счёте, к открытию законов К. м.

Впервые квант. представления (в т. ч. h) были введены в 1900 нем. физиком М. Планком в работе, посвящённой теории теплового излучения тел (см. *Планка закон излучения*). Существовавшая к тому времени теория теплового излучения, построенная на основе классич. электродинамики и статистич. физики, приводила к бессмысленному результату, состоявшему в том, что тепловое (термодинамич.) равновесие между излучением и в-вом не может быть достигнуто, т. к. вся энергия должна перейти в излучение. Планк разрешил это противоречие и получил результаты, прекрасно согласующиеся с опытом, предположив, что свет испускается не непрерывно (как это следовало из классич. теории излучения), а определёнными дискр. порциями энергии — **квантами**. Величина такого кванта энергии зависит от частоты света ν и равна: $\mathcal{E} = h\nu$.

От этой работы Планка можно проследить две взаимосвязанные линии развития, завершившиеся к 1927 окончат. формулировкой К. м. в двух её формах. Первая начинается с работы Эйнштейна (1905), в к-рой была дана теория *фотоэффекта*. Развивая идею Планка, Эйнштейн предположил, что свет не только испускается и поглощается, но и распространяется квантами, т. е. что дискретность присуща самому свету: свет состоит из отд. порций — световых квантов, названных позднее фотонами. Энергия фотона $\mathcal{E} = h\nu$. На основании этой гипотезы Эйнштейн объяснил установленные на опыте закономерности фотоэффекта, к-рые противоречили классической (базирующейся на классич. электродинамике) теории света.

Дальнейшее доказательство корпускулярного хар-ра света было получено в 1922 амер. физиком А. Комптоном, показавшим экспериментально, что рассеяние света свободными эл-нами происходит по законам упругого столкновения двух ч-ц — фотона и эл-на (см. *Комптона эффект*). Кинематика такого столкновения определяется законами сохранения энергии и импульса, причём фотону наряду с энергией $\mathcal{E} = h\nu$ следует приписать импульс $p = h/\lambda = h\nu/c$, где λ — длина световой волны. Энергия и импульс фотона связаны соотношением $\mathcal{E} = cp$, справедливым в релятив. механике для ч-цы с нулевой массой покоя. Т. о., было доказано экспериментально, что наряду с известными волн. св-вами (проявляющимися, напр., в *дифракции света*) свет обладает и корпускулярными св-вами: он состоит как бы из ч-ц — фотонов. В этом проявляется дуализм света, его корпускулярно-волн. природа. Дуализм содержится уже в ф-ле $\mathcal{E} = h\nu$, не позволяющей выбрать к.-л. одну из двух концепций: энергия $\mathcal{E}$ относится к ч-це, а частота ν явл. хар-кой волны. Возникло формальное логич. противоречие: для объяснения одних явлений необходимо было считать, что свет имеет волн. природу, а для объяснения других — корпускулярную. По существу разрешение этого противоречия и привело к созданию физ. основ К. м.

В 1924 франц. физик Л. де Бройль, пытаясь найти объяснение постулированным в 1913 дат. физиком Н. Бором условиям квантования ат. орбит (см. ниже), выдвинул гипотезу о всеобщности *корпускулярно-волнового дуализма*. Согласно де Бройлю, каждой ч-це, независимо от её природы, следует поставить в соответствие волну, длина к-рой λ связана с импульсом ч-цы p соотношением:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \qquad (1)$$

По этой гипотезе не только фотоны, но и все «обыкновенные ч-цы» (эл-ны, протоны и др.) обладают волн. св-ва ми, к-рые, в частности, должны проявляться в дифракции ч-ц. В 1927 амер. физики К. Дэвиссон и Л. Джермер впервые наблюдали дифракцию эл-нов. Позднее волн. св-ва были обнаружены и у др. ч-ц, и справедливость ф-лы де Бройля была подтверждена экспериментально (см. *Дифракция микрочастиц*). В 1926 австр. физик Э. Шрёдингер предложил ур-ние, описывающее поведение таких «волн» во внеш. силовых полях. Так возникла **волновая механика**. Волн. ур-ние Шрёдингера явл. основным ур-нием нерелятив. К. м. В 1928 англ. физик П. Дирак сформулировал релятив. ур-ние, описывающее движение эл-на во внеш. силовом поле; *Дирака уравнение* стало одним из осн. ур-ний релятив. К. м.

Вторая линия развития (также являющаяся обобщением гипотезы Планка) начинается с работы Эйнштейна (1907), посвящённой теории теплоёмкости тв. тел. Эл.-магн. излучение, представляющее собой набор эл.-магн. волн разл. частот, динамически эквивалентно нек-рому набору *осцилляторов*. Испускание или поглощение волн эквивалентно возбуждению или затуханию соответствующих осцилляторов. Тот факт, что испускание и поглощение эл.-магн. излучения в-вом происходят квантами с энергией $h\nu$, можно выразить так: осциллятор поля не может обладать произвольной энергией, он может иметь только определ. значения энергии — дискр. уровни энергии, расстояние между к-рыми равно $h\nu$. Эйнштейн обобщил идею квантования энергии осциллятора эл.-магн. поля на осциллятор произвольной природы. Поскольку тепловое движение тв. тел сводится к колебаниям атомов, то и тв. тело динамически эквивалентно набору осцилляторов. Энергия таких осцилляторов тоже квантованна, т. е. разность соседних уровней энергии должна равняться $h\nu$, где ν — частота колебаний атомов. Теория Эйнштейна, уточнённая П. Дебаем, М. Борном и Т. Карманом (Германия), сыграла выдающуюся роль в развитии теории тв. тел.

В 1913 Бор применил идею квантования энергии к теории строения атома, планетарная модель к-рого вытекала из результатов опытов англ. физика Э. Резерфорда (1911). Согласно этой модели, в центре атома находится положительно заряж. ядро, в к-ром сосредоточена почти вся масса атома; вокруг ядра вращаются по орбитам отрицательно заряж. эл-ны. Рассмотрение такого движения на основе классич. представлений приводило к парадоксальному результату — невозможности существования стабильных атомов: согласно классич. электродинамике, эл-н не может устойчиво двигаться по орбите, поскольку вращающийся электрич. заряд должен излучать эл.-магн. волны и, следовательно, терять энергию; радиус его орбиты должен непрерывно уменьшаться, и за время $\sim 10^{-8}$ с эл-н должен упасть на ядро. Это означало, что законы классич. физики неприменимы

к движению эл-нов в атоме, т. к. атомы не только существуют, но и весьма устойчивы.

Для объяснения устойчивости атомов Бор предположил, что из всех орбит, допускаемых Ньютоновой механикой для движения эл-на в электрич. поле ат. ядра, реально осуществляются лишь те, к-рые удовлетворяют определ. условиям квантования, требующим, чтобы величина действия для классич. орбиты была целым кратным постоянной Планка $\hbar$. Бор постулировал, что, совершая допускаемое условиями квантования орбит. движение (т. е. находясь на определ. уровне энергии), эл-н не испускает световых волн. Излучение происходит лишь при переходе эл-на с одной орбиты на другую, т. е. с одного уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на другой, с меньшей энергией $\mathcal{E}_k$ при этом рождается квант света с энергией

$$h\nu = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k. \qquad (2)$$

Так возникает линейчатый спектр атома. Бор получил правильную ф-лу для частот спектр. линий атома водорода (и водородоподобных атомов), охватывающую совокупность открытых ранее эмпирич. ф-л (см. *Спектральные серии*). Существование уровней энергии в атомах было непосредственно подтверждено *Франка — Герца опытами* (1913—14).

Т. о., Бор, используя квант. постоянную h, отражающую дуализм света, показал, что эта величина определяет также и движение эл-нов в атоме, законы к-рого существенно отличаются от законов классич. механики. Этот факт позднее был объяснён на основе универсальности корпускулярно-волн. дуализма.

Успех теории Бора, как и предыдущие успехи квант. теории, был достигнут за счёт нарушения логич. цельности теории: с одной стороны, использовалась Ньютонова механика, с другой — привлекались чуждые ей искусств. правила квантования, к тому же противоречащие классич. электродинамике. Кроме того, теория Бора оказалась не в состоянии объяснить движение эл-нов в сложных атомах (даже в атоме гелия), возникновение связи между атомами, приводящей к образованию молекулы, и др. «Полуклассич.» теория Бора не могла также ответить на вопрос, как движется эл-н при переходе с одного уровня энергии на другой. Дальнейшая разработка вопросов теории атома привела к убеждению, что движение эл-нов в атоме нельзя описывать в терминах (понятиях) классич. механики (как движение по определ. траектории, или орбите), что вопрос о движении эл-на между уровнями несовместим с хар-ром законов, определяющих поведение эл-нов в атоме, и что необходима новая теория, в к-рую входили бы только величины, относящиеся к начальному и конечному стационарным состояниям атома. В 1925 нем. физик В. Гейзенберг построил такую формальную схему, в к-рой вместо координат и скоростей эл-на фигурировали некие абстрактные алгебр. величины — матрицы; связь матриц с наблюдаемыми величинами (уровнями энергии и интенсивностями квант. переходов) давалась простыми непротиворечивыми правилами. Работа Гейзенберга была развита Борном и П. Иорданом (Германия). Так возникла м а т р и ч н а я м е х а н и к а. Вскоре после появления ур-ния Шрёдингера была показана матем. эквивалентность волновой (основанной на ур-нии Шрёдингера) и матричной механики. В 1926 Борн дал вероятностную интерпретацию волн де Бройля (см. ниже).

Большую роль в создании К. м. сыграли работы Дирака, относящиеся к этому же времени. Окончат. формирование К. м. как последоват. теории с ясными физ. основами и стройным матем. аппаратом произошло после работы Гейзенберга (1927), в к-рой было сформулировано *неопределённостей соотношение* — важнейшее соотношение, освещающее физ. смысл ур-ний К. м., её связь с классич. механикой и другие как принципиальные вопросы, так и качеств. результаты К. м. Эта работа была продолжена и обобщена в трудах Бора и Гейзенберга.

Детальный анализ спектров атомов привёл к представлению (введённому впервые амер. физиками Дж. Ю. Уленбеком и С. Гаудсмитом и развитому швейц. физиком В. Паули) о том, что эл-ну, кроме заряда и массы, должна быть приписана ещё одна внутр. хар-ка — *спин*. Важную роль сыграл открытый Паули (1925) т. н. принцип запрета (*Паули принцип*, см. ниже), имеющий фундам. значение в теории атома, молекулы, ядра, тв. тела.

В течение короткого времени К. м. была с успехом применена к широкому кругу явлений. Были созданы теории ат. спектров, строения молекул, хим. связи, периодич. системы элементов, металлич. проводимости и ферромагнетизма. Дальнейшее принципиальное развитие квант. теории связано гл. обр. с релятив. К. м. Нерелятив. К. м. развивалась в осн. в направлении охвата разнообразных конкретных задач физики атомов, молекул, тв. тел (металлов, ПП), плазмы и т. д., а также совершенствования матем. аппарата и разработки количеств. методов решения разл. задач.

Вероятности и волны. Законы К. м. не обладают той степенью наглядности, к-рая свойственна законам классич. механики. Поэтому целесообразно проследить линию развития идей, составляющих фундамент К. м., и только после этого сформулировать её осн. положения. Выбор фактов, на базе к-рых строится теория, не единствен, поскольку К. м. описывает широчайший круг явлений и каждое из них способно дать материал для её обоснования.

Рассмотрим простейший опыт по распространению света (рис. 1). На пути пучка света ставится прозрачная пластинка S. Часть света проходит через пластинку, часть отражается от неё. Известно, что свет состоит из «ч-ц» — фотонов. Что же происходит

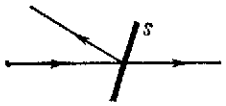


Рис. 1.

с о т д е л ь н ы м ф о т о н о м при попадании его на пластинку? Если поставить опыт (напр., с пучком света крайне малой интенсивности), в к-ром можно следить за судьбой каждого фотона, то можно убедиться, что при встрече с пластинкой фотон не расщепляется на два, его индивидуальность как ч-цы сохраняется (иначе свет менял бы свою частоту). Оказывается, что нек-рые фотоны проходят сквозь пластинку, а нек-рые отражаются от неё. Если поместить такую же пластинку на пути прошедшего (или отражённого) света, то будет наблюдаться та же картина: часть фотонов пройдёт вторую пластинку, часть отразится. Следовательно, о д и н а к о в ы е ч-цы в о д и н а к о в ы х условиях могут вести себя п о - р а з н о м у, т. е. поведение фотона при встрече с пластинкой н е п р е д с к а з у е м о о д н о з н а ч н о. Детерминизма в том смысле, как это понимается в классич. механике, при движении фотонов не существует. Этот вывод явл. одним из отправных пунктов для устранения противоречия между корпускулярными и волн. св-вами ч-ц и построения теории квантовомеханич. явлений.

Волн. теория легко объясняет отражение света от прозрачной пластинки и прохождение через неё, однозначно предсказывая отношение интенсивностей прошедшего и отражённого света. С корпускулярной точки зрения интенсивность света пропорц. числу фотонов, следовательно, волн. оптика позволяет определить отношение чисел прошедших (N_1) и отражённых (N_2) фотонов, $N_1/N_2 (N_1+N_2=N$ — полное число падающих на пластинку фотонов). Поведение же о д н о г о ф о т о н а, естественно, ею не описывается. Отражение фотона от пластинки или прохождение через неё — случайные события: нек-рые фотоны проходят через пластинку, нек-рые отражаются от неё, но при большом N отношение N_1/N_2 находится в согласии с предсказанием волн. оптики. Количественно закономерности, проявляющиеся при случайных событиях, описываются с помощью теории вероятностей. Фотон может с вероятностью w_1 пройти через пластинку и с

вероятностью w_2 отразиться от неё, так что в ср. пройдёт пластинку w_1N ч-ц, а отразится w_2N ч-ц. Если N очень велико, то средние (ожидаемые) значения чисел ч-ц точно совпадают с истинными. Все соотношения оптики могут быть переведены с языка интенсивностей на язык вероятностей, и тогда они будут относиться к поведению одного фотона. Вероятность того, что с фотоном произойдёт одно из двух альтернативных (взаимоисключающих) событий — прохождение или отражение, равна $w_1+w_2=1$. Это закон сложения вероятностей, соответствующий сложению интенсивностей. Вероятность прохождения через две одинаковые пластинки равна w_1^2, а вероятность прохождения через первую и отражения от второй — w_1w_2 (что соответствует разделению света второй пластинкой на прошедший и отражённый в том же отношении, что и первой). Это закон умножения вероятностей, справедливый для независимых событий. Аналогичные опыты с пучком эл-нов или др. микрочастиц также показывают непредсказуемость поведения отд. ч-цы. Однако не только прямые опыты говорят в пользу того, что и в самом общем случае следует перейти к вероятностному описанию поведения микрочастиц. Теоретически невозможно представить, что одни микрочастицы описываются вероятностно, а другие классически: вз-ствие «классич.» ч-ц с «квантовыми» с необходимостью приводило бы к внесению квант. неопределённостей и делало бы поведение «классич.» ч-ц также непредсказуемым (в смысле классич. детерминизма). Т. о., возможная формулировка задачи К. м.— предсказание вероятностей разл. процессов (в отличие от классич. механики, предсказывающей

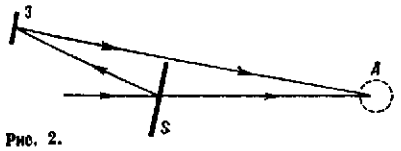


Рис. 2.

в принципе достоверные события). Вероятностное описание возможно и в классич. механике: когда нач. условия заданы не точно, а с нек-рой степенью неопределённости, то и предсказания будут содержать неопределённости, т. е. носить в той или иной степени вероятностный хар-р. Примером служит классич. статистич. физика, оперирующая с усреднёнными величинами. Поэтому дистанция между строем мысли квант. и классич. механики была бы не столь велика, если бы осн. понятиями К. м. были именно вероятности. Чтобы выяснить радикальное различие между К. м. и классич. механикой, усложним рассмотренный выше опыт по отражению света.

Пусть отражённый пучок света (или микрочастиц) при помощи зеркала 3 (рис. 2) меняет направление и попадает в ту же область A (напр., в тот же детектор, регистрирующий фотоны), что и прошедший пучок. Естественно было бы ожидать, что в этом случае измеренная интенсивность равна сумме интенсивностей прошедшего и отражённого пучков. Однако известно, что в результате *интерференции света* интенсивность в зависимости от расположения зеркала и детектора может меняться в довольно широких пределах и даже обращаться в ноль (пучки как бы гасят друг друга). Что же можно сказать о поведении отд. фотона в интерференц. опыте? Вероятность его попадания в данный детектор существенно перераспределится по сравнению с первым опытом (рис. 1) и не будет равна сумме вероятностей прихода фотона в детектор первым и вторым путями, т. е. эти два пути не явл. альтернативными. Т. о., наличие двух возможных путей прихода фотона от источника к детектору существ. образом влияет на распределение вероятностей, и поэтому нельзя сказать, каким путём прошёл фотон от источника к детектору. Приходится считать, что он одновременно мог прийти двумя разл. путями. Аналогичный опыт, проведённый с пучками др. микрочастиц, даёт тот же результат. Возникающие представления действительно радикально отличаются от классических: невозможно представить себе движение ч-цы одновременно по двум путям. Но К. м. и не ставит такой задачи. Она лишь предсказывает результаты опытов с пучками ч-ц. Подчеркнём, что в данном случае не высказывается никаких гипотез, а даётся лишь интерпретация волн. опыта с точки зрения корпускулярных представлений. Полученный результат означает невозможность классич. описания движения ч-ц по траекториям, отсутствие наглядности квант. описания.

Попытаемся всё же выяснить, каким путём прошла ч-ца, поставив на возможных её путях детекторы. Естественно, что ч-ца будет зарегистрирована в к.-л. одном детекторе. Но как только измерение выделит определ. траекторию ч-цы, интерференц. картина исчезнет. Распределение вероятностей станет другим. Для возникновения интерференции нужны обе (все) возможные траектории. Т. о., регистрация траектории ч-цы так изменяет условия, что два пути становятся альтернативными, и в результате получается сложение интенсивностей (или вероятностей), к-рое было бы в случае «классич.» ч-ц, движущихся по определ. траекториям.

Для квант. явлений очень важно точное описание условий опыта, в к-рых наблюдается данное явление. В условия, в частности, входят и измерит. приборы. В классич. физике предполагается, что состояние системы при измерении не меняется. В квант. физике такое предположение несправедливо: измерит. прибор сам участвует в формировании изучаемого на опыте явления, и эту его роль нельзя не учитывать. Роль измерит. прибора в квант. явлениях была всесторонне проанализирована Бором и Гейзенбергом. Она тесно связана с соотношением неопределённостей (см. ниже).

Внимание к роли измерений не означает, что в К. м. не изучаются физ. явления безотносительно к приборам, напр. св-ва ч-ц «самих по себе». Примерами могут служить решаемые К. м. задачи об уровнях энергии атомов, о *рассеянии микрочастиц* при их столкновениях, об интерференц. явлениях. Роль прибора выступает на первое место тогда, когда ставятся специфич. вопросы, лишённые, как выяснилось, смысла, напр. вопрос о том, по какой траектории двигался эл-н в интерференц. опыте (т. к. либо нет траектории, либо нет интерференции).

Интерференц. опыт, как и опыт по отражению света, легко объясняется на основе волн. оптики. В оптике каждая волна характеризуется не только интенсивностью I или амплитудой A ($I\sim A^2$), но и фазой φ. Совокупность действит. величин A и φ принято объединять в одно комплексное число — комплексную амплитуду: $\psi=Ae^{i\varphi}$. Тогда $I=|\psi|^2=\psi^*\psi=A^2$, где ψ^* — ф-ция, комплексно сопряжённая с ψ. Т. к. непосредственно измеряется именно интенсивность, то для одной волны фаза не проявляется. В опыте с прохождением и отражением света (рис. 1) ситуация именно такая: имеются две волны с комплексными амплитудами ψ_1 и ψ_2, но одна из них существует только справа, а другая только слева от пластинки; интенсивности этих волн $I_1=A_1^2$, $I_2=A_2^2$, т. е. фазы не фигурируют. В интерференц. опыте (рис. 2) ситуация иная: волна с амплитудой ψ_2 с помощью зеркала попадает в область нахождения волны с амплитудой ψ_1. Волн. поле в области существования двух волн определяется с помощью принципа суперпозиции: волны складываются с учётом их фаз. Амплитуда суммарной волны ψ равна сумме комплексных амплитуд обеих волн:

$$\psi=\psi_1+\psi_2=A_1e^{i\varphi_1}+A_2e^{i\varphi_2}. \quad (3)$$

Интенсивность суммарной волны зависит от разности фаз $\varphi_1-\varphi_2$ (к-рая пропорц. разности хода световых пучков по двум путям):

$$|\psi|^2=|A_1e^{i\varphi_1}+A_2e^{i\varphi_2}|^2=$$
$$=A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\cos(\varphi_1-\varphi_2). \quad (4)$$

Если $A_1=A_2$ и $\cos(\varphi_1-\varphi_2)=-1$, то $|\psi|^2=0$. В более общем случае из-за изменения условий опыта (напр., св-в зеркала) амплитуды могут изменяться по величине и фазе, так что

комплексной амплитудой суммарной волны будет $\psi=c_1\psi_1+c_2\psi_2$, где c_1 и c_2 — комплексные числа. Суть явления при этом остаётся прежней. Хар-р явления не зависит также от общей интенсивности. Если увеличить ψ в C раз (C может быть как комплексным, так и действительным), то интенсивность увеличится в $|C|^2$ раз, т. е. $|C|^2$ будет общим множителем в ф-ле распределения интенсивностей.

Для интерпретации волн. явлений с корпускулярной точки зрения необходимо перенесение принципа суперпозиции в К. м. Поскольку К. м. имеет дело не с интенсивностями, а с вероятностями, следует ввести амплитуду вероятности $\psi=Ae^{i\varphi}$, полагая (по аналогии с оптич. волнами), что вероятность $w=|C\psi|^2=|C|^2\psi^*\psi$. Здесь C — число, наз. нормировочным множителем, к-рый должен быть подобран так, чтобы суммарная вероятность обнаружения ч-цы во всех возможных местах равнялась единице, т. е. $\sum_i w_i=1$. Множитель C определён только по модулю, фаза его произвольна. Нормировочный множитель важен только для определения абс. вероятности; относит. вероятности определяются амплитудами вероятности в произвольной нормировке. Амплитуда вероятности наз. в К. м. *волновой функцией*. Амплитуды вероятности, как и оптич. амплитуды, удовлетворяют принципу суперпозиции: если ψ_1 и ψ_2 — амплитуды вероятности прохождения ч-цы соотв. первым и вторым путём, то амплитуда вероятности для случая, когда осуществляются оба пути, должна быть равна: $\psi=\psi_1+\psi_2$. Тем самым фраза: «Ч-ца прошла двумя путями», приобретает волн. смысл, а вероятность $w=|\psi_1+\psi_2|^2$ обнаруживает интерференц. св-ва.

Следует подчеркнуть, что смысл, вкладываемый в понятие суперпозиции в оптике (и др. волн. процессах) и в К. м., различен. Сложение (суперпозиция) обычных волн не противоречит наглядным представлениям, т. к. каждая из волн представляет возможный тип колебаний и суперпозиция соответствует сложению этих колебаний в каждой точке. Квантовомеханические же амплитуды вероятности описывают альтернативные, с классич. точки зрения исключающие друг друга движения (напр., волны ψ_1 и ψ_2 соответствуют ч-цам, приходящим в детектор двумя разл. путями). Сложение таких движений совершенно непонятно с позиции классич. физики. В этом проявляется отсутствие наглядности квантовомеханич. принципа суперпозиции. Избежать формального логич. противоречия этого принципа в К. м. (возможность для ч-цы пройти одновременно двумя путями) позволяет вероятностная интерпретация. Постановка опыта по определению пути ч-цы приведёт к тому, что с вероятностью $|\psi_1|^2$ ч-ца пройдёт первым и с вероятностью $|\psi_2|^2$ — вторым путём; суммарное распределение ч-ц на экране будет определяться вероятностью $|\psi_1|^2+|\psi_2|^2$, т. е. интерференция исчезнет.

Т. о., рассмотрение интерференц. опыта приводит к след. выводам. Величиной, описывающей состояние физ. системы в К. м., явл. амплитуда вероятности, или волн. ф-ция системы; осн. черта такого квантовомеханич. описания — предположение о справедливости принципа суперпозиции состояний.

В общем виде принцип суперпозиции утверждает, что если в данных условиях возможны разл. квант. состояния ч-цы (или системы ч-ц), к-рым соответствуют волн. ф-ции ψ_1, ψ_2,..., ψ_i..., то существует и состояние, описываемое волн. ф-цией $\psi=\sum_i c_i\psi_i$, где c_i — произвольные комплексные числа. Если ψ_i описывают альтернативные состояния, то $|c_i|^2$ определяет вероятность того, что система находится в состоянии с волн. ф-цией ψ_i, и $\Sigma_i|c_i|^2=1$.

Волны де Бройля и соотношение неопределённостей. Одна из осн. задач К. м.— нахождение волн. ф-ции, отвечающей данному состоянию изучаемой системы. Рассмотрим решение этой задачи на простейшем (но важном) случае свободно движущейся ч-цы. Согласно де Бройлю, со свободной ч-цей, имеющей импульс p, связана волна с длиной $\lambda=h/p$. Это означает, что волн. ф-ция свободной ч-цы $\psi(x)$ — волна де Бройля — должна быть такой ф-цией координаты x, чтобы при изменении x на λ волн. ф-ция ψ возвращалась к прежнему значению: $\psi(x+\lambda)=\psi(x)$. Таким св-вом обладает ф-ция $e^{i2\pi x/\lambda}=e^{ikx}$, где $k=2\pi/\lambda$ — волн. число. Т. о., состояние ч-цы с определ. импульсом $p=(h/2\pi)k=\hbar k$ описывается волновой ф-цией:

$$\psi=Ce^{ikx}=Ce^{ipx/\hbar}, \qquad (5)$$

где C — постоянное комплексное число. Квадрат модуля волн. ф-ции, $|\psi|^2$, не зависит от x, т. е. вероятность нахождения ч-цы, описываемой такой ψ, в любой точке пр-ва одинакова. Другими словами, ч-ца со строго определ. импульсом совершенно нелокализована. Конечно, такая ч-ца — идеализация (но идеализацией явл. и волна со строго определ. длиной волны, а следовательно, и строгая определённость импульса ч-цы). Поэтому точнее сказать иначе: чем более определённым явл. импульс ч-цы, тем менее определённо её положение (координата). В этом заключается специфический для К. м. принцип неопределённости. Чтобы получить количеств. выражение этого принципа — соотношение неопределённостей, рассмотрим состояние, представляющее собой суперпозицию нек-рого (точнее, бесконечно большого) числа де-бройлевских волн с близкими k, заключёнными в малом интервале Δk. Получающаяся в результате суперпозиции волн. ф-ция $\psi(x)$, наз. *волновым пакетом*, имеет такой хар-р: вблизи некрого фиксиров. значения x_0 все амплитуды сложатся, а вдали от x_0 ($|x-x_0|\gg\lambda$) будут гасить друг друга из-за большого разнобоя в фазах. Оказывается, что практически такая волн. ф-ция сосредоточена в области ширин ой Δx, обратно пропорц. интервалу Δk, т. е. $\Delta x\approx 1/\Delta k$, или $\Delta x\Delta p\approx\hbar$, где $\Delta p=\hbar\Delta k$—неопределённость импульса ч-цы. Это соотношение и представляет собой соотношение неопределённостей Гейзенберга.

Математически любую ф-цию $\psi(x)$ с помощью преобразования Фурье можно представить как наложение простых периодич. волн, при этом соотношение неопределённостей между Δx и Δk получается математически строго. Точное соотношение имеет вид неравенства $\Delta x\Delta k\geqslant 1/2$, или

$$\Delta p\,\Delta x\geqslant\hbar/2, \qquad (6)$$

где под неопределённостями Δp и Δx понимаются среднеквадратичные отклонения импульса и координаты от их ср. значений (т. е. дисперсии). Физ. интерпретация соотношения (6) заключается в том, что (в противоположность классич. механике) не существует такого состояния, в к-ром координата и импульс ч-цы имеют одновременно точные значения. Масштаб их неопределённостей задаётся постоянной Планка $\hbar$. Если неопределённости, связанные соотношением Гейзенберга, можно считать в данной задаче малыми и пренебречь ими, то движение ч-цы будет описываться законами классич. механики — как движение по определ. траектории.

Принцип неопределённости — фундам. принцип К. м., устанавливающий физ. содержание и структуру её матем. аппарата. Кроме того, он играет большую эвристич. роль, т. к. мн. результаты задач, рассматриваемых в К. м., могут быть получены и поняты на основе комбинации законов классич. механики с соотношением неопределённостей. Важный пример — проблема устойчивости атома. Рассмотрим эту задачу для атома водорода. Пусть эл-н движется вокруг ядра (протона) по круговой орбите радиуса r со скоростью v. По закону Кулона, сила притяжения эл-на к ядру равна e^2/r^2, где e — заряд эл-на, а центростремит. ускорение равно v^2/r. По второму закону Ньютона, $mv^2/r=e^2/r^2$, где m — масса эл-на, т. е. радиус орбиты $r=e^2/mv^2$ может быть сколь угодно малым, если v достаточно велика. Но в К. м. должно выполняться соотношение неопределённостей. Если допустить неопределённость положения эл-на в пределах радиуса его орбиты r, а неопределённость скорости — в пределах v, т. е. импульса в пределах $\Delta p=mv$, то соотношение не-

определённостей примет вид: $mvr \geqslant \hbar$. Учитывая связь между v и r, получим $v \leqslant e^2/\hbar$ и $r \geqslant \hbar^2/me^2$. Следовательно, движение эл-на по орбите с $r < r_0 = \hbar^2/me^2 \approx 0{,}5 \cdot 10^{-8}$ см невозможно: эл-н не может упасть на ядро — атом устойчив. Величина r_0 и явл. радиусом атома водорода (боровским радиусом). Ему соответствует максимально возможная энергия связи атома $\mathcal{E}_0$ (равная полной энергии эл-на в атоме, т. е. сумме кинетич. энергии $mv^2/2$ и потенц. энергии $-e^2/r_0$, что составляет: $\mathcal{E}_0 = -e^2/2r_0 \approx -13{,}6$ эВ), определяющая его мин. энергию — энергию осн. состояния.

Т. о., квантовомеханич. представления впервые дали возможность теоретически оценить размеры атома, выразив его радиус через мировые постоянные $\hbar$, m, e. «Малость» ат. размеров оказалась связанной с тем, что мала $\hbar$.

Строгое решение задачи о движении эл-на в атоме водорода получается из квантовомеханич. ур-ния движения — ур-ния Шрёдингера (см. ниже); решение ур-ния Шрёдингера даёт волн. ф-цию ψ, к-рая описывает состояние эл-на, находящегося в области притяжения ядра. Но и не зная явного вида ψ, можно утверждать, что эта волн. ф-ция представляет собой такую суперпозицию волн де Бройля, к-рая соответствует локализации эл-на в области размером $\sim r_0$ и разбросу по импульсам $\Delta p \sim \hbar/r_0$.

Соотношение неопределённостей позволяет также понять устойчивость молекул и оценить их размеры и мин. энергию, объясняет св-ва гелия, к-рый при норм. давлении ни при каких темп-рах не превращается в тв. состояние, даёт качеств. представления о структуре и размерах ядра и т. д.

Стационарное уравнение Шрёдингера. Волны де Бройля описывают состояние ч-цы только в случае свободного движения. Если на ч-цу действует поле сил с потенц. энергией V, зависящей от координат ч-цы, то её волн. ф-ция ψ определяется дифф. ур-нием, к-рое получается путём след. обобщения гипотезы де Бройля. Для случая одномерного свободного движения ч-цы (вдоль оси x) с пост. энергией $\mathcal{E}$ ур-ние, к-рому удовлетворяет волна де Бройля (5), может быть записано в виде:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{p^2}{\hbar^2}\psi = 0, \qquad (*)$$

где $p = \sqrt{2m\mathcal{E}}$ — импульс свободно движущейся ч-цы массы m. Если ч-ца с энергией $\mathcal{E}$ движется в потенц. поле, не зависящем от времени, то квадрат её импульса (определяемый законом сохранения энергии) равен: $p^2 = 2m[\mathcal{E} - V(x)]$. Простейшим обобщением ур-ния (*) явл. поэтому ур-ние

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m[\mathcal{E} - V(x)]}{\hbar^2}\psi = 0. \qquad (7)$$

Оно наз. с т а ц и о н а р н ы м (не зависящим от времени) у р а в н е н и е м Ш р ё д и н г е р а и относится к осн. ур-ниям К. м. Решение этого ур-ния зависит от вида сил, т. е. от вида потенциала, определяющего $V(x)$. Рассмотрим два типичных случая.

1) П о т е н ц и а л ь н а я с т е н к а:

$$V = 0 \text{ при } x < 0,$$
$$V = V_1 > 0 \text{ при } x > 0.$$

Если полная энергия ч-цы больше высоты стенки, т. е. $\mathcal{E} > V$, и ч-ца движется слева направо (рис. 3), то решение ур-ния (7) в области $x < 0$ имеет вид двух волн де Бройля — падающей и отражённой:

$$\psi = C_0 e^{ik_0 x} + C_0' e^{-ik_0 x},$$

где $\hbar^2 k_0^2/2m = p_0^2/2m = \mathcal{E}$ (волна с волн. числом $k = -k_0$ соответствует движению справа налево с тем же импульсом p_0), а при $x > 0$ — проходящей волны де Бройля:

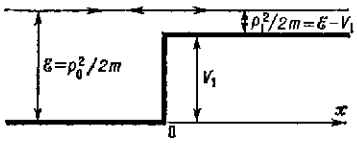


Рис. 3.

$$\psi = C_1 e^{ik_1 x},$$

где $\hbar^2 k_1^2/2m = p_1^2/2m = \mathcal{E} - V_1$. Отношения $|C_1/C_0|^2$ и $|C_0'/C_0|^2$ определяют вероятности прохождения ч-цы над стенкой и отражения от неё. Наличие отражения (т. н. надбарьерное отражение) — специфически квантовомеханическое (волновое) явление (аналогичное частичному отражению световой волны от границы раздела двух прозрачных сред): «классич.» ч-ца свободно проходит над таким барьером (стенкой), и лишь импульс её уменьшается до значения $p_1 = \sqrt{2m(\mathcal{E} - V_1)}$.

Если $\mathcal{E} < V$ (рис. 4, *а*), то кинетич. энергия ч-цы $\mathcal{E} - V$ в области $x > 0$ отрицательна. В классич. механике это невозможно, и ч-ца не заходит в такую область пр-ва — она отражается от потенц. стенки. Волн. движение имеет др. хар-р. Отрицат. значение $k^2 (p^2/2m = \hbar^2 k^2/2m < 0)$ означает, что k — чисто мнимая величина, $k = i\varkappa$, где $\varkappa$ вещественно. Поэтому волна e^{ikx} превращается в $e^{-\varkappa x}$, т. е. колебат. режим сменяется затухающим ($\varkappa > 0$, иначе получился бы лишённый физ. смысла неограничч. рост волны с увеличением x). Под энергетич. схемой на рис. 4,*а* (и рис. 4, *б*) изображено качеств. поведение $\psi(x)$, точнее, её действит. части.

2) Две области, свободные от сил, разделены прямоуг. *потенциальным барьером*, и ч-ца движется к барьеру слева с энергией $\mathcal{E} < V$ (рис. 4, *б*). Согласно классич. механике, ч-ца отразится от барьера; согласно К. м., волн. ф-ция не равна нулю и внутри барьера, а справа, если барьер не слишком широк, будет опять иметь вид волны де Бройля с тем же импульсом (т. е. с той же частотой, но, конечно, с меньшей амплитудой). Следовательно, ч-ца может пройти сквозь

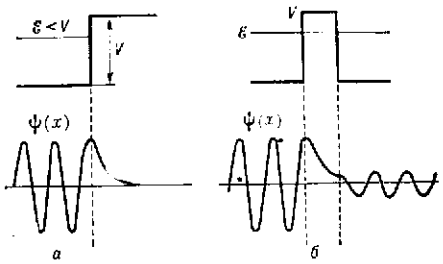


Рис. 4.

барьер. Коэфф. (или вероятность) проникновения будет тем больше, чем меньше ширина и высота (чем меньше разность $V - \mathcal{E}$) барьера. Этот типично квантовомеханич. эффект, наз. *туннельным эффектом*, имеет большое значение в практич. приложениях К. м. Он объясняет, напр., явление альфа-распада (вылет из радиоакт. ядер α-частиц). В термояд. реакциях, протекающих при темп-рах в десятки и сотни млн. градусов, осн. масса реагирующих ядер преодолевает электростатическое (кулоновское) отталкивание и сближается на расстояния порядка действия яд. сил в результате туннельных переходов. Туннельный эффект объясняет также *автоэлектронную эмиссию*, контактные явления в металлах и ПП и мн. др.

Уровни энергии. Рассмотрим поведение ч-цы в поле произвольной *потенциальной ямы* (рис. 5). Пусть $V(x) \neq 0$ в нек-рой огранич. области, причём $V(x) < 0$ (что соответствует силам притяжения). Как классическое, так и квант. движение существенно различны в зависимости от того, положительна или отрицательна полная энергия $\mathcal{E}$ ч-цы. При $\mathcal{E} > 0$ «классич.» ч-ца проходит над ямой и удаляется от неё. В отличие от классич. случая, при квантовомеханич. движении происходит частичное отражение волны от ямы; при этом возможные значения энергии ч-цы ничем не ограничены — её энергия имеет непрерывный спектр. При $\mathcal{E} < 0$ ч-ца оказывается «запертой» внутри ямы. В классич. механике эта ограниченность области движения абсолютна и возможна при любых значениях $\mathcal{E} < 0$. В К. м. ситуация иная.

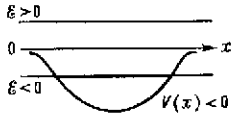


Рис. 5.

Волн. ф-ция должна затухать по обе стороны от ямы, т. е. иметь вид $e^{-\varkappa|x|}$. Однако решение, удовлетворяющее этому условию, существует не при всех значениях $\mathcal{E}$, а только при определённых дискретных значениях. Число таких дискр. значений $\mathcal{E}_n$ может быть конечным или бесконечным, но всегда счётно, т. е. может быть перенумеровано, и всегда имеется низшее значение $\mathcal{E}_0$, лежащее выше дна потенц. ямы; номер решения n наз. квант. числом. Т. о., энергия ч-цы (или физ. системы) имеет дискретный спектр. Дискретность допустимых значений энергии системы (или соответствующих частот $\omega=\mathcal{E}_n/\hbar$, где $\omega=2\pi\nu$ — круговая частота) — типично волн. явление. Его аналогии наблюдаются в классич. физике, когда волн. движение происходит в огранич. пр-ве. Так, частоты колебаний струны или частоты эл.-магн. волн в объёмном резонаторе дискретны и определяются размерами и св-вами границ области, в к-рой происходят колебания. Действительно, математически ур-ние Шрёдингера подобно соответствующим ур-ниям для струны или резонатора.

Проиллюстрируем дискр. спектр энергии на примере квант. осциллятора. На рис. 6 по оси абсцисс отложено расстояние ч-цы от положения

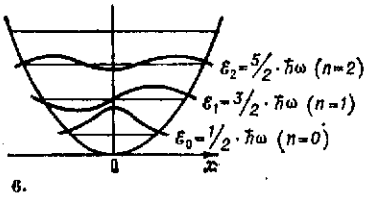


Рис. 6.

равновесия. Кривая (парабола) изображает собой потенц. энергию ч-цы. В этом случае ч-ца при всех энергиях «заперта» внутри ямы, поэтому спектр энергии дискретен. Горизонтальные прямые изображают уровни энергии ч-цы. Энергия низшего уровня $\mathcal{E}=\hbar\omega/2$ — наименьшее значение энергии, совместимое с соотношением неопределённостей: положение ч-цы на дне ямы ($\mathcal{E}=0$) означало бы точное равновесие, при к-ром $x=0$ и $p=0$, что невозможно, согласно принципу неопределённости. Следующие, более высокие уровни энергии осциллятора расположены на равных расстояниях с интервалом $\hbar\omega$; ф-ла для энергии n-го уровня:

$$\mathcal{E}_n=\hbar\omega\left(n+\frac{1}{2}\right). \qquad (8)$$

Над каждой горизонтальной прямой на рис. 6 приведена действит. часть волн. ф-ции данного состояния. Характерно, что число узлов волн. ф-ции равно квант. числу n уровня энергии. За пределами ямы волн. ф-ция быстро затухает.

В общем случае каждая квантовомеханич. система характеризуется своим энергетич. спектром. В зависимости от вида потенциала поля, определяющего потенц. энергию ч-цы (а следовательно, от хар-ра вз-ствия в системе), энергетич. спектр может быть либо дискретным (как у осциллятора), либо непрерывным (как у свободной ч-цы), либо частично дискретным, частично непрерывным (напр., уровни атома при энергиях возбуждения, меньших энергии ионизации, дискретны, а при больших энергиях — непрерывны).

Особенно важен случай, когда наинизшее значение энергии, соответствующее осн. состоянию системы, лежит в области дискр. спектра и, следовательно, осн. состояние отделено от первого возбуждённого состояния энергетич. интервалом, наз. энергетической щелью. Такая ситуация характерна для атомов, молекул, ядер и др. квант. систем. Благодаря энергетич. щели внутр. структура системы не проявляется до тех пор, пока обмен энергией при её вз-ствиях с др. системами не превысит определ. значения — ширины щели. Поэтому при огранич. обмене энергией сложная система (напр., ядро или атом) ведёт себя как бесструктурная ч-ца (матер. точка). Это имеет первостепенное значение для понимания, в частности, особенностей теплового движения ч-ц. Так, при энергиях теплового движения, меньших энергии возбуждения атома, ат. эл-ны не могут участвовать в обмене энергией и не дают вклада в теплоёмкость.

Временно́е уравнение Шрёдингера. До сих пор рассматривались лишь возможные квант. состояния системы и не рассматривалась эволюция системы во времени (её динамика). Полное решение задач К. м. должно давать ψ как ф-цию координат и времени t. Для одномерного движения (вдоль оси x) она определяется ур-нием

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+V\psi, \qquad (9)$$

являющимся ур-нием движения в К. м. и наз. временны́м уравнением Шрёдингера. Оно справедливо и в случае, когда потенц. энергия зависит от времени: $V=V(x,t)$. Частными решениями ур-ния (9) явл. ф-ции

$$\psi(x,t)=\psi(x)\,e^{-i\mathcal{E}t/\hbar}=\psi(x)\,e^{-i\omega t}. \qquad (10)$$

Здесь $\mathcal{E}$ — энергия ч-цы, а $\psi(x)$ удовлетворяет стационарному ур-нию Шрёдингера (7); для свободного движения $\psi(x)$ представляет собой волну де Бройля e^{ikx} и $\psi(x,t)=e^{i(kx-\omega t)}$. Волн. ф-ции (10) обладают тем важным св-вом, что соответствующие распределения вероятностей не зависят от времени, т. к. $|\psi(x,t)|^2=|\psi(x)|^2$. Поэтому состояния, описываемые такими волн. ф-циями, наз. стационарными; они играют особую роль в приложениях К. м. Общим решением временно́го ур-ния Шрёдингера явл. суперпозиция стационарных состояний. В этом (нестационарном) случае, когда вероятности существенно меняются со временем, энергия $\mathcal{E}$ системы не имеет определ. значения. Так, если $\psi(x,t)=C_1e^{i(k_1x-\omega_1t)}+C_2e^{i(k_2x-\omega_2t)}$, то $\mathcal{E}=\hbar\omega_1$ с вероятностью $|C_1|^2$ и $\mathcal{E}=\hbar\omega_2$ с вероятностью $|C_2|^2$. Для энергии и времени существует соотношение неопределённостей:

$$\Delta\mathcal{E}\,\Delta t\sim\hbar, \qquad (11)$$

где $\Delta\mathcal{E}$ — дисперсия энергии, а Δt — промежуток времени, в течение к-рого энергия может быть измерена.

Трёхмерное движение. В общем случае движения ч-цы в трёх измерениях волн. ф-ция зависит от координат x, y, z и времени: $\psi=\psi(x,y,z,t)$, а волна де Бройля имеет вид:

$$\psi=e^{(i/\hbar)(p_xx+p_yy+p_zz-\mathcal{E}t)}, \qquad (12)$$

где p_x, p_y, p_z — три проекции импульса на оси координат, а $\mathcal{E}=(p_x^2+p_y^2+p_z^2)/2m$. Соотв. имеются три соотношения неопределённостей:

$$\Delta p_x\,\Delta x\geqslant\frac{\hbar}{2},\quad \Delta p_y\,\Delta y\geqslant\frac{\hbar}{2},$$
$$\Delta p_z\,\Delta z\geqslant\frac{\hbar}{2}. \qquad (13)$$

Временно́е ур-ние Шрёдингера имеет вид:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)+V\psi. \qquad (14)$$

Это ур-ние принято записывать в символич. форме:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\hat{H}\psi, \qquad (14,\ а)$$

где $\hat{H}=-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)+V$ — дифф. оператор, наз. оператором Гамильтона или *гамильтонианом*. Стационарным решением ур-ния (14) является

$$\psi=\psi_0e^{-i\mathcal{E}t/\hbar}, \qquad (15)$$

где ψ_0 — решения ур-ния Шрёдингера для стационарных состояний:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi_0}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi_0}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi_0}{\partial z^2}\right)+V\psi_0=\mathcal{E}\psi_0, \qquad (16)$$

или

$$\hat{H}\psi_0=\mathcal{E}\psi_0. \qquad (16,\ а)$$

При трёхмерном движении спектр энергии также может быть непрерывным и дискретным. Возможен и случай, когда неск. разных состояний, описываемых разными волн. ф-циями, имеют одинаковую энергию; такие состояния наз. вырожденными. В случае непрерывного спектра ч-ца уходит на бесконечно большое расстояние от центра сил. Но, в отличие от одномерного движения (когда были только две возможности — про-

хождение или отражение), при трёхмерном движении ч-ца может удалиться от центра под произвольным углом к направлению первонач. движения, т. е. рассеяться. Волн. ф-ция ч-цы теперь явл. суперпозицией не двух, а бесконечного числа волн де Бройля, распространяющихся по всевозможным направлениям. Рассеянные ч-цы удобно описывать в сферич. координатах, т. е. определять их положение расстоянием от центра (радиусом) r и двумя углами — широтой ϑ и азимутом φ. Соответствующая волн. ф-ция на больших расстояниях от центра сил имеет вид:

$$\psi \sim e^{ikz} + \frac{f(\vartheta, \varphi)}{r} e^{ikr}. \quad (17)$$

Первый член (пропорц. волне де Бройля, распространяющейся вдоль оси z) описывает падающие ч-цы, а второй (пропорц. «радиальной волне де Бройля») — рассеянные. Ф-ция $f(\vartheta, \varphi)$ наз. амплитудой рассеяния; она определяет дифф. *сечение* рассеяния $d\sigma$, характеризующее вероятность рассеяния под данными углами:

$$d\sigma = |f(\vartheta, \varphi)|^2 d\Omega, \quad (18)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла, в к-рый происходит рассеяние.

Дискр. спектр энергии возникает (как и при одномерном движении), когда ч-ца оказывается внутри потенц. ямы. Уровни энергии нумеруют квант. числами, причём, в отличие от одномерного движения, не одним, а тремя.

Момент количества движения. Очень важной задачей явл. движение в поле центр. сил притяжения. Угл. часть движения (вращение) определяется в К. м., как и в классической, заданием момента кол-ва движения $\boldsymbol{M}$, к-рый при движении в поле центр. сил сохраняется. Но, в отличие от классич. механики, в К. м. момент может принимать только вполне определённые дискр. значения, т. е. имеет дискр. спектр. Это можно показать на примере орбитального (азимутального) движения ч-цы — вращения вокруг заданной оси (принимаемой за ось z). Волн. ф-ция в этом случае имеет вид «угл. волны де Бройля» $e^{im\varphi}$, где φ — азимут, а число m так же связано с моментом M_z, как в плоской волне де Бройля волн. число k с импульсом p, т. е. $m = M_z/\hbar$. Т. к. углы φ и $\varphi+2\pi$ описывают одно и то же положение системы, то и волн. ф-ция при изменении φ на 2π должна возвращаться к прежнему значению. Отсюда вытекает, что m может принимать только целые значения: $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, т. е. M_z может быть равен:

$$M_z = m\hbar = 0, \pm\hbar, \pm 2\hbar, \ldots \quad (19)$$

Вращение вокруг оси z — только часть угл. движения (проекция движения на плоскость xy), а M_z — проекция полного момента $\boldsymbol{M}$ на ось z. Для определения $\boldsymbol{M}$ надо знать две остальные его проекции. Но в К. м. три составляющие момента не могут одновременно иметь точные значения. Действительно, проекция момента содержит произведение проекции импульса на соответствующее плечо — координату, перпендикулярную импульсу, а все проекции импульса и все плечи, согласно соотношениям неопределённостей (13), одновременно не могут принимать точно определ. значения. Оказывается, что кроме M_z, задаваемой числом m, можно одновременно точно задать величину момента, определяемую целым числом l:

$$M^2 = \hbar^2 l(l+1), \quad l = 0, 1, 2, \ldots \quad (20)$$

Т. о., при описании угл. движения ч-цы вводятся два квант. числа — l и m. Число l наз. орбитальным квантовым числом; от него может зависеть значение энергии ч-цы (как в классич. механике от вытянутости орбиты). Число m наз. магнитным квантовым числом и при данном l может принимать значения $0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l$ — всего $2l+1$ значений; от m энергия не зависит, т. к. само значение m зависит от выбора оси z, а поле сферически симметрично. Поэтому уровень с квант. числом l имеет $(2l+1)$-кратное вырождение. Энергия уровня начинает зависеть от m лишь тогда, когда сферич. симметрия нарушается, напр. при помещении системы в магн. поле (*Зеемана эффект*).

При заданном моменте радиальное движение похоже на одномерное движение с тем отличием, что вращение вызывает центробежные силы. Их учитывают введением (кроме обычной потенц. энергии) центробежной энергии $M^2/2m_0r^2 = \hbar^2 l(l+1)/2m_0r^2$ (здесь m_0 — масса ч-цы). Решение ур-ния Шрёдингера для радиальной части волн. ф-ции атома определяет его уровни энергии; при этом вводится третье квант. число — радиальное n_r или главное n, к-рые связаны соотношением: $n = n_r + l + 1$, $n_r = 0, 1, 2, \ldots, n-1, 2, 3, \ldots$. В частности, для движения эл-на в кулоновском поле ядра с зарядом Ze (водородоподобный атом) уровни энергии определяются ф-лой:

$$\mathcal{E}_n = -\frac{Z^2 e^4 m_e}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (21)$$

(m_e — масса эл-на), т. е. энергия зависит только от n. Для многоэлектронных атомов, в к-рых каждый эл-н движется не только в поле ядра, но и в поле остальных эл-нов, уровни энергии зависят также и от l.

На рис. 3 в статье *Атом* приведены распределения электронной плотности вокруг ядра в атоме водорода для состояний с низшими значениями квант. чисел n, l и m. Видно, что задание момента (чисел l и m) полностью определяет угл. распределение. В частности, при $l=0$ ($M^2=0$) распределение электронной плотности сферически симметрично. Т. о., квант. движение при малых l совершенно непохоже на классическое. Так, сферически симметричное состояние со ср. значением радиуса $r \neq 0$ отвечает как бы классич. движению по круговой орбите (или по совокупности круговых орбит, наклонённых под разными углами), т. е. движению с ненулевым моментом. Это различие между квантовомеханич. и классич. движениями — следствие соотношения неопределённостей и может быть истолковано на его основе. При больших квант. числах длина волны де Бройля становится значительно меньше расстояний L, характерных для движения данной системы:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} \ll L. \quad (22)$$

В этом случае квантовомеханич. законы движения приближённо переходят в классич. законы движения ч-ц по определ. траекториям, подобно тому как законы волн. оптики в аналогичных условиях переходят в законы геом. оптики. Условие малости де-бройлевской длины волны (22) означает, что $pL \gg \hbar$, где pL по порядку величины равно классич. действию для системы. В этих условиях квант действия $\hbar$ можно считать очень малой величиной, т. е. формально переход квантовомеханич. законов в классические осуществляется при $\hbar \to 0$. В этом пределе исчезают все специфич. квантовомеханич. явления, напр. обращается в нуль вероятность туннельного эффекта.

Спин. В К. м. ч-ца (как сложная, напр. ядро, так и элементарная, напр. эл-н) может иметь собств. момент кол-ва движения, наз. спином. Это означает, что ч-це можно приписать квант. число (J), аналогичное орбит. квант. числу l. Квадрат собств. момента кол-ва движения имеет величину $\hbar^2 J(J+1)$, а проекция момента на определ. направление может принимать $2J+1$ значений от $-\hbar J$ до $+\hbar J$ с интервалом $\hbar$. Т. о., состояние ч-цы $(2J+1)$-кратно вырождено. Поэтому волна де Бройля ч-цы со спином аналогична волне с поляризацией: при данной частоте и длине волны она имеет $2J+1$ поляризаций. Число поляризаций может быть произвольным целым числом, т. е. спиновое квант. число J может быть как целым $(0, 1, 2, \ldots)$, так и полуцелым $(1/2, 3/2, 5/2, \ldots)$ числом. Напр., спин эл-на, протона, нейтрона равен $1/2$ (в единицах $\hbar$); спин ядер, состоящих из чётного числа нуклонов, — целый (или нулевой), а из нечётного — полуцелый. Отметим, что для фотона соотношение между числом поляризаций и спином (равным 1) другое: фотон не имеет массы покоя, а (как показывает релятив. К. м.) для таких ч-ц число

поляризаций равно двум (а не $2J+1=3$).

Системы многих частиц. Тождественные частицы. Квантовомеханич. ур-ние движения для системы, состоящей из N ч-ц, получается соответствующим обобщением ур-ния Шрёдингера для одной ч-цы. Оно содержит потенц. энергию, зависящую от координат всех ч-ц, и включает как воздействие на них внеш. поля, так и вз-ствие ч-ц между собой. Волн. ф-ция также явл. ф-цией от координат всех ч-ц. Её можно рассматривать как волну в $3N$-мерном пр-ве; следовательно, наглядная аналогия с распространением волн в обычном пр-ве утрачивается. Но теперь это несущественно, поскольку известен смысл волн. ф-ции как амплитуды вероятности.

Если квантовомеханич. системы состоят из одинаковых ч-ц, то в них наблюдается специфич. явление, не имеющее аналогии в классич. механике. В классич. механике случай одинаковых ч-ц тоже имеет нек-рую особенность. Пусть, напр., столкнулись две одинаковые «классич.» ч-цы (первая двигалась слева, а вторая — справа) и после столкновения разлетелись в разные стороны (напр., первая — вверх, вторая — вниз). Для результата столкновения не имеет

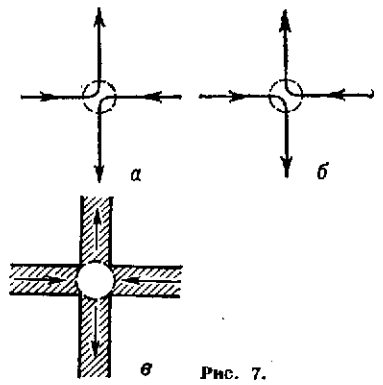


Рис. 7.

значения, какая из ч-ц пошла, напр., вверх, поскольку ч-цы одинаковы,— практически надо учесть обе возможности (рис. 7, *а* и 7, *б*). Однако в принципе в классич. механике можно различить эти два процесса, т. к. можно проследить за траекториями ч-ц во время столкновения. В К. м. траекторий, в строгом смысле этого слова, нет, и область столкновения обе ч-цы проходят с нек-рой неопределённостью, с «размытыми траекториями» (рис. 7, *в*). В процессе столкновения области размытия перекрываются, и невозможно даже в принципе различить эти два случая рассеяния. Следовательно, одинаковые ч-цы становятся полностью неразличимыми — т о ж д е с т в е н н ы м и ч. Не имеет смысла говорить о двух разных случаях рассеяния, есть только один случай — одна ч-ца пошла вверх, другая — вниз, индивидуальности у ч-ц нет. Этот квантовомеханич. принцип неразличимости одинаковых ч-ц можно сформулировать математически на языке волн. ф-ций. Нахождение ч-цы в данном месте пр-ва определяется квадратом модуля волн. ф-ции, зависящей от координат обеих ч-ц, $|\psi(1, 2)|^2$, где 1 и 2 означают совокупность координат и спин соотв. первой и второй ч-цы. Тождественность ч-ц требует, чтобы при перемене местами ч-ц вероятности были одинаковыми, т. е.

$$|\psi(1, 2)|^2 = |\psi(2, 1)|^2. \qquad (23)$$

Отсюда вытекают две возможности:

$$\psi(1, 2) = \psi(2, 1), \qquad (24, а)$$

$$\psi(1, 2) = -\psi(2, 1). \qquad (24, б)$$

Если при перемене ч-ц местами волн. ф-ция не меняет знака, то она наз. с и м м е т р и ч н о й [случай (24,а)], если меняет,— а н т и с и м м е т р и ч н о й [случай (24, б)]. Т. к. все вз-ствия одинаковых ч-ц симметричны относительно переменных 1, 2, то св-ва симметрии или антисимметрии волн. ф-ции сохраняются во времени.

В системе из произвольного числа тождеств. ч-ц должна иметь место симметрия или антисимметрия относительно перестановки любой пары ч-ц. Поэтому св-во симметрии или антисимметрии — характерный признак данного сорта ч-ц. Соответственно, все ч-цы делятся на два класса: ч-цы с симметричными волн. ф-циями наз. *бозонами*, с антисимметричными — *фермионами*. Существует связь между значением спина ч-ц и симметрией их волн. ф-ций: ч-цы с целым спином явл. бозонами, с полуцелым — фермионами (т. н. связь спина и статистики; см. ниже). Это правило сначала было установлено эмпирически, а затем доказано Паули теоретически (оно явл. одной из осн. теорем релятив. К. м.). В частности, эл-ны, протоны, нейтроны явл. фермионами, а фотоны, *пи-мезоны*, *К-мезоны* — бозонами. Сложные ч-цы (напр., ат. ядра), состоящие из нечётного числа фермионов, явл. фермионами, а из чётного — бозонами.

Св-ва симметрии волн. ф-ции определяют статистические св-ва системы. Пусть, напр., невзаимодействующие тождеств. ч-цы находятся в одинаковых внеш. условиях (напр., во внеш. поле). Состояние такой системы можно определить, задав *числа заполнения* — числа ч-ц, находящихся в каждом данном (индивидуальном) состоянии, т. е. имеющих одинаковые наборы квант. чисел. Но если тождеств. ч-цы имеют одинаковые квант. числа, то их волн. ф-ция симметрична относительно перестановки ч-ц. Отсюда следует, что два одинаковых фермиона, входящих в одну систему, не могут находиться в одинаковых состояниях, т. к. для фермионов волн. ф-ция должна быть антисимметричной. Это св-во наз. принципом запрета Паули или *Паули принципом*. Т. о., числа заполнения для фермионов могут принимать лишь значения 0 или 1. Т. к. эл-ны явл. фермионами, то принцип Паули существенно влияет на поведение эл-нов в атомах, в молекулах и т. д. Для бозонов же числа заполнения могут принимать произвольные целые значения. Поэтому с учётом квантовомеханич. св-в тождеств. ч-ц существует два типа статистик ч-ц: *Ферми — Дирака статистика* для фермионов и *Бозе — Эйнштейна статистика* для бозонов. Пример системы, состоящей из фермионов (ферми-системы),— электронный газ в металле, пример бозе-системы — газ фотонов (т. е. равновесное эл.-маги. излучение), жидкий ^{4}He.

Принцип Паули явл. определяющим для понимания структуры периодич. системы элементов Менделеева. В сложном атоме на каждом уровне энергии может находиться число эл-нов, равное кратности вырождения этого уровня. Кратность вырождения зависит от орбит. квант. числа l и от спина эл-на (s); она равна:

$$(2l+1)(2s+1) = 2(2l+1).$$

Так возникает представление об электронных оболочках атома, отвечающих периодам в таблице элементов Менделеева (см. *Атом*).

Обменное взаимодействие. Химическая связь. Молекула представляет собой связ. систему ядер и эл-нов, между к-рыми действуют электрические (кулоновские) силы (притяжения и отталкивания). Т. к. ядра значительно тяжелее эл-нов, эл-ны движутся гораздо быстрее и образуют нек-рое распределение отрицат. заряда, в поле к-рого находятся ядра. В классич. механике и электростатике доказывается, что система такого типа не имеет устойчивого равновесия. Поэтому, даже если принять устойчивость атомов (к-рую нельзя объяснить на основе законов классич. физики), невозможно без специфически квантовомеханич. закономерностей объяснить устойчивость молекул. Особенно непонятно с точки зрения классич. представлений существование молекул из одинаковых атомов, т. е. с ковалентной хим. связью (напр., простейшей молекулы — H_2). Оказалось, что св-во антисимметрии электронной волн. ф-ции так изменяет хар-р вз-ствия эл-нов, находящихся у разных ядер, что возникновение такой связи становится возможным.

Рассмотрим для примера молекулу водорода H_2, состоящую из двух протонов и двух эл-нов. Волн. ф-ция такой системы представляет собой произведение двух ф-ций, одна из к-рых зависит только от координат, а другая — только от спиновых переменных обоих эл-нов. Если суммарный спин эл-нов равен нулю (спины антипараллельны), спиновая ф-ция антисимметрична относительно переста-

новки спиновых переменных эл-нов, и для того чтобы полная волн. ф-ция (в соответствии с принципом Паули) была антисимметричной, координатная часть волн. ф-ции ψ_r должна быть симметричной относительно перестановки координат эл-нов. Это означает, что ψ_r имеет вид:

$$\psi_r \sim \psi_a(1)\,\psi_b(2) + \psi_b(1)\,\psi_a(2), \quad (25)$$

где $\psi_a(i)$, $\psi_b(i)$ — волн. ф-ции i-того эл-на ($i=1,2$) соотв. у ядра a и b.

Кулоновское вз-ствие пропорц. плотности электрич. заряда $\rho=e|\psi|^2=e\psi\psi^*$. При учёте св-в симметрии ψ_r, помимо плотности обычного вида: $e|\psi_a(1)|^2|\psi_b(2)|^2$, $e|\psi_b(1)|^2|\psi_a(2)|^2$, соответствующих движению отд. эл-нов у разных ядер, появляется плотность вида:

$$e\psi_a^*(1)\psi_b(1)\psi_b^*(2)\psi_a(2),$$
$$e\psi_b^*(1)\psi_a(1)\psi_a^*(2)\psi_b(2).$$

Она наз. о б м е н н о й п л о т н о с т ь ю, потому что возникает как бы за счёт обмена эл-нами между двумя атомами. Именно эта обменная плотность, приводящая к увеличению плотности отрицат. заряда между двумя положительно заряж. ядрами, и обеспечивает устойчивость молекулы в случае ковалентной хим. связи. При суммарном спине эл-нов, равном единице, ψ_r антисимметрична, т. е. в (25) перед вторым слагаемым стоит знак минус, и обменная плотность имеет отрицат. знак, а следовательно, уменьшает плотность отрицат. электрич. заряда между ядрами, приводит как бы к дополнит. отталкиванию ядер. Т. о., симметрия волн. ф-ции приводит к «дополнительному», *обменному взаимодействию*. Характерна зависимость этого вз-ствия от спинов эл-нов. Непосредственно динамически спины не участвуют во вз-ствии — источником вз-ствия явл. электрич. силы, зависящие только от расстояния между зарядами, но в зависимости от ориентации спинов волн. ф-ция, антисимметричная относительно перестановки двух эл-нов (вместе с их спинами), может быть симметричной или антисимметричной относительно перестановки только положения эл-нов (их координат). От типа же симметрии ψ_r зависит знак обменной плотности и соотв. эфф. притяжение или отталкивание ч-ц в результате обменного вз-ствия. Так, спины эл-нов благодаря квантовомеханич. специфике св-в тождеств. ч-ц фактически определяют хим. связь. Расчёты строения и св-в молекул на основе К. м. явл. предметом *квантовой химии*.

Обменное вз-ствие играет существ. роль во мн. явлениях, напр. объясняет *ферромагнетизм*. Множество явлений в конденсиров. телах тесно связано со статистикой образующих их ч-ц и с обменным вз-ствием. Условие антисимметрии волн. ф-ции для фермионов приводит к тому, что они при большой плотности как бы эффективно отталкиваются друг от друга, даже если между ними не действуют никакие силы. В то же время между бозонами, к-рые описываются симметричными волн. ф-циями, возникают как бы силы притяжения: чем больше бозонов находится в к.-л. состоянии, тем больше вероятность перехода др. бозонов системы в это состояние (подобного рода эффекты лежат в основе сверхтекучести и сверхпроводимости, принципа работы квант. генераторов и квант. усилителей).

Математическая схема квантовой механики. Нерелятив. К. м. может быть построена на основе немногих формальных принципов. Матем. аппарат К. м. обладает логич. безупречностью и изяществом. Чёткие правила устанавливают соотношение между элементами матем. схемы и физ. величинами.

Первым осн. понятием К. м. явл. к в а н т о в о е с о с т о я н и е. Выбор матем. аппарата К. м. диктуется физ. принципом суперпозиции квант. состояний, вытекающим из волн. св-в ч-ц. Согласно этому принципу, суперпозиция любых возможных состояний системы, взятых с произвольными (комплексными) коэффициентами, явл. также возможным состоянием системы. Объекты, для к-рых определены понятия сложения и умножения на комплексное число, наз. векторами. Т. о., принцип суперпозиции требует, чтобы состояние системы описывалось нек-рым вектором — в е к т о р о м с о с т о я н и я (с к-рым тесно связано понятие амплитуды вероятности, или волн. ф-ции), являющимся элементом линейного «пр-ва состояний». Это позволяет использовать матем. аппарат, развитый для линейных (векторных) пр-в. Вектор состояния обозначается, по Дираку, $|\psi>$. Кроме сложения и умножения на комплексное число, вектор $|\psi>$ может подвергаться ещё двум операциям. Во-первых, его можно проектировать на другой вектор, т. е. составить скалярное произведение $|\psi>$ с любым другим вектором состояния $|\psi'>$; оно обозначается как $<\psi'|\psi>$ и явл. комплексным числом, причём

$$<\psi'|\psi> = <\psi|\psi'>^*. \quad (26)$$

Скалярное произведение вектора $|\psi>$ с самим собой, $<\psi|\psi>$,— положит. число; оно определяет длину (норму) вектора. Длину вектора состояния удобно выбрать равной единице; его общий фазовый множитель произволен. Разл. состояния отличаются друг от друга направлением вектора состояния в пр-ве состояний.

Во-вторых, можно рассмотреть операцию перехода от вектора $|\psi>$ к другому вектору $|\psi'>$ или произвести преобразование $|\psi> \to |\psi'>$. Символически эту операцию можно записать как результат действия на $|\psi>$ некоторого линейного оператора $\hat{L}$:

$$\hat{L}\,|\psi> = |\psi'>. \quad (27)$$

При этом $|\psi'>$ может отличаться от $|\psi>$ длиной и направлением. Линейные операторы, в силу принципа суперпозиции состояний, имеют в К.м. особое значение; в результате воздействия линейного оператора на суперпозицию произвольных векторов $|\psi_1>$ и $|\psi_2>$ получается суперпозиция преобразованных векторов:

$$\hat{L}(c_1|\psi_1> + c_2|\psi_2>) = c_1\hat{L}|\psi_1> + c_2\hat{L}|\psi_2> = c_1|\psi_1'> + c_2|\psi_2'>. \quad (28)$$

Важную роль для оператора $\hat{L}$ играют такие векторы $|\psi>=|\psi_\lambda>$, для к-рых $|\psi'>$ совпадает по направлению с $|\psi>$, т. е.

$$\hat{L}\,|\psi_\lambda> = \lambda\,|\psi_\lambda>, \quad (29)$$

где λ — число. Векторы $|\psi_\lambda>$ наз. с о б с т в е н н ы м и в е к т о р а м и о п е р а т о р а $\hat{L}$, а числа λ — его с о б с т в е н н ы м и з н а ч е н и я м и. Собств. векторы $|\psi_\lambda>$ принято обозначать просто $|\lambda>$, т. е. $|\psi_\lambda>=|\lambda>$. Собств. значения λ образуют либо дискр. ряд чисел (тогда говорят, что оператор $\hat{L}$ имеет дискр. спектр), либо непрерывный набор (непрерывный спектр), либо частично дискретный, частично непрерывный.

Очень важный для К. м. класс операторов составляют линейные э р м и т о в ы о п е р а т о р ы, собств. значения λ к-рых в е щ е с т в е н н ы. Собств. векторы эрмитова оператора, принадлежащие разл. собств. значениям, ортогональны друг к другу, т. е.

$$<\lambda|\lambda'> = 0. \quad (30)$$

Из них можно построить ортогональный базис («декартовы оси координат») в пр-ве состояний. Удобно нормировать эти базисные векторы на единицу: $<\lambda|\lambda>=1$. Произвольный вектор $|\psi>$ можно разложить по этому базису:

$$|\psi> = \sum_\lambda c_\lambda|\lambda>;\ c_\lambda = <\lambda|\psi>. \quad (31)$$

При этом:

$$\sum_\lambda |c_\lambda|^2 = <\psi|\psi>, \quad (32)$$

что эквивалентно теореме Пифагора; если $|\psi>$ нормирован на единицу, то

$$\sum_\lambda |c_\lambda|^2 = 1. \quad (33)$$

Принципиальное значение для построения матем. аппарата К. м. имеет тот факт, что для каждой физ. величины существуют нек-рые выделенные состояния системы, в к-рых эта величина принимает вполне определённое (единств.) значение. По существу это св-во явл. определением измеримой (физ.) величины, а состояния, в к-рых физ. величина имеет определ. значение, наз. с о б с т в е н н ы м и с о с т о я н и я м и этой величины.

Согласно принципу суперпозиции, любое состояние системы может быть представлено в виде суперпозиции собств. состояний к.-л. физ. величины. Возможность такого представления математически аналогична возможности разложения произвольного вектора по собств. векторам линейного эрмитового оператора. В соответствии с этим в К. м. каждой физ. величине, или наблюдаемой, L (координате, импульсу, моменту кол-ва движения, энергии и т. д.) ставится в соответствие линейный эрмитов оператор $\hat{L}$. Собств. значения λ оператора $\hat{L}$ интерпретируются как возможные значения физ. величины L, получающиеся при измерениях. Если вектор состояния $|\psi>$ — собств. вектор оператора $\hat{L}$, то физ. величина L имеет определ. значение. В противном случае L принимает разл. значения λ с вероятностью $|c_\lambda|^2$, где c_λ — коэфф. разложения $|\psi>$ по $|\lambda>$:

$$|\psi> = \sum_\lambda c_\lambda |\lambda>. \qquad (34)$$

Коэфф. $c_\lambda = <\lambda|\psi>$ разложения $|\psi>$ в базисе $|\lambda>$ наз. также волн. ф-цией в λ-представлении. В частности, волн. ф-ция $\psi(x)$ представляет собой коэфф. разложения вектора состояния $|\psi>$ по собств. векторам оператора координаты $\hat{x}$:

$$\psi(x) = <x|\psi>. \qquad (35)$$

Ср. значение $\overline{L}$ наблюдаемой L в данном состоянии определяется коэфф. c_λ, согласно общему соотношению между вероятностью и ср. значением:

$$\overline{L} = \sum_\lambda |c_\lambda|^2 \lambda = \sum_\lambda |<\lambda|\psi>|^2 \lambda.$$

Значение $\overline{L}$ можно найти непосредственно через $\hat{L}$ и $|\psi>$ (без определения коэфф. c_λ) по ф-ле:

$$\overline{L} = <\psi|\hat{L}|\psi>. \qquad (36)$$

Вид линейных эрмитовых операторов, соответствующих таким физ. величинам, как импульс, момент кол-ва движения, энергия, постулируется на основе общих принципов определения этих величин и *соответствия принципа*, требующего, чтобы в пределе $\hbar \to 0$ рассматриваемые физ. величины принимали «классич.» значения. Вместе с тем в К. м. вводятся нек-рые линейные эрмитовы операторы [напр., отвечающие преобразованию векторов состояния при отражении осей координат (*пространственной инверсии*), перестановке одинаковых ч-ц], к-рым соответствуют измеримые физ. величины, не имеющие классич. аналогов (напр., *чётность*).

С операторами можно производить алгебр. действия сложения и умножения. Но, в отличие от обычных чисел (к-рые в К. м. наз. c-числами), операторы явл. такими «числами» (q-числами), для к-рых операция умножения некоммутативна. Если $\hat{L}$ и $\hat{M}$ — два оператора, то в общем случае их действие на произвольный вектор $|\psi>$ в разл. порядке даёт разные векторы: $\hat{L}\hat{M}|\psi> \neq \hat{M}\hat{L}|\psi>$, т. е. $\hat{L}\hat{M} \neq \hat{M}\hat{L}$. Величина $\hat{L}\hat{M} - \hat{M}\hat{L}$ обозначается как $[\hat{L}, \hat{M}]$ и наз. коммутатором. Только если два оператора переставимы (коммутируют), т. е. $[\hat{L}, \hat{M}] = 0$, у них могут быть общие собств. векторы и, следовательно, наблюдаемые L и M могут одновременно иметь определённые (точные) значения λ и μ. В остальных случаях эти величины не имеют одновременно определ. значений, и тогда они связаны соотношением неопределённостей. Можно показать, что если $[\hat{L}, \hat{M}] = c$, то $\Delta L \Delta M \geqslant |c|/2$, где ΔL и ΔM — среднеквадратичные отклонения от ср. значений для соответствующих величин.

Возможна такая матем. формулировка, в к-рой формальный переход от классич. механики к К. м. осуществляется заменой c-чисел соответствующими q-числами. Сохраняются и ур-ния движения, но они превращаются в уравнения для операторов. Из этой формальной аналогии между К. м. и классич. механикой можно найти осн. коммутационные (перестановочные) соотношения. Так, для координаты и импульса $[\hat{x}, \hat{p}] = i\hbar$. Отсюда следует соотношение неопределённостей $\Delta p \Delta x \geqslant \hbar/2$. Из перестановочных соотношений можно получить, в частности, явный вид оператора импульса в координатном представлении. Тогда волн. ф-ция есть $\psi(x)$, а оператор импульса — дифф. оператор

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x},$$

т. е.

$$\hat{p}_x \psi = -i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Можно показать, что спектр его собств значений непрерывен, а амплитуда вероятности $<x|p>$ есть де-бройлевская волна ($|p>$ — собств. вектор оператора импульса $\hat{p}$). Если задана энергия системы $H(p, x)$ как ф-ция координат и импульсов ч-ц, то знание коммутатора $[\hat{x}, \hat{p}]$ достаточно для нахождения $[\hat{H}, \hat{p}]$, $[\hat{H}, \hat{x}]$, а также уровней энергии как собств. значений оператора полной энергии $\hat{H}$.

На основании определения момента кол-ва движения $M_z = xp_y - yp_x, \ldots$ можно получить, что $[\hat{M}_x, \hat{M}_y] = i\hbar\hat{M}_z$. Эти коммутац. соотношения справедливы и при учёте спинов ч-ц; оказывается, что они достаточны для определения собств. значения квадрата полного момента: $M^2 = \hbar^2 j(j+1)$, где квант. число j — целое или полуцелое число, и его проекции:

$$M_z = m\hbar, \quad m = -j, -j+1, \ldots, +j.$$

Ур-ния движения квантовомеханич. системы могут быть записаны в двух формах: в виде ур-ния для вектора состояния

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi> = \hat{H}|\psi>, \qquad (37)$$

наз. шрёдингеровской формой ур-ния движения, и в виде ур-ния для операторов (q-чисел)

$$\frac{\partial \hat{L}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{L}], \qquad (38)$$

наз. гейзенберговской формой ур-ний движения (наиб. близкой классич. механике). Из (38), в частности, следует, что ср. значения физ. величин изменяются по законам классич. механики; это положение наз. теоремой Эренфеста.

Для логич. структуры К. м. характерно присутствие двух разнородных по своей природе составляющих. Вектор состояния (волн. ф-ция) однозначно определён в любой момент времени, если задан в нач. момент при известном вз-ствии системы. В этой части теория вполне детерминистична. Но вектор состояния не есть наблюдаемая величина. О наблюдаемых на основе знания $|\psi>$ можно сделать лишь статистические (вероятностные) предсказания. Результаты индивидуального измерения над квант. объектом в общем случае непредсказуемы. Предпринимались попытки восстановить идею полного детерминизма в классич. смысле введением предположения о неполноте квантовомеханич. описания. Напр., высказывалась гипотеза о наличии у квант. объектов дополнит. степеней свободы — «скрытых параметров», учёт к-рых сделал бы поведение системы полностью детерминированным в смысле классич. механики; неопределённость возникает только вследствие того, что эти «скрытые параметры» неизвестны и не учитываются. Однако амер. учёный Дж. фон Нейман доказал теорему о невозможности нестатистич. интерпретации К. м. при сохранении её осн. положения о соответствии между наблюдаемыми (физ. величинами) и операторами.

● Классич. труды — Гейзенберг В., Физические принципы квантовой теории, Л.—М., 1932; Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.—Л., 1947. Учебники — Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974 (Теоретическая физика, т. 3); Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 4 изд., М., 1963; Давыдов А. С., Квантовая механика, М., 1963; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., в. 8—9, М., 1966—67; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Мессиа А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79.

В. Б. Берестецкий.

КВАНТОВАЯ ОПТИКА, раздел *статистической оптики*, изучающий микроструктуру световых полей и оптич. явления, в к-рых видна квант. природа света. Представление о квант. структуре излучения введено нем. физиком М. Планком в 1900.

Статистич. структуру интерференц. поля впервые наблюдал С. И. Вавилов (1934), им же предложен термин «микроструктура света».

Световое поле — сложный физ. объект, состояние к-рого определяется бесконечным числом параметров. Это относится и к *монохроматическому излучению*, к-рое при классич. описании характеризуется полностью амплитудой, частотой, фазой и поляризацией. Задача полного определения состояния светового поля не может быть решена из-за непреодолимых технич. трудностей, связанных с бесконечным числом измерений параметров поля. Дополнит. сложности в решение этой задачи вносит существенно квант. хар-р измерений, т. к. они связаны с регистрацией *фотонов* фотодетекторами.

Успехи лазерной физики и совершенствование техники регистрации слабых световых потоков определили развитие и задачи К. о. Долазерные источники света по своим статистич. св-вам однотипны генераторам шума, имеющего гауссовское распределение. Состояние их полей практически полно определяется формой спектра излучения и его интенсивностью. С появлением квант. генераторов и квант. усилителей К. о. получила в своё распоряжение широкий ассортимент источников с весьма разнообразными, в т. ч. не гауссовскими, статистич. хар-ками.

Простейшая хар-ка поля — его ср. интенсивность. Более полная хар-ка — ф-ция пространственно-временного распределения интенсивности поля, определяемая из экспериментов по регистрации во времени фотонов одним детектором. Ещё более полную информацию о состоянии поля дают исследования квант. флуктуаций его разл. величин, к-рые удаётся частично определить из экспериментов по совместной регистрации фотонов поля неск. приёмниками, либо при исследовании *многофотонных процессов* в в-ве.

Центр. понятиями в К. о., определяющими состояние поля и картину его флуктуаций, явл. т. н. корреляционные ф-ции или полевые корреляторы. Они определяются как квантовомеханич. средние от операторов поля (см. *Квантовая теория поля*). Степень сложности корреляторов определяет ранг, причём, чем он выше, тем более тонкие статистич. св-ва поля им характеризуются. В частности, эти ф-ции определяют картину совместной регистрации фотонов во времени произвольным числом детекторов. Корреляционные ф-ции играют важную роль в *нелинейной оптике*. Чем выше степень нелинейности оптич. процесса, тем более высокого ранга корреляторы необходимы для его описания.

Особое значение в К. о. имеет понятие *квантовой когерентности*. Различают частичную и полную когерентность поля. Полностью когерентная волна по своему действию на системы максимально подобна классич. монохроматич. волне. Это означает, что квант. флуктуации поля когерентной волны минимальны. Излучение лазеров с узкой спектральной полосой близко по своим хар-кам к полностью когерентному.

Исследование корреляц. ф-ций высших порядков позволяет изучать физ. процессы в излучающих системах (напр., в лазерах). Методы К. о. дают возможность определять детали межмол. вз-ствий по изменению статистики фотоотсчётов при рассеянии света в среде.

● Глаубер Р., Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика, М., 1966; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Спектроскопия оптического смешения и корреляции фотонов, под ред. Г. Камминса и Э. Пайка, пер. с англ., М., 1978; Вавилов С. И., Микроструктура света, М., 1950.

С. Г. Пржибельский.

КВА́НТОВАЯ РАДИОФИ́ЗИКА, см. *Квантовая электроника.*

КВА́НТОВАЯ СТАТИ́СТИКА, раздел *статистической физики*, исследующий системы мн. ч-ц, подчиняющихся законам квант. механики.

КВА́НТОВАЯ ТЕО́РИЯ МНО́ГИХ ЧАСТИ́Ц, раздел квант. теории, посвящённый изучению систем, состоящих из трёх и большего числа ч-ц. В квант. механике система из N ч-ц описывается при помощи волн. ф-ции, зависящей как от координат всех ч-ц, так и от всех др. величин, необходимых для задания состояния каждой ч-цы («внутр. переменных»). Если рассматривается такая система, к-рая явл. частью большой подсистемы, то описание производится с помощью *матрицы плотности*.

Точное решение задачи мн. тел в квантовой, как и в классической, теории встречает чрезвычайно большие затруднения. Однако можно указать нек-рые общие св-ва симметрии, вытекающие из принципа Паули. Волн. ф-ция для систем, состоящих из нек-рого числа одинаковых (тождественных) ч-ц с полуцелым спином (*фермионов*), явл. антисимметричной, т. е. её знак изменяется при перестановках переменных (включая внутренние) двух ч-ц. Для систем ч-ц с целым спином — *бозонов* такая перестановка не меняет знака волн. ф-ции, т. е. волн. ф-ция симметрична. Различие в св-вах симметрии фермионов и бозонов определяет качеств. отличие в поведении систем, состоящих из ч-ц этих двух типов, в частности их распределение по состояниям (уровням энергии), даваемое *Бозе — Эйнштейна статистикой* (для бозонов) или *Ферми — Дирака статистикой* (для фермионов). В бозе-системах в данном квант. состоянии может находиться произвольное число ч-ц, и поэтому при абс. темп-ре $T \to 0$ (при отсутствии источников возбуждения) все бозоны будут скапливаться на низшем возможном уровне энергии. В ферми-системах каждое квант. состояние может занимать лишь одна ч-ца и поэтому они в сходных условиях заполняют все уровни от низшего до нек-рого граничного (уровня Ферми $\mathcal{E}_F$).

Приближённые методы, привлекаемые для решения проблемы мн. тел, приобрели значительно бо́льшую эффективность после того, как началось широкое использование представлений *квантовой теории поля* (КТП). Так, при рассмотрении тв. тела можно принять его состояние при нулевой абс. темп-ре за «вакуумное», поскольку энергия такого состояния минимальна. Возбуждение тв. тела, в частности при его нагревании, можно рассматривать как рождение элем. возбуждений — квантов, каждый из к-рых несёт определённую энергию, импульс и спин. Такие элем. возбуждения наз. *квазичастицами* (в отличие от «истинных» ч-ц — структурных элементов кристалла, напр. атомов, число к-рых неизменно). Привлечение методов КТП, позволяющих представить эволюцию системы как рождение, вз-ствие и взаимные превращения разл. квазичастиц, оказалось весьма плодотворным для физики тв. тела. Примером может служить создание теории *сверхпроводимости*.

Несколько иной подход удобно использовать при описании многоэлектронных атомов. Сначала принимается, что эл-ны независимы, т. е. что каждый из них испытывает лишь влияние нек-рого т. н. *самосогласованного поля*, в к-ром эффективно учитываются как кулоновское поле ядра, так и усреднённое поле вз-ствия между эл-нами. При таком подходе задача о движении каждого из эл-нов (одноэлектронная задача) решается относительно просто. Получаются, как и обычно в квант. механике, наборы возможных состояний с разл. значениями квант. чисел, определяющих энергии, моменты кол-ва движения и др. физ. величины. В соответствии с принципом Паули заполнение эл-нами уровней энергии происходит так, что вначале исчерпываются все возможные наборы квант. чисел в состоянии с наинизшей возможной энергией, затем заполняются более высокие уровни и т. д., пока не будут размещены все эл-ны. При этом в осн. состоянии системы окажутся заполненными все уровни энергии, начиная от наинизшего вплоть до нек-рого предельного значения $\mathcal{E}_F$; такое состояние можно считать «вакуумным». Все более высокие уровни остаются вакантными. Дополнит. влияние неучтённых при этом вз-ствий можно рассматривать квантовополевыми методами. Эти вз-ствия могут приводить к реальному или виртуальному перебросу эл-нов с заполненных уровней на свободные (вакантные), что можно описывать как рождение пары: «над

вакуумом» возникает ч-ца, а на освободившемся уровне появляется «дырка», к-рая играет роль *античастицы*. Рождение таких пар и их аннигиляция могут быть изображены *Фейнмана диаграммами*. Если вероятность одноврем. образования мн. пар мала, можно упростить задачу, ограничившись учётом рождения и аннигиляции лишь небольшого их числа.

Квантовополевые методы, перенесённые в физику многочастичных систем, оказались здесь даже более эффективными, чем в породившей эти методы физике элем. ч-ц. Более того, КТП получила в новой области такое дальнейшее развитие, к-рое может оказаться полезным и для теории элем. ч-ц. *В. И. Григорьев.*

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ (КТП), релятивистская квант. теория физ. систем с бесконечным числом степеней свободы. Пример такой системы — эл.-магн. поле, для полного описания к-рого в любой момент времени требуется задание напряжённостей электрич. и магн. полей в каждой точке пр-ва, т. е. задание бесконечного числа величин. В отличие от этого, положение ч-цы в каждый момент времени определяется заданием трёх её координат.

Квантовая механика значительно сблизила эти два объекта — ч-цы и поля. Согласно квант. механике, эл.-магн. излучение порождается и поглощается дискр. порциями — квантами, или фотонами, к-рые, как и ч-цы, имеют определённую энергию $\mathscr{E} = h\nu$ и импульс $p = h/\lambda$, где ν и λ — частота и длина волны излучения. С другой стороны, с каждой ч-цей сопоставляется *волновая функция* $\psi(\mathbf{r}, t)$ и полное описание ч-цы требует задания величины ψ в любой точке пр-ва в каждый момент времени, при этом ч-це приписываются волн. св-ва: частота $\nu = \mathscr{E}/h$ и дл. волны $\lambda = p/h$, где $\mathscr{E}$ и p — энергия и импульс ч-цы.

Рождаться и исчезать могут не только фотоны. Одно из самых общих св-в микромира — универсальная взаимная превращаемость ч-ц. Так, фотон может породить пару электрон-позитрон; при столкновении протонов и нейтронов могут рождаться π-мезоны; π-мезон распадается на мюон и нейтрино и т. д. Для описания такого рода процессов потребовался переход к квантовому волн. полю $\psi(\mathbf{r}, t)$, т. е. построение квант. теории систем с бесконечным числом степеней свободы, получившей назв. КТП.

Поясним этот переход с помощью механич. аналогии. Представим, что всё пр-во заполнено связанными между собой осцилляторами. Такая система имеет бесконечно большое число степеней свободы, и её можно рассматривать как поле. Связи между осцилляторами приводят к тому, что в системе могут возникать коллективные колебания, к-рые характеризуются своими собств. частотами, а по системе могут распространяться волны соответствующих колебаний.

При переходе к квантовой механике коллективные колебания квантуются, а возникающие при этом кванты могут рассматриваться как частицы, обладающие, как и волны, энергией и импульсом (следовательно, и нек-рой массой). Очевидно, что эти ч-цы — кванты возбуждения системы нельзя ассоциировать с отд. исходными осцилляторами, находящимися в фиксиров. точках пр-ва. Они представляют собой результат процесса, захватывающего всю систему в целом, и описывают нек-рые возбуждения поля. Т. о., изучение поля можно свести к рассмотрению квантованных волн (или ч-ц) возбуждений, их рождения и поглощения. Строго говоря, свободное квант. поле может быть представлено как подобная бесконечная совокупность осцилляторов, заполняющих не обычное, координатное, а 3-мерное импульсное пр-во. Описанная механич. система, однако, реализуется, напр., в теории кристаллов, где число степеней свободы конечно и можно ограничиться нерелятив. приближением.

КТП с необходимостью должна быть релятивистской теорией. Действительно, теория относительности устанавливает связь между энергией $\mathscr{E}$, импульсом $\boldsymbol{p}$ и массой m ч-цы:

$$\mathscr{E}^2 = c^2p^2 + m^2c^4. \qquad (1)$$

Из (1) видно, что мин. энергия (*энергия покоя* ч-цы), необходимая для образования ч-цы данной массы, равна mc^2. Если система состоит из медленно движущихся ч-ц, то их энергия может оказаться недостаточной для образования новых ч-ц ненулевой массы. В такой нерелятив. системе число ч-ц неизменно. Ч-цы же с нулевой массой покоя (фотон, возможно нейтрино) всегда релятивистские, т. е. всегда движутся со скоростью света.

Квантование поля. Метод квантования систем с перем. числом ч-ц (*вторичное квантование*) был предложен в 1927 англ. физиком П. Дираком и получил дальнейшее развитие в работах В. А. Фока (1932). Осн. его черта — введение операторов, описывающих рождение и уничтожение ч-ц. Поясним их действие на примере одинаковых (тождественных) ч-ц, находящихся в одном и том же состоянии (напр., все фотоны считаются имеющими одинаковые частоту, направление распространения и поляризацию).

В квант. теории состояние системы ч-ц описывается волн. ф-цией или вектором состояния. Введём для описания состояния с N ч-цами вектор состояния Ψ_N. Квадрат его модуля $|\Psi_N|^2$, определяющий вероятность данного состояния, равен единице, т. к. N достоверно известно. Введём операторы уничтожения и рождения ч-цы: a^- и a^+. По определению, a^- переводит состояние с N ч-цами в состояние с $N-1$ ч-цами:

$$a^-\Psi_N = \sqrt{N}\,\Psi_{N-1}. \qquad (2)$$

Аналогично оператор рождения ч-цы a^+ переводит состояние с N ч-цами в состояние с $N+1$ ч-цами:

$$a^+\Psi_N = \sqrt{N+1}\,\Psi_{N+1} \qquad (3)$$

(множители $\sqrt{N}$ и $\sqrt{N+1}$ вводят для выполнения условия нормировки $|\Psi_N|^2 = 1$). В частности, при $N = 0$ $a^+\Psi_0 = \Psi_1$, где Ψ_0 — вектор, характеризующий вакуумное состояние, т. е. состояние с нулевым числом ч-ц и мин. энергией. Т. о., одночастичное состояние получается в результате рождения из вакуума одной ч-цы. Поскольку невозможно уничтожить ч-цу в состоянии, в к-ром ч-ц нет, то $a^-\Psi_0 = 0$. Это равенство можно считать определением вакуума. Особое значение вакуумного вектора состояния состоит в том, что из него действием оператора a^+ можно получить вектор любого состояния:

$$\Psi_N = (a^+)^N\Psi_0\frac{1}{\sqrt{N!}}. \qquad (4)$$

Порядок действия a^- и a^+ не безразличен. Так,

$$a^-a^+\Psi_N = a^-\Psi_{N+1}\sqrt{N+1} = (N+1)\Psi_N,$$

$$a^+a^-\Psi_N = a^+\Psi_{N-1}\sqrt{N} = N\Psi_N.$$

Т. о.,

$$(a^-a^+ - a^+a^-)\Psi_N = \Psi_N, \qquad (5)$$

$$a^-a^+ - a^+a^- = 1, \qquad (6)$$

т. е. операторы a^-, a^+ явл. неперестановочными (некоммутирующими). Соотношения типа (6), устанавливающие связь между действием двух операторов, взятых в разл. порядке, наз. коммутационными или *перестановочными соотношениями*. Если учесть, что ч-цы могут находиться в разл. состояниях, то следует дополнительно указывать, к какому состоянию относятся операторы рождения и уничтожения (т. е. квант. числа состояния — энергию, спин и др.). Для простоты обозначим всю совокупность квант. чисел, определяющих состояние, индексом n; тогда $a_n^+(a_n^-)$ обозначает оператор рождения (уничтожения) ч-цы в состоянии с набором квант. чисел n. Числа ч-ц, находящихся в состояниях, соответствующих разл. n, наз. *числами заполнения* этих состояний, а задание вектора состояния в форме, фиксирующей числа заполнения всех возможных состояний системы,— представлением чисел заполнения.

Если $n \neq m$, то $a_n^-a_m^-\Psi_0 = 0$, поскольку невозможно уничтожение ч-ц в таких состояниях, к-рых нет в системе. С учётом этого перестановочные соотношения имеют вид:

$$a_n^-a_m^- - a_m^-a_n^- = \delta_{nm}, \qquad (7)$$

где δ_{nm} — символ Кронекера: $\delta_{nm}=1$ при $n=m$ и $\delta_{nm}=0$ при $n\neq m$.

Из a_n^+ и a_n^- можно построить играющий важную роль оператор числа ч-ц: $\hat{N}(n)=a_n^+ a_n^-$ [это ясно из приведённого выше равенства $a_n^+ a_n^- \Psi_N = N(n)\Psi_N$]. Через собств. значения $N(n)$ этого оператора выражаются все «корпускулярные» величины, характеризующие систему,—импульс ($\boldsymbol{P}$), энергия ($\mathcal{E}$), электрич. заряд (Q) и т. д.: $\boldsymbol{P}=\sum_p \boldsymbol{p}\,N(\boldsymbol{p})$, $\mathcal{E}=\sum_p \mathcal{E}(\boldsymbol{p})N(\boldsymbol{p})$, $Q=\sum_p eN(\boldsymbol{p})=eN$. Здесь $N(\boldsymbol{p})$ — число ч-ц системы, имеющих импульс $\boldsymbol{p}$, $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$ — энергия ч-цы с импульсом $\boldsymbol{p}$, e — заряд ч-цы (одинаковый для всех ч-ц).

Вакуумное состояние. В квант. механике доказывается, что если два к.-л. оператора не коммутируют, то соответствующие им физ. величины не могут одновременно иметь точно определённые значения. Так, не существует состояния эл.-магн. поля, в к-ром были бы одновременно точно определёнными напряжённости поля и число фотонов, поскольку относящиеся к этим величинам операторы неперестановочны. Поэтому из определения вакуума как состояния с нулевым числом ч-ц вытекает неопределённость напряжённостей поля в вакуумном состоянии, в частности невозможность этих напряжённостей иметь точно нулевые значения. Именно в невозможности одноврем. равенства нулю и числа фотонов, и напряжённостей электрич. и магн. полей лежит физ. причина необходимости рассматривать вакуумное состояние не как простое отсутствие поля, а как одно из возможных состояний поля, обладающее определёнными св-вами, к-рые могут проявляться на опыте (см. *Радиационные поправки*).

Связь спина со статистикой. Правила перестановок (6) справедливы для ч-ц, имеющих целый спин. Для них $N(n)$ может быть произвольным целым числом, т. е. в одном и том же состоянии n может находиться любое число ч-ц. Такие ч-цы (бозоны) подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. Для ч-ц с полуцелым спином (фермионов) знак минус в (6) заменяется на знак плюс:

$$a_n^- a_m^+ + a_m^+ a_n^- = \delta_{nm},$$
$$a_n^+ a_m^+ + a_m^+ a_n^+ = a_n^- a_m^- + a_m^- a_n^- = 0; \qquad (8)$$

эти соотношения наз. антикоммутационными. Они связаны с тем, что для фермионов справедлив *Паули принцип*, согласно к-рому в системе одинаковых ч-ц (напр., эл-нов) в любом состоянии может находиться не более одной ч-цы. Действительно, согласно (8), вектор состояния, содержащий, напр., две ч-цы, при $n=m$ равен самому себе с обратным знаком:

$$a_n^+ a_n^+ \Psi_0 = -a_n^+ a_n^+ \Psi_0,$$

что возможно только для величины, тождественно равной нулю. Такие ч-цы подчиняются *Ферми — Дирака статистике*.

Взаимодействие в КТП. До сих пор рассматривались свободные невзаимодействующие ч-цы, число к-рых оставалось неизменным; как нетрудно показать с помощью соотношений (6), оператор числа ч-ц $\hat{N}(n)=a_n^+ a_n^-$ коммутирует с оператором энергии $\hat{\mathcal{E}}=\sum \mathcal{E}(\boldsymbol{p})\hat{N}(\boldsymbol{p})$, поэтому число ч-ц должно быть постоянным, т. е. процессы появления дополнит. ч-ц, их исчезновение и взаимопревращения отсутствовали. Учёт этих процессов требует включения вз-ствия ч-ц.

В классич. электродинамике вз-ствие между заряж. ч-цами осуществляется через поле: заряд создаёт поле, к-рое действует на др. заряды. В квант. теории вз-ствие эл.-магн. поля и заряж. ч-цы выглядит как испускание и поглощение ч-цей фотонов, а вз-ствие между заряж. ч-цами явл. результатом их обмена фотонами: каждый из эл-нов испускает фотоны (кванты переносящего вз-ствие эл.-магн. поля), к-рые затем поглощаются др. эл-нами. Подобная картина вз-ствия возникает благодаря особому св-ву электродинамики — т. н. *калибровочной симметрии*. Аналогичный механизм вз-ствия находит всё большее подтверждение и для др. физ. полей. Однако свободная ч-ца ни испустить, ни поглотить кванта не может. Напр., в системе, где ч-ца покоится, излучение кванта требует затраты энергии и уменьшения массы ч-цы (в силу эквивалентности энергии и массы), что невозможно. Чтобы разрешить этот парадокс, нужно учесть, что рассматриваемые ч-цы— квант. объекты, для к-рых существенно *неопределённостей соотношение* $\Delta\mathcal{E}\,\Delta t \geqslant \hbar$, допускающее изменение энергии ч-цы на величину $\Delta\mathcal{E}$ и, следовательно, излучение или поглощение квантов поля при условии, что эти кванты существуют в течение промежутка времени $\Delta t \leqslant \hbar/\Delta\mathcal{E}$. (На основе подобных рассуждений и факта короткодействия яд. сил япон. физик Х. Юкава предсказал существование ч-цы — переносчика яд. вз-ствия с массой прибл. в 200—300 электронных масс, к-рая впоследствии была обнаружена экспериментально и названа π-мезоном.)

Теория возмущений. Диаграммы Фейнмана. Виртуальные частицы. Для расчёта процессов в КТП часто используется метод теории возмущений, к-рый заключается в поэтапном учёте всё большего числа актов вз-ствия свободных ч-ц. Каждому этапу учёта вз-ствия можно дать наглядное графич. изображение. Такого рода графики, или диаграммы, были впервые введены амер. физиком Р. Фейнманом и носят его имя.

Введём для изображения каждой свободной ч-цы нек-рую линию, представляющую собой лишь графич. символ распространения ч-цы: фотону — волнистую, эл-ну — сплошную. Иногда на линиях ставят стрелки, условно обозначающие «направление» распространения ч-цы. В первом, втором и т. д. приближениях учитываются однократные, двукратные и т. д. акты вз-ствия между разл. ч-цами (полями). Разная последовательность таких элем. актов соответствует разл.

Рис. 1.

физ. процессам, а число актов вз-ствия наз. порядком диаграммы. (На всех диаграммах Фейнмана ось времени будет считаться направленной вправо.) На рис. 1 изображена диаграмма 2-го порядка, соответствующая рассеянию фотона на эл-не: в нач. состоянии присутствуют эл-н и фотон, в точке *1* они встречаются и происходит поглощение фотона эл-ном, в точке *2* появляется (испуска-

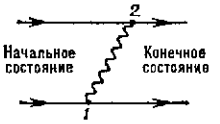


Рис. 2.

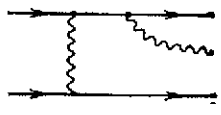


Рис. 3.

ется эл-ном) новый, конечный фотон. Это — одна из простейших диаграмм *Комптона эффекта*. Диаграмма 2-го порядка на рис. 2 отражает процесс обмена фотоном между двумя эл-нами: один эл-н в точке *1* испускает фотон, к-рый затем в точке *2* поглощается вторым эл-ном. Эта диаграмма изображает элем. акт эл.-магн. вз-ствия двух эл-нов. Более сложные диаграммы, соответствующие такому вз-ствию, должны учитывать возможность обмена неск. фотонами, а также испускание и поглощение фотона одним и тем же эл-ном (т. н. *радиационные поправки*). На рис. 3 изображена диаграмма 3-го порядка, описывающая вз-ствие двух эл-нов с излучением фотона (*тормозное излучение*).

В приведённых примерах проявляется нек-рое общее св-во диаграмм: все они составляются из простейших

Рис. 4.

элементов — вершинных частей, или вершин, представляющих собой либо испускание (рис. 4, *а*) и поглощение (рис. 4, *б*) фотона эл-ном, либо рождение фотоном электрон-позитронной пары (рис. 5, *а*) или её аннигиляцию

в фотон (рис. 5, *б*) (*античастица* изображается такой же линией, что и ч-ца, но направленной «вспять по времени», ибо, согласно *теореме CPT*, поглощение ч-цы эквивалентно испусканию античастицы). Каждый из этих

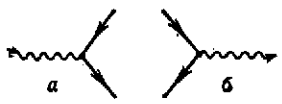


Рис. 5.

процессов запрещён законами сохранения энергии-импульса. Однако если такая вершина входит составной частью в более сложную диаграмму (как в рассмотренных примерах), то квант. неопределённость снимает этот запрет.

Ч-цы, к-рые рождаются и затем поглощаются на промежуточных этапах процесса, наз. в и р т у а л ь н ы м и, в отличие от реальных ч-ц, существующих достаточно длит. время. На рис. 1 это — виртуальный эл-н, возникающий в точке *1* и исчезающий в точке *2*, на рис. 2 — виртуальный фотон и т. д. Т. о., вз-ствие осуществляется путём испускания и поглощения виртуальных ч-ц. Можно несколько условно принять, что ч-ца виртуальна, если квант. неопределённость её энергии $\Delta\mathcal{E}$ порядка ср. значения её энергии. Более распространён др. подход к описанию виртуальных ч-ц, основанных на соотношении (1). Для виртуальных ч-ц это соотношение несправедливо; квадрат их «массы» $\mathcal{E}^2/c^4-p^2/c^2$ не равен m^2, а принимает всевозможные значения, причём разброс последних по отношению к m^2 тем больше, чем более «виртуальна» ч-ца. Такой подход позволяет считать, что в каждом элем. процессе вз-ствия сохраняются и энергия, и импульс, квантовые же неопределённости переносятся на массы виртуальных ч-ц.

Диаграммы Фейнмана позволяют при помощи определённых матем. правил находить вероятности соответствующих процессов. Не останавливаясь детально на этих правилах, отметим, что вклад каждой из вершин в амплитуду процесса (квадрат абс. величины к-рой определяет его вероятность, или эфф. сечение) пропорц. *константе связи* тех ч-ц (или полей), линии к-рых встречаются в вершине. Во всех приведённых диаграммах такой константой явл. электрич. заряд e. Чем больше вершин содержит диаграмма процесса, тем в более высокой степени входит заряд в соответствующее выражение для амплитуды. Так, амплитуда, соответствующая диаграммам на рис. 1 и 2 с двумя вершинами, пропорц. e^2, а диаграмма на рис. 3, содержащая три вершины, пропорц. e^3. Если диаграммы содержат замкнутые циклы (см. ниже рис. 6, 7, *б* и 8, *б* —*д*), то законы сохранения четырёхмерных импульсов (4-импульсов) $p(\mathcal{E}/c, \boldsymbol{p})$, где $p^2=\mathcal{E}^2/c^2-p^2$, в каждой вершине не позволяют выразить 4-импульсы всех виртуальных ч-ц через 4-импульсы нач. и конечных ч-ц; импульс одной из них оказывается неопределённым, и необходимо производить интегрирование по всем его значениям.

Расходимости. В нек-рых случаях это интегрирование приводит к бесконечно большим выражениям (*расходимостям*), причина к-рых в том, что в теории используется предположение о точечности свободных ч-ц. На графике вз-ствия двух эл-нов (рис. 2) фотон рождается одним и поглощается другим эл-ном. Однако возможен и процесс, в к-ром виртуальный фотон испускается и поглощается одним и тем же эл-ном (рис. 6).

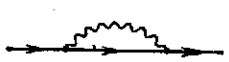


Рис. 6.

Т. к. обмен квантами обусловливает вз-ствие, то такой график явл. одной из простейших диаграмм вз-ствия эл-на с самим собой, или с собств. полем. Этот процесс можно также назвать вз-ствием эл-на с фотонным вакуумом, поскольку реальных фотонов здесь нет. Т. о., собств. эл.-магн. поле эл-на создаётся испусканием и поглощением этим же эл-ном виртуальных фотонов. Наличие такого самодействия приводит к увеличению массы эл-на и в классич. электродинамике: поле, порождаемое эл-ном, обладает нек-рой энергией, а следовательно, и массой, и при ускорении эл-на нужно преодолевать также инерцию его эл.-магн. (в простейшем случае — кулоновского) поля. Т. о., и в классич., и в квант. теории поля к «неполевой», или «затравочной», массе m_0 ч-цы необходимо добавить «полевую» часть. Вычисление полевой массы, однако, приводит к бесконечной величине (диаграмма рис. 6 расходится).

Поляризация вакуума. Аналогичная трудность встречается и при вычислении заряда эл-на, к-рый обычно определяется через вз-ствие эл-на с внеш.

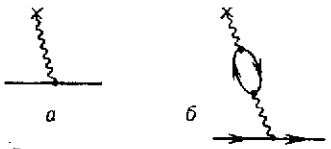


Рис. 7.

электростатич. полем. В низшем приближении это вз-ствие описывается диаграммой рис. 7, *а* (крестиком на диаграмме обозначен источник электростатич. поля). В след. приближении (рис. 7, *б*) необходимо учесть, что виртуальный фотон может породить из вакуума виртуальную пару электрон-позитрон, к-рая взаимодействует с полем эл-на. Реальный эл-н притягивает виртуальные позитроны и отталкивает виртуальные эл-ны. Это приводит к явлениям, напоминающим поляризацию среды, в к-рую вносится заряж. ч-ца (отсюда назв. явления). Эл-н оказывается окружённым слоем позитронов из виртуальных пар, так что его эфф. заряд изменяется: возникает экранировка заряда, т. е. первоначальный, «затравочный», заряд e_0 приобретает отрицат. добавку (эфф. заряд уменьшается). Вычисление же этой добавки (диаграммы рис. 7, *б*) даёт бесконечную величину.

Перенормировка. Анализ встретившихся трудностей привёл к идее перенормировок. Оказалось, что в квант. электродинамике и нек-рых др. теориях в выражениях для физ. величин бесконечно большие значения всегда появляются лишь в виде добавок к затравочной массе или к затравочному заряду, так что невозможно экспериментально отделить эти части друг от друга (такие теории наз. ренормируемыми или перенормируемыми). Перенормировка заключается в использовании для суммы этих частей эксперим. значений массы и заряда. Это позволяет перестроить разложение (по методу теории возмущений) по e_0 разложением по физ. заряду e, уже не содержащему бесконечных величин (подробнее см. *Перенормировка*). Однако не всегда перенормировка конечного числа величин устраняет расходимости. В нек-рых случаях рассмотрение диаграмм всё более высокого порядка приводит к появлению расходимостей новых типов, тогда говорят, что теория неперенормируема. (Таковы, напр., первые варианты теории слабого вз-ствия.)

Перенормировка заряда и массы даёт возможность выделить конечные наблюдаемые части из бесконечных значений для величин, характеризующих физ. ч-цы. Особое значение это имеет для квант. электродинамики, где каждая вершина соответствующей диаграммы Фейнмана вносит в выражение для амплитуды процесса множитель e (точнее, безразмерную величину $e/\sqrt{\hbar c}$). Т. к. внутр. линии имеют два конца (соединяют две вершины), добавление каждой внутр. линии изменяет амплитуду прибл. в $\alpha=e^2/\hbar c\approx{}^1/_{137}$ раз. Если записать амплитуду в виде бесконечной суммы членов с возрастающими степенями α, то такому ряду будут соответствовать диаграммы со всё бо́льшим числом внутр. линий. Каждый член ряда должен быть примерно на два порядка меньше предыдущего, так что высшие диаграммы должны вносить ничтожно малый вклад и могут быть отброшены. Это позволяет понять, почему именно в квант. электродинамике достигнуто рекордное согласие теории и эксперимента. Напр., вычисления магн. момента эл-на согласуются с его эксперим. значением с точностью до одной миллиардной доли %.

Трудности теории возмущений. Более внимат. рассмотрение показывает,

что число высших диаграмм факториально растёт (пропорц. $n!=1\cdot2\cdot3\cdot\ldots\cdot n$, где n — число виртуальных фотонных линий). Для достаточно высокого порядка (т. е. для достаточно большого числа внутр. линий) число диаграмм настолько велико, что перекрывает малый множитель α^n, и поправка с ростом порядка диаграмм увеличивается, а сумма всего ряда оказывается бесконечной. Такие ряды (напр., сумма $\sum_{n=1}^{\infty} n!\alpha^n=\alpha+2\alpha^2+6\alpha^3+\ldots$) наз. асимптотическими. В отличие от конечных (сходящихся) рядов, к-рые позволяют, взяв достаточно большое число членов, проводить вычисления со сколь угодно большой точностью, асимптотич. ряды могут обеспечить лишь нек-рую конечную точность, зависящую от величины α. Для квант. электродинамики этот недостаток теории возмущений не создаёт особых трудностей, поскольку предельная точность вычисления величин, определяемых таким рядом, столь высока ($\sim10^{-57}\%$), что практически может считаться абсолютной. Иное положение в теории сильного вз-ствия, где эфф. константа связи g, напр. двух нуклонов (т. е. величина, играющая роль заряда в сильном вз-ствии), велика: $g^2/\hbar c\approx14$–15. Поэтому те аргументы, к-рые в электродинамике оправдывают отбрасывание высших диаграмм (т. е. использование низших приближений теории возмущений), здесь теряют силу.

Эффективный заряд. Ренормализационная группа. Процедура перенормировки придала квант. электродинамике черты логич. замкнутости. Однако даже в этой теории проблема самосогласованности не может считаться решённой. Одно из усложнений простейших диаграмм Фейнмана (рис. 1,2) состоит в том, что каждая

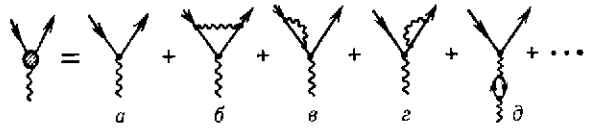


Рис. 8.

из входящих в них вершин типа изображённых на рис. 4 и 5 может быть дополнена диаграммами более высоких порядков (рис. 8). В сумме они образуют т. н. вершинную часть (своего рода *формфактор* эл-на) — нек-рую ф-цию $E(m^*)$ (на рис. 8 изображённую в виде заштрихованного кружка), зависящую от эфф. массы m^* ($m^{*2}c^2=|Q^2|$, где Q^2 — квадрат передачи четырёхмерного импульса эл-ном фотону) виртуального фотона и представляющую собой (после проведения перенормировки) ряд по степеням заряда e. Ф-ция $E(m^*)$, т. о., играет роль *эффективного заряда*, зависящего от расстояния, на к-ром происходит вз-ствие. (Согласно соотношению неопределённостей, большая величина квадрата переданного 4-импульса соответствует малым расстояниям, и наоборот.)

Условие самосогласованности перенормировки приводит к дифф. уравнению для ф-ции $E(m^*)$:

$$m^*\frac{dE(m^*)}{dm^*}=\beta(E(m^*)), \qquad (9)$$

где $\beta(E)$ имеет вид ряда по E, определяемого диаграммами рис. 8. В частности, для диаграммы 8,*а* $\beta=0$, а для суммы диаграмм 8, *б* — *д* (в пределе $m^*\gg m_e$, где m_e — масса эл-на) $\beta(E)=(1/3\pi\hbar c)E^3$. Простой подстановкой можно проверить, что решением ур-ния (9) с таким $\beta(E)$ будет

$$E^2(m^*)=\frac{e^2}{1-(2\alpha/3\pi)\ln(m^*/m_e)}. \qquad (10)$$

Гл. особенность выражения (10) состоит в том, что с ростом m^* (с уменьшением расстояния) эфф. заряд растёт. Это и есть рассмотренный выше эффект экранировки заряда вакуумом. При массе $m^*=m_e e^{3\pi/2\alpha}$ знаменатель выражения (10) обращается в нуль, а сам заряд становится бесконечно большим. В результате появляется лишённое физ. смысла ограничение на величину передачи 4-импульса, т. е. квант. электродинамика оказывается несамосогласованной, хотя это проявляется при фантастически высоких энергиях ($\sim10^{280}$ эВ!), превосходящих энергию Вселенной. Однако как только заряд становится большим, неправомерно ограничиваться первыми слагаемыми в разложении $\beta(E)$, а необходимо рассматривать весь ряд. Из-за асимптотич. хар-ра ряда теории возмущений по E сумма его бесконечно велика при любом значении E. В математике разработаны методы обращения с подобными рядами и сопоставления с ними конечных величин, но для этого необходимы какие-то дополнит. сведения о св-вах ф-ций $\beta(E)$. Т. о., вопрос самосогласованности квант. электродинамики остаётся открытым.

Из изложенного выше следует, что формальное использование метода возмущений порождает определённые трудности. Даже введение в теорию новой фундам. постоянной (имеющей смысл *фундаментальной длины*) либо путём «размазывания» вз-ствия по нек-рой области пространства-времени (см. *Нелокальная теория поля*), либо путём перехода к квантованному пространству-времени (см. *Квантование пространства-времени*) не устраняет этого дефекта теории возмущений, если продолжать пользоваться её традиц. формой. Хотя все диаграммы становятся конечными, ряд для ф-ции β остаётся бесконечным асимптотич. рядом и по-прежнему неизвестно, как определить его сумму, т. е. выяснить хар-р поведения эфф. заряда на малых расстояниях. Подобная же проблема самосогласованности остаётся и в объединённой теории слабого и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*).

Квантовая хромодинамика (КХД) **и асимптотическая свобода.** Иная ситуация в *квантовой хромодинамике* — теории, претендующей на описание

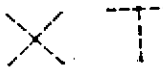


Рис. 9.

сильного вз-ствия *кварков* и *глюонов*. В отличие от квант. электродинамики, здесь вместо одного заряж. лептона (напр., эл-на, мюона) выступают три кварка каждого типа, различающихся квант. числом «*цвет*». Переносчиками вз-ствия (вместо фотона в квантовой электродинамике) служат восемь «цветных» глюонов — безмассовых частиц со спином 1, источником которых явл. «*цветовой заряд*» кварков. Поскольку глюоны — «цветные», при их поглощении и испускании кварки меняют свой «цвет». Обладая «цветовым зарядом», глюоны (в отличие от фотонов, не имеющих электрич. заряда) должны испытывать самодействие. Поэтому в КХД в диаграммах Фейнмана появляются вершины типа рис. 9 (пунктирные линии соответствуют глюонам). Это приводит к тому, что в разложении вершинной части по теории возмущений, кроме диаграмм, аналогичных диаграммам рис. 8, *а* — *д* квант. электродинамики, появляются диаграммы с самодействием глюонов (рис. 10, *е* — *з*; сплошные линии соответствуют кваркам). Именно эти диаграммы обусловливают тот факт, что первый член разложения β по эфф. «цветовому заряду» (т. е. по константе взаимодействия) g оказывается отрицательным:

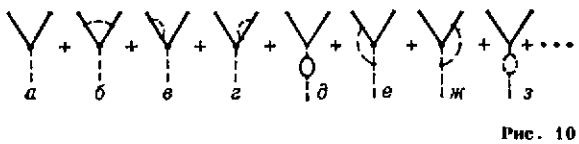


Рис. 10

$$\beta(g)=-\frac{25}{12\pi}\frac{g^3}{\hbar c}, \qquad (11)$$

а вместо (10) получается выражение

$$g^2(m^*)=\frac{g_\lambda^2}{1+(25/6\pi)(g_\lambda^2/\hbar c)\ln(m^*/\lambda)}, \qquad (12)$$

где g_λ — величина эфф. заряда при нек-ром фиксированном значении $m^*=\lambda$ [т. е. $g_\lambda=g(m^*=\lambda)$], к-рое с ростом m^* (с уменьшением расстояния) стремится к нулю. [Часто (12) записывают в виде $g^2/\hbar c=\alpha_s(m^{*2})=6\pi/25\ln(m^*/\Lambda)$, где Λ — некий

фундам. размерный параметр.] Т. о., здесь появилась «антиэкранировка заряда»: ч-цы на малых расстояниях становятся как бы свободными точечными объектами. Это явление было названо *асимптотической свободой*. Оно наблюдается экспериментально в *глубоко неупругих процессах*. В результате при больших передачах 4-импульса теория возмущений становится замкнутой: чем больше передача импульса, тем меньше эфф. константа разложения g и тем больше основания для применения теории возмущений по такой константе.

С увеличением расстояния (уменьшением m^*) эфф. заряд g возрастает и формально при $m^*=\Lambda=\lambda\exp\left(-6\pi\hbar c/25g_0^2\right)$ становится бесконечно большим: «цветные» кварки и глюоны оказываются как бы заключёнными в «мешке» и не могут вылетать как свободные ч-цы (*удержание «цвета»*). Однако в этой области уже неправомерно пользоваться ни теорией возмущений для ф-ции $\beta(g)$, на основе к-рой было получено выражение (12), ни приближением одноглюонного обмена (типа рис. 2), описывающим вз-ствие двух кварков. Иных же методов пока нет, хотя поиски их продолжаются. Тем не менее одна из распространённых гипотез состоит в том, что эффект удержания «цвета» должен сохраниться и в точном выражении для ф-ции $\beta(g)$.

Другие подходы. В связи с трудностями теории возмущений в КТП возникли и развиваются подходы, не связанные с разложением по константе вз-ствия. К их числу относятся аксиоматич. подход (см. *Аксиоматическая теория поля*), для к-рого типичен тщат. анализ положений (аксиом), образующих матем. и физ. фундамент теории, и выделение из их числа наиболее «надёжных». Среди результатов этого подхода — доказательство *теоремы CPT*, строгое доказательство связи спина со статистикой, доказательство *дисперсионных соотношений* для амплитуд разл. процессов, на основе эксперим. проверки которых удалось установить правильность исходных аксиом вплоть до расстояний $5\cdot10^{-16}$ см.

Другим направлением выхода за рамки теории возмущений явл. т. н. партонная модель, к-рая возникает как асимптотич. св-во КТП в области больших передач импульса ($\gg1$ ГэВ/c) (см. *Партоны*). Характерная черта этой модели — установление взаимосвязи между разл. процессами. Напр., знание сечения глубоко неупругого рассеяния эл-на (мюона) на протоне позволяет предсказать поведение сечения рождения пары $e^+e^-(\mu^+\mu^-)$ в протон-протонном соударении.

Калибровочные симметрии и единые теории поля. КТП оказалась наиболее адекватным аппаратом для понимания природы вз-ствия ч-ц и объединения всех видов вз-ствий. В физике элем. ч-ц различают сильное, эл.-магн., слабое и гравитац. вз-ствия и соотв. классы ч-ц: *адроны* (т. е. барионы и мезоны) или образующие их кварки и глюоны, к-рые участвуют во всех видах вз-ствия, *лептоны* и *промежуточные векторные бозоны*, не участвующие только в сильном вз-ствии (*нейтрино* не участвуют также в эл.-магн. вз-ствии), *фотон*, участвующий только в эл.-магн. и гравитац. вз-ствиях, и гипотетич. *гравитон*, переносчик гравитац. вз-ствия. Каждая из этих групп ч-ц характеризуется своими специфич. законами сохранения. Так, сохраняется «цветовой» и электрич. заряды. С большой степенью точности сохраняются барионный и лептонный заряды. Кроме того, приближённо сохраняются такие харки сильного вз-ствия, как изотопич. спин, странность, «*очарование*», и т. д. В КТП каждому из этих законов сохранения соответствует определённая симметрия ур-ний движения относительно преобразований полей. Напр., ур-ния КХД одинаковы для кварков любого «цвета», ур-ния для лептонов (за исключением слагаемого, пропорц. массе) не меняются при замене волн. ф-ции эл-на на волн. ф-цию ν_e или на любую их суперпозицию и т. д. Каждую из этих симметрий по аналогии с квант. электродинамикой можно расширить до локальной калибровочной симметрии, допускающей переход к подобным суперпозициям отдельно в каждой точке пространства-времени. При этом ур-ния движения свободных полей оказываются неинвариантными и необходимо введение компенсирующих (калибровочных) векторных *Янга — Миллса полей*, обмен квантами к-рых обусловливает вз-ствие между соответствующими ч-цами, подобно тому, как обмен фотонами обусловливает эл.-магн. вз-ствие заряж. ч-ц. Как и для фотона, массы покоя этих квантов для ненарушенной, точной, симметрии должны быть равны нулю. Пример таких квантов — глюоны в КХД.

Для лептонной симметрии, однако, кванты компенсирующих полей — промежуточные векторные бозоны W^+, W^- и Z^0 должны быть массивными, т. к. слабое вз-ствие проявляется лишь на очень малых расстояниях ($<10^{-15}$ см). По этой причине лептонная симметрия должна быть нарушенной. Обычно это т. н. *спонтанное нарушение симметрии*, при к-ром нарушается симметрия не ур-ний поля, а их решений, описывающих физ. состояния ч-ц. Как и в случае точной симметрии, теория оказывается ренормируемой, т. е. позволяет вычислять радиац. поправки к вероятностям физ. процессов.

Универсальный способ введения всех вз-ствий, основанный на калибровочной симметрии, даёт возможность их объединения. При этом различие в величинах вз-ствия обусловливается разными массами ч-ц — переносчиков вз-ствия. Так, в 60-х гг. была создана единая теория слабых и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*). Характерная особенность этой схемы — предсказание существования W^+, W^-, Z^0 с массами (в энергетич. ед.) ок. 80—90 ГэВ и т. н. скалярных ч-ц Хиггса (массы к-рых не предсказываются теорией). Идёт интенсивная работа по включению в эту теорию и сильного вз-ствия путём «*великого объединения*» (Grand Unification) «цветовой» и лептонной симметрий. Одним из предсказаний такой теории явл. несохранение барионного заряда и, как следствие, нестабильность протона (его время жизни оценивается в 10^{30}—10^{32} лет). Расширение принципа калибровочной симметрии до *суперсимметрии*, объединяющей в одном семействе ч-цы с разными спинами и статистиками, даёт надежду на включение в объединённую схему и гравитац. вз-ствия (т. н. теория супергравитации).

● Фейнман Р. Ф., Теория фундаментальных процессов, пер. с англ., М., 1978; его же, Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964; Вайнберг С., Единые теории взаимодействий элементарных частиц, «УФН», 1976, т. 118, в. 3, с. 505.

А. В. Ефремов.

КВА́НТОВАЯ ХИ́МИЯ, область теор. химии, в к-рой идеи и методы квант. механики применяются к исследованию атомов, молекул и др. хим. объектов и процессов. Квантовомеханич. подход в химии чаще всего основывается на *Шрёдингера уравнении* для атома, молекулы или совокупности атомов и молекул: $H\psi=E\psi$. Оператор H (*гамильтониан*) учитывает как кинетич. энергию составляющих систему ч-ц (ат. ядер и эл-нов), так и энергию их вз-ствия друг с другом и с внеш. полями. Решение ур-ния даёт значение полной энергии системы E и её состояния — волновые ф-ции ψ, к-рые зависят от пространств. и спиновых координат всех ч-ц и с помощью к-рых можно в принципе рассчитать св-ва системы. Однако точные решения найдены лишь для атома водорода (см. *Квантовая механика*), поэтому для решения конкретных задач К. х. разработан ряд приближённых методов.

Электронное строение молекул — гл. предмет К. х. Согласно адиабатич. приближению, движение эл-нов в ат. системах рассматривается при фиксиров. положениях ядер и описывается электронной волн. ф-цией, зависящей от координат эл-нов и ядер. Из неполных сведений о виде этой ф-ции можно вывести качеств. интерпретацию физ. св-в молекул и их спектров, а более точные вычисления позволяют получить количеств. результаты.

Основы квант. теории многоэлектронных систем были заложены в работе нем. физика В. Гейзенберга, по-

священной атому гелия (1926), и работах нем. физиков В. Гейтлера (Хайтлер) и Ф. Лондона о молекуле водорода (1927). Они показали, что существование, устойчивость и св-ва этих систем невозможно объяснить в рамках классич. представлений. В последующих исследованиях были развиты методы определения электронных волн. ф-ций для более сложных ат. систем. Наиболее важный из них — метод мол. орбиталей (МО) — рассматривает движение валентных эл-нов молекулы в поле всех остальных эл-нов и ядер атомов, входящих в молекулу. Волн. ф-ции при таком одноэлектронном приближении находят при решении ур-ния Шрёдингера вариац. методом, обычно по схеме *самосогласованного поля*. Метод МО представляет собой упрощённый вариант более общего метода вз-ствия конфигураций, к-рый в принципе позволяет рассчитывать достаточно точные волновые ф-ции молекул.

Нахождение и использование даже простейших волновых ф-ций сопряжено с весьма трудоёмкими вычислениями.

В ранних квантовохим. исследованиях применялись почти исключительно приближённые полуэмпирич. методы. В сочетании с *возмущений теорией* они развивались как искусство делать качеств. предсказания практически без вычислений, основываясь на интуиции и аналогиях. Так были установлены принципы теории *межатомных взаимодействий* и *межмолекулярных взаимодействий*, разработаны основы мол. спектроскопии, создана качеств. теория строения и реакц. способности нек-рых типов органич. молекул.

Развитие вычислительной техники в 60-х гг. 20 в. изменило стиль и направление квантовохим. исследований. Стали быстро развиваться неэмпирич. методы расчёта молекул и количеств. варианты полуэмпирич. методов. Расчёт на ЭВМ электронного строения молекул ср. размеров (20—30 эл-нов) производится уже с точностью, во мн. случаях достаточной для предсказания геом. строения, физ. св-в и спектров таких молекул. Особенно важны квантовохим. методы расчёта при изучении не поддающихся эксперим. регистрации короткоживущих активных ч-ц и активированных комплексов.

На совр. этапе в К. х. наряду с традиц. расчётами электронных волн. ф-ций разрабатываются новые проблемы и методы. Развивается квант. теория движения ядер в хим. системах, рассматриваются системы, меняющиеся во времени — в условиях хим. реакций, фотовозбуждения и распада и т. д. Успешное решение задач К. х. во многом зависит от развития методов квант. механики и статистич. физики так, что К. х. можно с основанием рассматривать как ветвь теор. физики.

КВА́НТОВАЯ ХРОМОДИНА́МИКА (КХД), квантовополевая теория сильного вз-ствия *кварков* и *глюонов*, построенная по образу квант. электродинамики (КЭД) на основе «цветовой» *калибровочной симметрии*. В отличие от КЭД, фермионы в КХД имеют дополнит. степень свободы — квант. число, принимающее три значения и наз. «*цветом*». Такими фермионами явл. кварки. Кварк каждого типа («аромата» — u, d, s, c, b) может находиться в трёх «цветовых» состояниях, связанных друг с другом калибровочными преобразованиями. Аналогом электрич. заряда (источника эл.-магн. поля) в КХД явл. «*цветовой заряд*», к-рый порождает глюонное поле. Вз-ствие кварков осуществляется посредством обмена глюонными полями восьми «цветовых» разновидностей, играющими роль компенсирующих (калибровочных) *Янга — Миллса полей*. В отличие от эл.-магн. поля, эти поля, являясь «цветными», обладают «цветовым зарядом» и поэтому сами порождают глюонные поля и взаимодействуют друг с другом. Вследствие этого ур-ния для глюонного поля (в отличие от *Максвелла уравнений* в вакууме) нелинейны. Квантами глюонных полей явл. глюоны — ч-цы со спином 1 и нулевой массой покоя. В кач-ве константы вз-ствия (*константы связи*) выступает «цветовой заряд» кварков и глюонов.

В методе теории возмущений вз-ствие глюонов приводит к тому, что в *Фейнмана диаграммах* наряду с вершинами

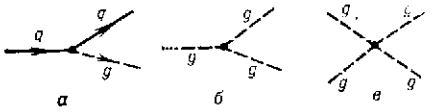


Рис. 1.

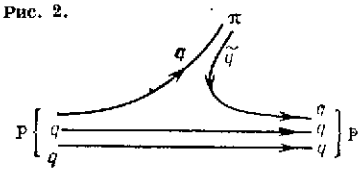
типа, изображённого на рис. 1, *а*, где кварк q (сплошная линия), испуская (или поглощая) глюон g (пунктирные линии), может изменить свой «цвет» (не меняя «аромата»), появляются вершины типа рис. 1, *б*, *в*, представляющие собой самодействие глюонов. Благодаря самодействию глюонов *поляризация вакуума* приводит к антиэкранировке «цветового» *эффективного заряда* g, т. е. к его убыванию с ростом квадрата переданного четырёхмерного импульса (4-импульса) Q^2 (см. *Квантовая теория поля*):

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g^2(Q^2)}{\hbar c} = \frac{12\pi}{25\ln(Q^2/\Lambda^2)},$$

где Λ — некий фундам. размерный параметр теории. Сравнение с данными эксперимента показывает, что величина Λ лежит в интервале 100—300 МэВ/c. Это св-во т. н. *асимптотической свободы* позволяет доказать в КХД справедливость партонной картины процессов с большой передачей 4-импульса (см. *Партоны*).

Однако благодаря вз-ствию между кварками и глюонами КХД вносит в эту картину ряд характерных элементов. К ним, например, относятся: а) определённый закон нарушения *масштабной инвариантности* в *глубоко неупругих процессах*; б) определённое угл. распределение *адронных струй*, образующихся в процессе аннигиляции электрон-позитронной пары в адроны (рис. 3), и, в частности, появление при высокой энергии трёхструйных процессов, связанных с испусканием жёсткого глюона кварком или антикварком, возникших при аннигиляции e^+e^-; в) трёхструйный хар-р распада *ипсилон-частицы* ($\Upsilon = b\bar{b}$) через трёхглюонную аннигиляцию $b\bar{b}$; г) гораздо меньшая ширина распада векторных мезонов (напр., J/ψ), чем псевдоскалярных или скалярных (напр., χ_c), поскольку первые распадаются с испусканием трёх глюонов (вероятность $\sim\alpha_s^3$), а вторые — двух (вероятность $\sim\alpha_s^2$), и ряд др. эффектов, получивших не только качественное, но и количеств. подтверждение в эксперименте. Всё это даёт

Рис. 2.



основание рассматривать КХД как динамику «цветных» кварков, связывающую их в «бесцветные» адроны, т. е. как динамику сильного вз-ствия.

Наиб. острая проблема КХД — причина отсутствия свободных кварков и глюонов. Она тесно связана с вопросом о том, как дальнодействующие силы между кварками (из-за обмена безмассовыми глюонами) превращаются в короткодействующие яд. силы между адронами. Обычно считается, что по мере удаления «цветного» кварка, напр. в протоне (состоящем из трёх кварков), эфф. вз-ствие его возрастает настолько, что из вакуума рождается пара кварк-антикварк, «обесцвечивающая» как вылетающий кварк, так и остаток протона: кварк превращается в виртуальный мезон ($q\bar{q}$), ответственный за яд. силы (рис. 2). Аналогично объясняется и рождение адронных струй. Напр., в процессе аннигиляции пары e^+e^- в адроны рождается пара «цветных» $q\bar{q}$, к-рая по мере разлёта рождает

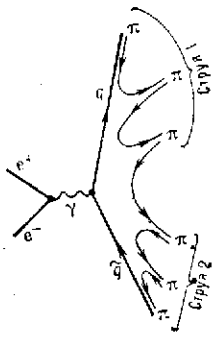


Рис. 3.

из вакуума др. пары $q\bar{q}$, «обесцвечивающие» разлетающиеся кварки и превращающие их в две струи адронов (рис. 3). Однако к.-л. доказательства этого механизма в КХД отсутствуют. Др. надежда на объяснение невылетания «цветных» кварков и глюонов связана с необходимостью перестройки вакуума вследствие того, что обычная для квант. теории поля гипотеза о «выключении» вз-ствия на бесконечности в КХД может оказаться неверной, т. к. приводит к кардинальному изменению хар-ра калибровочной симметрии теории (из-за того, что глюоны становятся свободными).

Убывание эфф. заряда (1) с ростом переданного импульса вместе с ростом эфф. заряда в объединённой теории эл.-магн. и слабого вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*) даёт основание надеяться на объединение всех трёх вз-ствий в рамках единой калибровочной теории в области импульсов, в к-рой эфф. заряды станут одинаковыми. В наиб. распространённом варианте это соответствует энергии 10^{14}—10^{16} ГэВ (см. «*Великое объединение*»).

● Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, [пер. с англ.], «УФН», 1976, т. 119, в. 4, с. 715; Намбу Й., Почему нет свободных кварков, [пер. с англ.], там же, 1978, т. 124, в. 1, с. 147.

А. В. Ефремов.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА (КЭД), квантовая теория взаимодействующих эл.-магн. полей и заряж. ч-ц. Часто КЭД называют ту часть квант. теории поля, в к-рой рассматривается вз-ствие эл.-магн. и электронно-позитронного полей. Эл.-магн. поле в такой теории появляется как *калибровочное поле*. Квантом этого поля явл. *фотон* — ч-ца с нулевой массой покоя и спином 1, а вз-ствие двух эл-нов есть результат обмена между ними виртуальными фотонами. Безразмерной константой, характеризующей интенсивность взаимодействия, явл. постоянная тонкой структуры $\alpha=e^2/\hbar c\approx 1/137$ [точнее. $\alpha^{-1}=137{,}035987(29)$]. Благодаря малой величине α осн. расчётным методом в КЭД явл. *возмущений теория*, наглядное графич. изображение к-рой дают *Фейнмана диаграммы*.

Правильность КЭД подтверждена громадным числом экспериментов во всём доступном интервале расстояний (энергий), начиная от космических — 10^{20} см и вплоть до внутричастичных — 10^{-16} см. КЭД описывает такие процессы, как тепловое излучение тел, *Комптона эффект*, *тормозное излучение* и др. Однако наиб. характерными для КЭД явл. процессы, связанные с *поляризацией вакуума*.

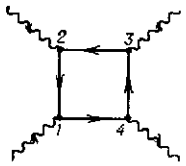
Первый наблюдённый эффект КЭД — *лэмбовский сдвиг* уровней энергии. С рекордной точностью вычисляется и т. н. аномальный магн. момент эл-на. Магн. момент — величина, обусловливающая вз-ствие покоящейся ч-цы с внеш. магн. полем. Из квант. теории эл-на Дирака следует, что эл-н должен обладать магн. моментом, равным *магнетону* Бора: $\mu_Б=e\hbar/2mc$ (где m — масса эл-на). В КЭД поправки, появляющиеся в выражении для энергии такого вз-ствия, естественно интерпретировать как результат появления «вакуумных» добавок к магн. моменту (см. *Квантовая теория поля*). Эти добавки, впервые теоретически исследованные амер. физиком Ю. Швингером, и наз. аномальным магн. моментом. Вычисленное значение магн. момента эл-на

$$\mu_{теор}=\mu_Б\left[1+\frac{\alpha}{2\pi}-0{,}328478\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2+\right.$$
$$\left.+\,1{,}184175\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3\right]=1{,}00115965236(28)\mu_в$$

находится в прекрасном согласии с экспериментальным значением: $\mu_{эксп}=1{,}00115965241(21)\mu_Б$.

Характерным эффектом КЭД явл. рассеяние света на свете. В классич. электродинамике этот эффект отсутствует: эл.-магн. волны рассматриваются в ней как невзаимодействующие. В КЭД эффект становится возможным благодаря вз-ствию с флуктуациями электрон-позитронного вакуума.

Диаграмма Фейнмана, изображённая на рис., соответствует след. процессу. В нач. состояния — два фотона (волнистые линии); один из них в точке *1* исчезает, породив виртуальную электрон-позитронную пару (сплошные линии); второй фотон в точке *2* поглощается одной из ч-ц этой пары (на приведённой диаграмме — позитроном). Затем появляются конечные фотоны: один рождается в точке *4* виртуальным эл-ном, другой возникает в результате аннигиляции виртуальной пары электрон-позитрон в точке *3*. Благодаря виртуальным электрон-позитронным парам появляется вз-ствие между фотонами, т. е. принцип суперпозиции эл.-магн. волн нарушается. Это должно проявляться в таких процессах, как рассеяние света на свете. Экспериментально наблюдался имеющий несколько большую вероятность процесс рассеяния фотонов на внеш. электростатич. поле тяжёлого ядра, т. е. на виртуальных фотонах (т. н. *дельбрюковское рассеяние*). «Высшие» (радиационные) поправки, вычисляемые по методу возмущений, появляются также в процессах рассеяния заряж. ч-ц и в нек-рых др. явлениях.



Ещё один класс «вакуумных» эффектов, предсказываемых теорией,— рождение пар частиц-античастиц в очень сильных (как статических, так и переменных) эл.-магн. и гравитац. полях. Последние обсуждаются, в частности, в связи с космологич. проблемами, связанными с ранними фазами эволюции Вселенной (рождение пар в гравитационном поле *чёрных дыр*).

Интересен в принципиальном отношении процесс аннигиляции электрон-позитронной пары в виртуальный фотон, к-рый далее превращается в нуклон-антинуклонную пару или в др. *адроны*. Этот процесс — пример тесного переплетения физики *лептонов* и адронов. Важность анализа такого рода процессов особенно возросла после появления экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках.

В наст. время КЭД рассматривается как составная часть единой теории слабого и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*).

● Фейнман Р., Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964; Вайнберг С., Свет как фундаментальная частица, [пер. с англ.], «УФН», 1976, т. 120, в. 4, с. 677; Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц. Сб. статей, пер. с англ., М., 1969; Физики о физике (Элементарные частицы). Сб., М., 1977.

А. В. Ефремов.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, область физики, изучающая методы усиления и генерации эл.-магн. колебаний и волн, основанные на использовании *вынужденного излучения*, а также св-ва квант. усилителей и генераторов и их применения. Практич. интерес к оптич. квант. генераторам—*лазерам* обусловлен тем, что их излучение обладает высокой степенью направленности и монохроматичности, а также значительной интенсивностью. Квант. генераторы радиодиапазона отличаются от др. радиоустройств высокой стабильностью частоты генерируемых колебаний, а квант. усилители радиоволн — предельно низким уровнем шумов.

Физические основы. Эл.-магн. волны могут испускаться атомами, молекулами и др. квант. системами, обладающими нек-рой избыточной внутр. энергией (возбуждёнными). Переход атома с более высокого уровня энергии $\mathcal{E}_2$ на более низкий $\mathcal{E}_1$ может сопровождаться испусканием кванта излучения частоты ω, определённой соотношением:

$$\omega=(\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1)/\hbar. \qquad (1)$$

Переход с нижнего уровня $\mathcal{E}_1$ на верхний $\mathcal{E}_2$ может происходить при поглощении кванта той же частоты.

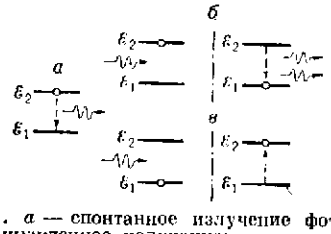


Рис. 1. *а* — спонтанное излучение фотона; *б* — вынужденное излучение; *в* — резонансное поглощение; $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — уровни энергии атома.

Возбуждённые ч-цы могут отдавать свою энергию в виде эл.-магн. квантов двумя способами — самопроизвольно (*спонтанное излучение*, рис. 1, *а*) и под воздействием внешнего излучения, если его частота удовлетворяет ус-

ловию (1) (рис. 1, *б*). Вероятность вынужденного испускания, предсказанного А. Эйнштейном в 1916, пропорц. интенсивности вынуждающего излучения и может превосходить вероятность спонтанного процесса. Существенно, что кванты вынужденного излучения неотличимы от первичных. Они обладают такой же частотой, фазой, поляризацией и направлением распространения (А. Эйнштейн, П. Дирак, 1927). Это имеет основополагающее значение для К. э., т. к. формируется эл.-магн. волна, являющаяся точной, только усиленной, копией исходной волны. С ростом числа актов вынужденного испускания интенсивность волны возрастает, а её частота, фаза, поляризация и направление распространения остаются неизменными. Происходит когерентное усиление эл.-магн. излучения. В К. э. в отличие от традиционной электроники реализуется метод прямого усиления эл.-магн. полей без их преобразования в процессе усиления в потоки заряженных ч-ц.

Для одной ч-цы вынужденные переходы с уровня $\mathcal{E}_2$ на $\mathcal{E}_1$ (испускание фотона, рис. 1, *б*) и с нижнего на верхний (поглощение рис. 1, *в*) равновероятны. Поэтому когерентное усиление волны возможно только при превышении числа возбуждённых ч-ц над невозбуждёнными. В условиях термодинамич. равновесия верхние уровни энергии населены ч-цами меньше, чем нижние, в соответствии с *Больцмана распределением*. Состояние вещества, при к-ром хотя бы для двух уровней энергии ч-ц верхний уровень оказался населённым сильнее, чем нижний, наз. состоянием с инверсией населённостей, а само вещество — активной средой. В К. э. используются разл. активные среды для усиления и генерации эл.-магн. волн.

Необходимую для возбуждения генерации положит. *обратную связь* осуществляет *объёмный резонатор*, в к-рый помещается активная среда. В какой-то точке резонатора неизбежно происходит спонтанный переход ч-цы активной среды с верхнего уровня на нижний, т. е. самопроизвольно испускается фотон. Если резонатор настроен на частоту этого фотона, то фотон не выйдет из резонатора, а многократно отражаясь от его стенок, в свою очередь, будет воздействовать на активное вещество, вызывая всё новые акты вынужденного испускания таких же фотонов (обратная связь). В результате в резонаторе накапливается эл.-магн. энергия, часть к-рой можно вывести наружу. Если в какой-то момент мощность вынужденного излучения превысит мощность потерь энергии на нагрев стенок резонатора, рассеяние излучения и т. п., а также на полезное излучение во внешнее пространство, то в резонаторе возбуждается генерация. Частота колебаний с высокой степенью точности совпадает с частотой ω перехода возбуждённых ч-ц. Интенсивность генерации определяется числом возбуждённых ч-ц в 1 с в каждом см^3 активной среды. Если скорость образования таких ч-ц Λ см$^{-3}$ с$^{-1}$, то максимально возможная мощность излучения в 1 см^3 среды в непрерывном режиме равна:

$$P = \Lambda\hbar\omega. \qquad (2)$$

Историческая справка. Утверждения А. Эйнштейна и П. Дирака о вынужденном излучении формировались применительно к *оптике*, однако развитие К. э. началось в *радиофизике*. В условиях термодинамич. равновесия высоко расположенные оптич. уровни энергии практически не заселены, т. е. возбуждённых ч-ц в веществе мало. Кроме того, при малых плотностях световой энергии оптич. спонтанные переходы более вероятны, чем вынужденные. Поэтому, именно в оптике отсутствовали источники строго гармонич. колебаний и волн, хотя понятие монохроматичности излучения возникло в оптике. В радиофизике, наоборот, вскоре после появления первых искровых радиопередатчиков развивается техника получения гармонич. колебаний, создаваемых генераторами с *колебательными контурами* и регулируемой положит. обратной связью. Немонохроматичность излучения обычных источников света и отсутствие в оптике методов и концепций развитых в радиофизике, в частности понятия обратной связи, послужили причиной того, что квант. генераторы (мазеры) появились в радиодиапазоне раньше, чем в оптич. диапазоне.

То обстоятельство, что К. э. родилась в радиодиапазоне, объясняет возникновение термина «квант. радиофизика». Однако термин «К. э.» имеет более общий смысл, охватывая и оптич. диапазон.

В 1-й пол. 20 в. радиофизика и оптика шли разными путями. В оптике развивались квант. представления, в радиофизике — волновые. Общность радиофизики и оптики, обусловленная общей квант. природой эл.-магн. волн. процессов, не проявлялась до тех пор, пока не возникла *радиоспектроскопия*. Особенность радиоспектроскопич. исследований состояла в использовании источников монохроматич. излучения и в том, что в радиодиапазоне спонтанное излучение гораздо слабее, а возбуждённые уровни заселены за счёт теплового возбуждения уже при комнатных темп-рах ($T \sim 300$К). Это обстоятельство сказывается на резонансном поглощении радиоволн. Радиоспектроскопич. исследования породили идею о том, что путём создания инверсии населённостей уровней в среде можно добиться усиления радиоволн. Если же к.-л. система усиливает радиоизлучение, то при соответствующей обратной связи она будет генерировать это излучение.

В первом приборе К. э.— *молекулярном генераторе*, созданном в 1955 одновременно в СССР (Н. Г. Басов, А. М. Прохоров) и в США (Дж. Гордон, Х. Цайгер, Ч. Таунс), активной средой являлся пучок молекул аммиака NH_3 (см. *Молекулярные и атомные пучки*). Из пучка молекул выбирались более возбуждённые молекулы и отбрасывались в сторону молекулы, обладавшие меньшей энергией. Отсортированный пучок возбуждённых молекул пропускался через объёмный резонатор, в к-ром возбуждалась генерация. Относит. стабильность частоты колебаний $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-11} - 10^{-13}$.

Квантовые генераторы открыли новые возможности в создании сверхточных часов и точных навигац. систем (см. *Квантовые стандарты частоты*, *Квантовые часы*).

Получение инверсии населённостей путём отбора возбуждённых ч-ц не всегда возможно, в частности это невозможно в твёрдых телах. Поэтому уже в 1955 был предложен т. н. метод трёх уровней (Басов, Прохоров).

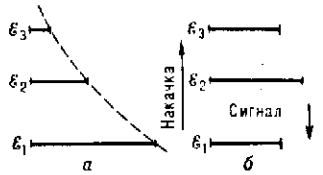


Рис. 2. Метод трёх уровней.

На ч-цы, имеющие в энергетич. спектре три уровня $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$ (рис. 2, *а*), воздействуют мощным излучением (накачкой), к-рое, поглощаясь, «перекачивает» их с уровня $\mathcal{E}_1$ на уровень $\mathcal{E}_3$ до т. н. насыщения, когда их населённости становятся одинаковыми (рис. 2, *б*). При этом для одной пары уровней $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ или $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$ будет иметь место инверсия населённостей. Метод трёх уровней был применён (1956, США) для создания *квантовых усилителей* СВЧ на парамагнитных кристаллах.

Успехи К. э. дали возможность её продвижения в сторону более коротких волн. Существенную трудность представляла разработка резонаторов. Для субмиллиметрового и оптич. излучений резонаторы в виде закрытых полостей изготовить невозможно. В 1958 был предложен первый *открытый резонатор* (Прохоров) для субмиллиметрового диапазона. Резонатор представлял собой два параллельных хорошо отражающих металлич. диска, между к-рыми возникает система стоячих волн.

В 1960 был создан первый лазер (Т. Мейман, США). В качестве рабочего вещества в нём использовался

монокристалл *рубина*, а для получения инверсии населённости был применён метод трёх уровней. Отражающими зеркалами резонатора служили хорошо отполированные и посеребрённые торцы кристалла. Источником накачки была лампа-вспышка. Рубиновые лазеры наряду с лазерами на стекле с примесью неодима дают рекордные энергии и мощности (см. *Твердотельные лазеры*). В 1961 был разработан *газовый лазер* (А. Джаван, У. Беннетт, Д. Гарриот, США) на смеси неона и гелия. В 1961 предложен (Басов с сотр.), а в 1962 реализован (Р. Хол, а также У. Думке с сотрудниками, США) инжекционный *полупроводниковый лазер*.

Для получения инверсии населённости в мазерах и лазерах используются разл. физ. механизмы. Но единым и главным для всех методов явл. необходимость преодоления процессов *релаксации*. Препятствовать процессам восстановления равновесной населённости можно, только затрачивая энергию. При этом в лазерное излучение преобразуется, как правило, малая доля энергии накачки. Однако «проигрыш» в кол-ве энергии излучения компенсируется в К. э. выигрышем в его качестве — монохроматичности и направленности.

Монохроматичность и высокая направленность позволяют сфокусировать всю энергию лазерного излучения в пятно с размерами, близкими к длине волны излучения. В этом случае электрич. поле световой волны достигает значений, близких к внутриатомным полям. При вз-ствии таких полей с веществом возникают совершенно новые явления (см. *Лазерное разделение изотопов*, *Лазерная плазма* и др.).

Приборы К. э. революционизировали радиофизику и оптику. Наиболее глубокие преобразования К. э. внесла в оптику. Если в радиофизике К. э. лишь резко улучшила чувствительность усилителей и стабильность частоты генераторов, то в оптике К. э. дала источники света, обладающие совершенно новыми св-вами, позволяющие концентрировать световую энергию в пространстве во времени и в узком спектральном интервале. Это привело к рождению новых областей науки и техники — лазерной химии, *нелинейной оптики*, *голографии*, лазерной технологии и др.

Создание и развитие К. э. было отмечено Нобелевской премией по физике в 1964 (Басов, Прохоров, СССР, и Ч. Таунс, США).

● Квантовая электроника, М., 1969 (Маленькая энциклопедия); Прохоров А. М., Квантовая электроника, «УФН», 1965, т. 85, в. 4, с. 599; Басов Н. Г., Полупроводниковые квантовые генераторы, там же, с. 585; Таунс Ч., Получение когерентного излучения с помощью атомов и молекул, пер. с англ., там же, 1966, т. 88, в. 3, с. 461; Пайерл Р., Путхов Г., Основы квантовой электроники, пер. с англ., М., 1972; Ярив А., Квантовая электроника, пер. с англ., М., 1980.

И. В. Карлов.

КВАНТОВЫЕ КРИСТАЛЛЫ, кристаллы, характеризующиеся большой амплитудой нулевых колебаний атомов (колебаний вблизи $T=0$К), сравнимой с кратчайшим межатомным расстоянием, вследствие чего они обладают необычными физ. св-вами, объяснимыми только в рамках квант. теории. Из известных на Земле в-в только изотопы гелия ^{3}He и ^{4}He при давлениях выше $3\cdot10^4$ Па образуют К. к. Квант. эффекты наблюдаются также у кристаллов Ne и в меньшей степени у кристаллов др. инертных газов. В недрах нейтронных звёзд, возможно, существуют К. к., состоящие из нейтронов.

К. к. занимают промежуточное положение между *квантовыми жидкостями* и обычными *кристаллами*. *Дефекты*, в частности *вакансии*, не локализованы, а в виде своеобразных *квазичастиц* (вакансионов или дефектонов) распространяются по кристаллу. Это приводит к тому, что коэфф. *диффузии* и самодиффузии в К. в. не обращаются в 0 при $T=0$ К.

При $T<1$ К рост и плавление К. к. могут происходить практически бездиссипативно. Это обеспечивает возможность существования слабо затухающих колебаний поверхности К. к. (кристаллизац. волны).

● Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, в. 2, с. 252; Андреев А. Ф., Лифшиц И. М., Питаевский Л. П., Новые состояния вещества — квантовые кристаллы и квантовые жидкости, в кн.: Наука и человечество, М., 1979.

С. М. Стишов.

КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ, устройства для точного измерения частоты колебаний или для генерирования колебаний с весьма стабильной частотой, в к-рых используются квант. переходы (атомов, молекул, ионов) из одного энергетич. состояния в другое. К. с. ч. позволяют измерять частоту колебаний, а следовательно, и их период (время) с наибольшей достижимой в настоящее время точностью (см. ниже). Это привело к их внедрению помимо лабораторной практики в метрологию и службу времени. К. с. ч.— основа нац. эталонов частоты и времени и вторичных эталонов частоты. К. с. ч. характеризуется высокой стабильностью в течение длит. времени.

К. с. ч. принято разделять на два класса: активные К. с. ч. (*квантовые генераторы*) и пассивные К. с. ч., в к-рых измеряемая частота сравнивается с частотой фиксиров. спектр. линии. Сначала были усовершенствованы пассивные К. с. ч. на пучках атомов Cs. В 1967 междунар. соглашением длительность *секунды* определена как 9192631770,0 периодов колебаний, соответствующих определённому переходу между уровнями энергии единств. стабильного изотопа цезия ^{133}Cs. В цезиевом стандарте частоты наблюдается контур спектр. линии ^{133}Cs, частота, соответствующая вершине линии, сравнивается с измеряемой частотой с помощью спец. устройств.

Гл. частью цезиевого К. с. ч. явл. т. н. атомнолучевая трубка, в одном конце к-рой расположен источник атомов Cs (полость наполнения жидким Cs, рис. 1), соединённая с остальной трубкой узким каналом (или системой параллельных капилляров). Жидкий Cs поддерживается при темп-ре ок. 100°С, когда давление паров ещё мало, и атомы, вылетая из источника, формируются в слабо расходящийся пучок (см. *Молекулярные и атомные пучки*). В противоположном конце трубки расположен детектор атомов Cs, состоящий из раскалённой вольфрамовой проволочки *5* и коллектора *6*. Как только атом Cs касается проволочки, он отдаёт ей эл-н и в виде иона притягивается к коллектору. В цепи между коллектором и проволочкой возникает электрич. ток, пропорц. интенсивности цезиевого пучка (детектор с поверхностной ионизацией).

По пути от источника к детектору пучок атомов пересекает два постоянных неоднородных магн. поля $\boldsymbol{H}_1$ и $\boldsymbol{H}_2$. Поле $\boldsymbol{H}_1$ (рис. 2) расщепляет пучок на 16 пучков, в к-рых летят атомы, находящиеся в разных энергетич. состояниях (осн. уровень Cs расщепляется в магн. поле на 16 магн. подуровней, см. *Зеемана эффект*). Для семи из них энергия атома возрастает с увеличением поля, для других семи — убывает, а для двух почти не зависит от поля. При этом семь частей отклоняются в сторону более сильного поля (к N), семь — в сторону уменьшения поля (к S), а два пучка с энергией $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ летят, почти не отклоняясь, и попадают в поле $\boldsymbol{H}_2$. Поле $\boldsymbol{H}_2$ направляет (фокусирует) на детектор

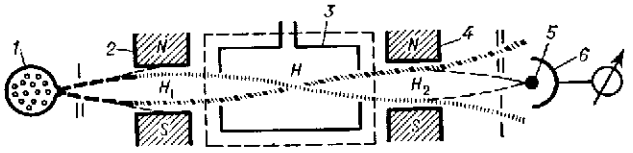


Рис. 1. Схема атомно-лучевой цезиевой трубки: *1* — источник пучка; *2* и *4* — отклоняющие магниты; *3* — объёмный резонатор; *5* — раскалённая вольфрамовая проволочка (детектор); *6* — коллектор ионов.

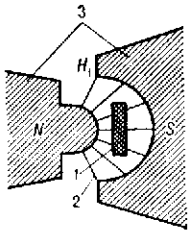


Рис. 2. Пучок атомов Cs в неоднородном магн. поле $\boldsymbol{H}_1$; *1* — сечение пучка; атомы летят в направлении, перпендикулярном плоскости рис.; *2* — силовые линии поля; *3* — полюсные наконечники.

только атомы с энергией, соответствующей одному из пары уровней $\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2$, отклоняя в сторону атомы с энергией, соответствующей другому уровню. В промежутке между полями $\boldsymbol{H}_1$ и $\boldsymbol{H}_2$ атомы пролетают через *объёмный резонатор*, в к-ром возбуждаются эл.-магн. колебания частоты, отвечающей переходам $\mathcal{E}_2 \rightleftarrows \mathcal{E}_1$. Если под влиянием эл.-магн. поля атом Cs с энергией $\mathcal{E}_1$ перейдёт в состояние $\mathcal{E}_2$ или атом с энергией $\mathcal{E}_2$ в состояние $\mathcal{E}_1$, то поле $\boldsymbol{H}_2$ направит их от детектора, ток детектора уменьшится на величину, пропорц. числу атомов, совершивших переход (возможна и др. настройка системы, когда резонансу соответствует максимум тока детектора). В цезиевом стандарте используются переходы атома Cs между магн. подуровнями. Переходы такого типа не могут наблюдаться вне постоянного однородного магн. поля $\boldsymbol{H}$, причём частота переходов зависит от напряжённости поля $\boldsymbol{H}$.

Число атомов, совершающих вынужденный переход в ед. времени под действием поля, максимально, если частота действующего на атом эл.-магн поля точно совпадает с частотой перехода. По мере несовпадения (расстройки) этих частот число атомов, совершающих вынужденные переходы, уменьшается. Поэтому, плавно меняя частоту эл.-магн. поля и откладывая по горизонтали частоту ω, а по вертикали — изменение тока детектора I, получим контур спектр. линии, соответствующий переходам $\mathcal{E}_1 \to \mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_2 \to \mathcal{E}_1$ (рис. 3, *а*).

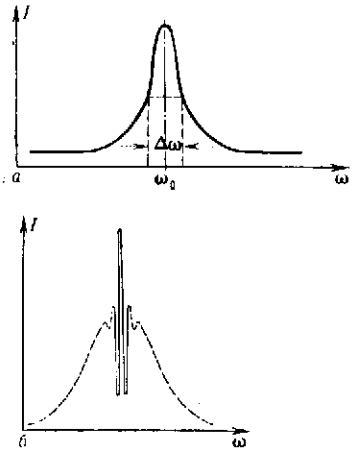


Рис. 3. Форма спектр. линии: *а* — неискажённой, *б* — наблюдаемой в случае П-образного резонатора.

Частота ω_0, соотв. вершине спектр. линии, явл. опорной точкой (р е п е р о м) на шкале частот, а соответствующий ей период колебаний принят равным 1/9 192 631 777,0 с. Точность определения ω_0 порядка неск. % (в лучшем случае — доли %) от ширины линии $\Delta\omega$. Точность тем выше, чем у́же спектр. линия; отсюда стремление устранить или ослабить все причины, приводящие к уширению используемых спектр. линий. В цезиевых стандартах уширение спектр. линии обусловлено временем вз-ствия атомов с эл.-магн. полем резонатора; чем меньше время, тем шире линия (см. *Неопределённостей соотношения*, *Ширина спектральных линий*). Время вз-ствия совпадает со временем пролёта атома через резонатор; оно пропорц. длине резонатора и обратно пропорц. скорости атомов. Уменьшать скорость атомов, понижая темп-ру, невозможно, т. к. при этом падает интенсивность пучка. Длина резонатора также не может быть сделана очень большой из-за рассеяния атомов и вследствие того, что пучок должен находиться в однородном (по величине и направлению) поле $\boldsymbol{H}$, что в большом объёме затруднительно.

Преодоление этой трудности и получение узкой спектр. линии достигается применением резонатора П-образной формы (рис. 4). В этом резонаторе пучок взаимодействует с эл.-магн. полем только вблизи его концов и только в этих двух небольших областях необходима однородность и стабильность магн. поля $\boldsymbol{H}$. В таком резонаторе спектр. линия приобретает более сложную форму (рис. 3, *б*), к-рая явл. результатом наложения двух линий, образованных пролётом ч-ц через каждый из концов резонатора. Ширина каждой линии велика. Эта суммарная ширина образует «пьедестал» результирующей линии. Ширина же узкой линии (центр пика), определяющая точность измерения, зависит от полного времени пролёта через резонатор.

Цезиевый стандарт обычно дополняют устройствами, вырабатывающими определённый набор частот, стабильность к-рых равна стабильности стандарта, а иногда и сигналы точного времени (см. *Квантовые часы*).

Цезиевые К. с. ч. входят в состав нац. эталонов частоты и времени и обеспечивают воспроизведение длительности секунды, а следовательно всей системы измерения частоты и времени с относит. погрешностью, меньшей чем 10^{-13}. Их преимущество состоит в том, что вторичные цезиевые стандарты (серийное производство) не уступают по точности эталону. Даже малогабаритные цезиевые трубки для лаб. практики и на подвижных объектах работают с относит. погрешностью $\sim 10^{-11}$—10^{-12}.

Наиболее важный активный К. с. ч.— водородный квант. генератор. Пучок атомов водорода выходит из источника (где при низком давлении под влиянием электрич. разряда молекулы водорода расщепляются па атомы) в установку в виде узкого пучка (рис. 5). Пучок пролетает между полюсными наконечниками многополюсного магнита *2*. Неоднородное магн. поле фокусирует к оси пучка атомы, находящиеся в возбуждённом состоянии, и разбрасывает в стороны атомы, находящиеся в осн. состоянии (см. выше). Возбуждённые атомы пролетают через отверстие в кварцевую колбу *4*, находящуюся внутри объёмного резонатора *3*, в к-ром возбуждается эл.-магн. поле с частотой, соответствующей переходу атомов из возбуждённого состояния в основное.

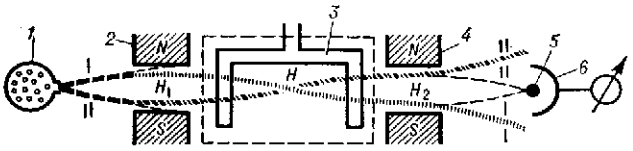


Рис. 4. Цезиевая трубка с П-образным резонатором (обозначения те же, что и на рис. 1).

Фотоны, излучаемые атомами водорода, при переходе в основное состояние в течение значит. времени (определяемого добротностью резонатора) остаются внутри него, что создаёт обратную связь, необходимую для самовозбуждения квант. генератора. Однако достижимые добротность резонаторов и интенсивность пучков атомов водорода всё же недостаточны для самовозбуждения генератора. Поэтому стенки кварцевой колбы покрывают изнутри тонким слоем фторопласта (тефлона). Возбуждённые атомы водорода могут ударяться о плёнку тефлона $\sim 10^4$ раз, не потеряв при этом свою избыточную энергию. В колбе скапливаются возбуждённые атомы H, и ср. время пребывания каждого из них в резонаторе увеличивается примерно до 1 с. Этого достаточно для возбуждения генерации (см. *Квантовая электроника*). Колба, размеры к-рой выбираются меньшими, чем генерируемая длина волны $\lambda = 21$ см, играет ещё одну важную роль. Хаотич. движение атомов водорода внутри колбы должно было бы привести к уширению спектр. линии из-за *Доплера эффекта*. Однако, если движение атомов ограничено объёмом, размеры к-рого $<\lambda$, спектр. ли-

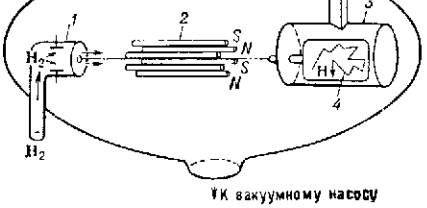


Рис. 5. Устройство водородного генератора: *1* — источник пучка; *2* — сортирующая система (многополюсный магнит); *3* — резонатор; *4* — накопительная колба.

ния приобретает вид узкого пика, возвышающегося над широким низким пьедесталом. В результате в водородном генераторе ширина спектр. линии $\Delta\omega = 1$ Гц.

Чрезвычайно малая ширина спектр. линии обеспечивает малую погрешность частоты водородного генератора (в пределах 13-го знака). Частота излучения водородного генератора, измеренная цезиевым эталоном, равна 1420405751,7860±0,0046 Гц. Мощность мала ($\sim 10^{-12}$ Вт). Поэтому К. с. ч. на основе водородного генератора содержат чувствительный приёмник.

Оба описанных К. с. ч. работают в диапазоне СВЧ. Известны др. атомы и молекулы, спектр. линии к-рых позволяют создавать активные и пассивные К. с. ч. радиодиапазона. Они не нашли практич. применения. Лишь К. с. ч. на атомах ^{87}Rb с оптич. накачкой применяются в качестве вторичного стандарта частоты в лаб. практике, в системах радионавигации и в службе времени.

К. с. ч. оптич. диапазона представляют собой *лазеры*, в к-рых приняты спец. меры для стабилизации частоты их излучения. В оптич. диапазоне доплеровское уширение спектр. линий очень велико, и из-за малости λ подавить его так, как это делается в водородном генераторе, не удаётся. Создать эфф. лазер на пучках атомов или молекул пока также не удаётся. Т. к. в пределах доплеровской ширины спектр. линии помещается неск. относительно узких резонансов оптич. резонатора, то частота генерации подавляющего большинства лазеров определяется не столько частотой используемой спектр. линии, сколько размерами резонатора. У оптич. К. с. ч. наименьшая относит. погрешность частоты ($\sim 10^{-13}$) достигнута с помощью гелий-неонового лазера, генерирующего на волне $\lambda = 3{,}39$ мкм (см. *Оптические стандарты частоты*).

● Время и частота, пер. с англ., М., 1973; Ильин В. Г., Сажин В. В., Новый Государственный эталон времени и частоты СССР, «Природа», 1977, № 8.

М. Е. Жаботинский.

КВАНТОВЫЕ ЧАСЫ (атомные часы), устройство для точного измерения времени, основной частью к-рого является *квантовый стандарт частоты*. Ход К. ч. регулирует частота излучения атомов при их квант. переходах из одного энергетич. состояния в другое. Эта частота столь стабильна при определённых внеш. условиях, что К. ч. позволяют измерять время точнее, чем астр. методы (см. *Времени измерение*). К. ч. применяются в службе времени, системах радионавигации, в астр. обсерваториях, лаб. практике и т. п., вытесняя менее совершенные *кварцевые часы*.

Сигналы квант. стандартов частоты непосредственно не могут быть использованы для приведения в действие часового механизма, т. к. мощность этих сигналов ничтожна, а частота колебаний, как правило, высока и имеет нецелочисленное значение (напр., мощность водородного генератора составляет 10^{-11}—10^{-12} Вт, а частота 1420,406 МГц). Для практич. применений нужен набор стандартных высокостабильных частот (1 кГц, 10 кГц, 100 кГц, 1 МГц и т. д.) при достаточной мощности выходного сигнала. Поэтому К. ч., помимо квант. стандарта частоты (репера), содержат спец. электронные устройства, формирующие сетку частот, обеспечивающие действие часового механизма (вращение стрелок часов или смену цифр на их циферблате) и выдачу сигналов точного времени.

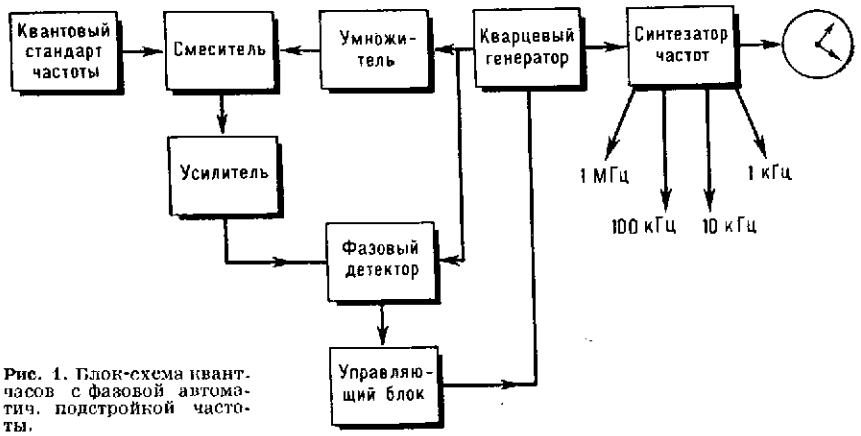


Рис. 1. Блок-схема квант. часов с фазовой автоматич. подстройкой частоты.

Большинство К. ч. содержит кварцевый генератор, частота к-рого контролируется с помощью репера; периодически вносятся поправки, благодаря чему точность кварцевых часов повышается до уровня точности самого репера. Для нек-рых систем (в частности, навигационных) более рациональна автоматич. подстройка частоты кварцевого генератора к частоте репера. В одном из вариантов такой системы (фазовая автоподстройка, рис. 1) частота $\omega_{кв}$ кварцевого генератора (обычно ~ 10—20 МГц) умножается в нужное число (n) раз и в смесителе вычитается из частоты репера $\omega_р$. Подбором $\omega_{кв}$ и n можно добиться, чтобы разностная частота $\Delta = \omega_р - n\omega_{кв} = \omega_{кв}$. Сигнал разностной частоты после усиления поступает на первый вход фазового детектора, на др. вход к-рого подаются колебания кварцевого генератора. Фазовый детектор вырабатывает напряжение, величина и знак к-рого зависят от разности фаз сигналов на его входе. Это напряжение подаётся на блок управления кварцевым генератором и вызывает сдвиг фазы колебаний генератора, к-рый препятствует отклонению $\omega_{кв}$ от разностной частоты Δ. Т. о., любое изменение $\omega_{кв}$ вызывает появление на выходе блока управления напряжение соответствующей величины и знака, сдвигающего $\omega_{кв}$ в обратном направлении. Частота генератора автоматически поддерживается неизменной. Стабильность частоты кварцевого генератора становится практически равной стабильности частоты репера. Т. н. синтезатор частот формирует из сигнала кварцевого генератора сетки столь же точных стандартных частот. Одна из них служит для питания электрич. часов, а остальные используются для метрологич. и др. целей. Погрешность хода лучших К. ч. такого типа ~ 1с за неск. тыс. лет.

Первые К. ч. были созданы в 1957 в Нац. бюро стандартов США. Репером в них служил квант. генератор на пучке молекул аммиака (*молекулярный генератор*). В совр. К. ч. иногда используется цезиевый репер. Такие К. ч. не нуждаются в калибровке по эталону, т. к. номинальное значение опорной частоты может быть установлено на основе манипуляций в самом приборе. Их недостаток — сравнительно большой вес и чувствительность к вибрациям. Более распространены К. ч. с рубидиевым репером и оптич. накачкой. Они легче, компактнее, не боятся вибраций, но нуждаются в калибровке, после чего они поддерживают установленное значение частоты с относит. погрешностью $\sim 10^{-11}$ в год.

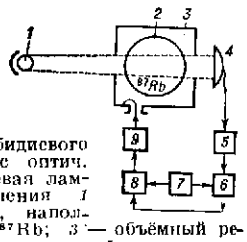


Рис. 2. Схема рубидиевого стандарта частоты с оптич. накачкой: рубидиевая лампа низкого давления *1* освещает колбу *2*, наполненную парами ^{87}Rb; *3* — объёмный резонатор; *4* — фотодетектор; *5* — усилитель низкой частоты; *6* — фазовый детектор; *7* — генератор низкой частоты; *8* — кварцевый генератор; *9* — умножитель частоты.

Осн. часть рубидиевых К. ч.— *объёмный резонатор*, в к-ром находится колба с парами ^{87}Rb (рис. 2) при давлении $p \sim 10^{-3}$ мм рт. ст. Ре-

зонатор настроен на частоту определённой радиоспектральной линии ^{87}Rb (ω_0=6835 МГц). Однако чувствительность радиоспектроскопа недостаточна, чтобы зафиксировать эту линию. Для увеличения чувствительности используются *оптическая накачка* паров ^{87}Rb и оптич. индикация спектральной линии. Колбу освещают,

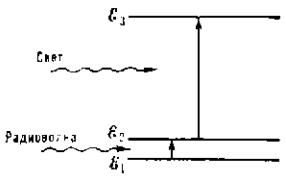


Рис. 3. Уровни энергии атомов ^{87}Rb, используемые в рубидиевых часах.

причём частота света совпадает с частотой др. спектральной линии ^{87}Rb, лежащей в оптич. диапазоне (газоразрядная лампа с парами ^{87}Rb). Свет, прошедший сквозь колбу, попадает на фотоприёмник (напр., фотоэлектронный умножитель). Под действием света рубидиевой лампы атомы ^{87}Rb возбуждаются, т. е. переходят из состояния с энергией $\mathcal{E}_2$ в состояние $\mathcal{E}_3$ (рис. 3). Если интенсивность света достаточно высока, то наступает насыщение (кол-во атомов, находящихся в состояниях $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_3$, выравнивается). При этом поглощение света в парах уменьшается, и они под действием света становятся более прозрачными. Если одновременно с оптич. накачкой пары ^{87}Rb облучить радиоволной с частотой ω_0, то атомы ^{87}Rb перейдут с уровня $\mathcal{E}_1$ на уровень $\mathcal{E}_2$, в результате чего поглощение света в парах ^{87}Rb увеличится. Источником радиоволны служит кварцевый генератор *8*, возбуждающий в резонаторе эл.-магн. поле. При плавном изменении частоты генератора в момент $\omega=\omega_0$ интенсивность света, попадающего на фотоприёмник, резко уменьшится.

Зависимость интенсивности света, прошедшего через пары ^{87}Rb, от частоты радиоволны используется для автоматич. подстройки частоты колебаний кварцевого генератора по частоте радиоспектральной линии ^{87}Rb. Колебания кварцевого генератора модулируются по фазе при помощи вспомогат. генератора низкой частоты *7* (см. *Модуляция колебаний*). Свет, проходящий через колбу, оказывается модулированным по интенсивности той же низкой частотой. Электрич. сигнал фотоприёмника после усиления подаётся на фазовый детектор *6*, на к-рый поступает также сигнал непосредственно от низкочастотного генератора. Амплитуда выходного сигнала фазового детектора тем больше, чем меньше расстройка частот спектральной линии и поля резонатора. Этот сигнал подаётся на элемент, изменяющий частоту кварцевого генератора, и поддерживает её значение таким, чтобы оно точно совпадало с вершиной спектральной линии ^{87}Rb.

Точность рубидиевых К. ч. определяется гл. обр. шириной радиоспектральной линии ^{87}Rb. Осн. причина уширения — *Доплера эффект*. Для уменьшения его влияния в колбу с парами ^{87}Rb добавляется буферный газ (при давлении неск. мм рт. ст.). В результате спектральная линия приобретает вид узкого пика на широком низком пьедестале.

Точность рубидиевых К. ч. обусловлена также постоянством интенсивности света лампы (применяется автоматич. регулирование интенсивности). Возможно создание рубидиевых К. ч., в к-рых вместо оптич. индикации применяется квант. генератор на парах ^{87}Rb. В этих К. ч. необходима интенсивная оптич. накачка и резонатор со столь высокой добротностью, чтобы выполнялись условия самовозбуждения. При этом пары ^{87}Rb в колбе внутри резонатора излучают эл.-магн. волны на частоте ω_0. Радиосхема таких К. ч. также содержит кварцевый генератор и синтезатор, но, в отличие от предыдущего, частота кварцевого генератора управляется системой фазовой автоподстройки, в которой опорной является частота сигнала рубидиевого генератора.

●См. лит. при ст. *Времени измерение* и *Квантовые стандарты частоты*.

М. Е. Жаботинский.

КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА, целые или дробные числа, к-рые определяют возможные значения физ. величин, характеризующих квант. системы (ат. ядро, атом, молекулу и др.), отд. элем. ч-цы, гипотетич. ч-цы *кварки* и *глюоны*.

К. ч. были впервые введены в физику для описания найденных эмпирически закономерностей ат. спектров, однако смысл К. ч. и связанной с ними дискретности нек-рых физ. величин, характеризующих поведение микрочастиц, был раскрыт лишь квант. механикой. Согласно квант. механике, возможные значения физ. величин определяются собств. значениями соответствующих *операторов* — непрерывными или дискретными; в последнем случае и возникают нек-рые К. ч. (В несколько ином смысле К. ч. иногда называют величины, сохраняющиеся в процессе движения, но не обязательно принадлежащие дискр. спектру возможных значений, напр. импульс или энергию свободно движущейся ч-цы.)

Набор К. ч., исчерпывающе определяющий состояние квант. системы, наз. полным. Совокупность состояний, отвечающая всем возможным значениям К. ч. из полного набора, образует полную систему состояний. Состояние эл-на в атоме определяется четырьмя К. ч. соответственно четырём степеням свободы эл-на, связанным с тремя пространств. координатами и *спином*. Для атома водорода и водородоподобных атомов это: главное К. ч. (n), орбитальное К. ч. (l), магнитное К. ч. (m_l), магнитное спиновое, или просто спиновое, К. ч. (m_s).

При учёте *спин-орбитального взаимодействия* (определяющего тонкую структуру уровней энергии) для харки состояния эл-на вместо m_l и m_s применяют К. ч. полного момента количества движения (j) и К. ч. проекции полного момента (m_j). Те же К. ч. приближённо описывают состояния отд. эл-нов в сложных (многоэлектронных) атомах, а также состояния отд. нуклонов в ат. ядрах (см. *Атом*, *Ядро атомное*).

Для хар-ки состояния атома и др. квант. систем вводят ещё одно К. ч.— *чётность* состояния (P), к-рое принимает значения $+1$ и -1 в зависимости от того, сохраняет волн. ф-ция, определяющая состояние системы, знак при инверсии координат ($\mathbf{r}\to-\mathbf{r}$) или меняет его на обратный. Для атома водорода $P=(-1)^l$.

Существование сохраняющихся (неизменных во времени) физ. величин тесно связано со св-вами симметрии *гамильтониана* данной системы. Напр., гамильтониан для ч-цы, движущейся в центрально-симметричном поле, не меняет своего вида при произвольных поворотах системы координатных осей; этой симметрии отвечает сохранение момента кол-ва движения. Более точно, в таком поле сохраняющимися величинами, к-рые могут одновременно иметь определ. значения, явл. квадрат момента кол-ва движения и одна из проекций момента, задаваемые К. ч. l и m_l. Применение определ. К. ч. для описания состояний системы взаимодействующих ч-ц отражает св-ва симметрии этого вз-ствия. Если на систему, имеющую нек-рую симметрию, накладывается дополнительное вз-ствие, к-рое такой симметрией не обладает, то соответствующие К. ч. будут определ. образом изменяться в процессе эволюции системы. Так, вз-ствие атома с эл.-магн. волной приводит к изменению перечисленных выше К. ч. согласно *отбора правилам*.

Помимо К. ч., ассоциируемых с пространственно-временны́ми симметриями гамильтониана, важную роль играют т. н. внутренние К. ч. элем. ч-ц, к-рые не сказываются на поведении изолированной ч-цы, однако проявляются во вз-ствиях ч-ц. Разл. типы вз-ствия характеризуются разными св-вами симметрии, вследствие чего К. ч., сохраняющиеся в одних вз-ствиях, могут изменяться в других. Строго сохраняющимися К. ч. явл. *электрический заряд* (Q); с хорошей степенью точности сохраняются *барионный заряд* (B) и *лептонный заряд* (L). Другие внутр. К. ч. сохраняются при одних вз-ствиях и не сохраняются при других. Наиболее важные из них: изотопический спин (I, см. *Изотопическая инвариант-*

ность), к-рый сохраняется в процессах сильного вз-ствия и нарушается эл.-магн. и слабым вз-ствиями; *странность* (*S*), *«очарование»* (C) и *«красота»* (*b*), которые сохраняются в сильном и электромагнитном взаимодействиях, но нарушаются слабым вз-ствием. Кваркам и глюонам приписывается К. ч. *«цвет»*, к-рое может принимать для кварков три значения, а для глюонов — восемь. Все наблюдавшиеся элем. ч-цы явл. «белыми» («бесцветными»), т. е. составленными из пар или троек кварков с суммированием по трём «цветам». Это К. ч. явл. весьма важным для понимания динамики сильного вз-ствия в рамках т. н. *квантовой хромодинамики* (см. также *Квантовая теория поля*).

Д. В. Гальцов.

КВА́НТОВЫЙ ГЕНЕРА́ТОР, генератор эл.-магн. волн, в к-ром используется явление вынужденного излучения (см. *Квантовая электроника*). К. г. радиодиапазона, так же как и *квантовый усилитель*, наз. *мазером*. Первый К. г. был создан в диапазоне СВЧ в 1955. Активной средой в нём служил пучок молекул аммиака (см. *Молекулярный генератор*). В дальнейшем был построен К. г. на пучке атомов водорода ($\lambda\approx21$ см). Важная особенность К. г. радиодиапазона — высокая стабильность частоты ω колебаний ($\Delta\omega/\omega\sim10^{-13}$), в силу чего они используются как *квантовые стандарты частоты*. О К. г. оптич. диапазона см. в ст. *Лазер*.

КВА́НТОВЫЙ ГИРОСКО́П, прибор для обнаружения вращения тела и определения его угл. скорости, основанный на свойствах эл-нов, ат. ядер и фотонов, поведение к-рых описывается законами квант. механики. Существует неск. типов К. г.

Лазерный (оптический) гироскоп. Датчиком служит кольцевой *лазер*, генерирующий две бегущие навстречу

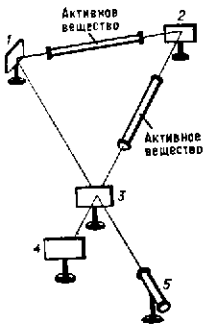


Рис. 1. Схема лазерного гироскопа: *1*, *2*, *4* — непрозрачные зеркала; *3* — полупрозрачное зеркало; *5* — фотодетектор.

друг другу световые волны, к-рые распространяются по общему световому каналу в виде узких монохроматических световых пучков. *Открытый резонатор* лазера (рис. 1) состоит из трёх (или больше) зеркал, смонтированных на жёстком основании и образующих замкнутую систему. Часть света проходит через полупрозрачное зеркало и попадает на фотодетектор. Длина волны λ, генерируемая лазером, определяется условием, согласно к-рому бегущая волна, обойдя контур резонатора, должна прийти в исходную точку с той же фазой. Если прибор неподвижен, это условие будет выполнено, когда периметр контура $P=n\lambda$ (n — целое число). В этом случае лазер генерирует две встречные волны, частоты к-рых одинаковы и равны:

$$\nu_0=nc/P.$$

Если же весь прибор вращается с угл. скоростью Ω вокруг направления, составляющего угол ϑ с перпендикуляром к его плоскости, то за время обхода волной контура последний успеет повернуться на нек-рый угол (рис. 2). В зависимости от направления распространения волны, путь, проходимый ею до совмещения фазы, будет

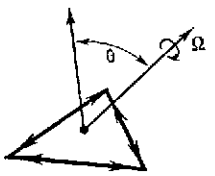


Рис. 2. Схематич. изображение лазерного гироскопа.

больше или меньше P (см. *Доплера эффект*). В результате этого частоты встречных волн становятся неодинаковыми. Эти частоты ν_1 и ν_2 не зависят от формы контура и связаны соотношением:

$$\nu_\pm=\nu_0\pm2\frac{\nu_0}{c}\frac{S\Omega\cos\vartheta}{P}. \qquad (1)$$

Здесь S — площадь, охватываемая контуром резонатора. Фотодетектор зарегистрирует биения с разностной частотой:

$$\Delta\nu=\nu_+-\nu_-=kF\cos\vartheta, \qquad (2)$$

где $F=\Omega/2\pi$, а $k=8\pi S/\lambda_0P$. Напр., для квадратного гелий-неонового К. г. (см. *Газовый лазер*) со стороной 25 см $\lambda=6\cdot10^{-5}$ см, откуда $k=2{,}5\cdot10^6$. При этом суточное вращение Земли, происходящее с угл. скоростью $\Omega=15$ град/ч, на широте $\vartheta=60°$ должно приводить к частоте биений $\Delta\nu=15$ Гц. Если ось К. г. направить на Солнце, то, измеряя частоту биений и считая угл. скорость Ω известной, можно с точностью до долей градуса определить широту места, на к-рой расположен К. г.

Предел чувствительности оптич. К. г. обусловлен спонтанным излучением атомов активной среды лазера. Если частоте биений $\Delta\nu=1$ Гц соответствует угол поворота 1 град/ч, то предел точности К. г. равен 10^{-3} град/ч. В существующих оптич. К. г. этот предел не достигнут.

Ядерные гироскопы. В ядерных К. г. используются в-ва с *ядерным парамагнетизмом* (вода, органич. жидкости, газообразный гелий, пары ртути). Атомы или молекулы таких в-в в осн. состоянии обладают магн. моментами, обусловленными спинами ядер. Если ориентировать магн. моменты ядер (см. *Ориентированные ядра*), напр. при помощи поля $\boldsymbol{H}$, а затем поле выключить, то при отсутствии др. магн. полей (напр., земного) возникший суммарный магн. момент $\boldsymbol{M}$ ядра будет нек-рое время сохранять своё направление в пр-ве, независимо от изменения ориентации датчика. Такой статич. К. г. позволяет определить изменение положения тела, жёстко связанного с датчиком. Т. к. величина момента $\boldsymbol{M}$ будет постепенно убывать благодаря *релаксации*, то для К. г. выбирают в-ва с большими временами релаксации, напр. нек-рые органич. жидкости, для к-рых время релаксации составляет неск. мин, жидкий ^{3}He (ок. 1 ч) или р-р жидкого ^{3}He (10—3%) в ^{4}He (ок. 1 года).

В К. г., работающем по методу яд. индукции, вращение с угл. скоростью

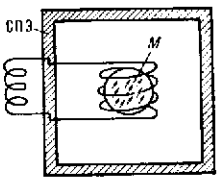


Рис. 3. Схематич. изображение яд. гироскопа: M — датчик; СПЭ — сверхпроводящий магн. экран.

$\boldsymbol{\Omega}$ датчика, содержащего ориентиров. ядра, эквивалентно действию на ядра магн. поля с напряжённостью $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{\Omega}/\gamma_я$, где $\gamma_я$ — гиромагнитное отношение для ядер. Прецессия магн. моментов ядер вокруг поля $\boldsymbol{H}$ приводит к появлению перем. эдс в катушке, охватывающей в-во К. г. (рис. 3). Измерение частоты вращения тела, связанного с датчиком К. г., сводится к измерению частоты электрич. сигнала, к-рая пропорц. Ω (см. *Ядерный магнитный резонанс*).

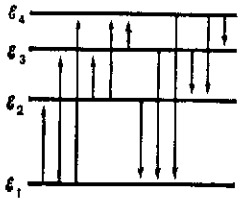
В динамич. яд. гироскопе суммарный яд. магн. момент $\boldsymbol{M}$ датчика прецессирует вокруг пост. магн. поля $\boldsymbol{H}_0$, связанного с устройством. Вращение датчика вместе с полем $\boldsymbol{H}_0$ с угл. скоростью $\boldsymbol{\Omega}$ приводит к изменению частоты прецессии $\boldsymbol{M}$, приблизительно равному проекции вектора $\boldsymbol{\Omega}$ на $\boldsymbol{H}$. Это изменение регистрируется в виде электрич. сигнала. Для получения высокой чувствительности и точности в этих приборах требуется высокая стабильность и однородность поля $\boldsymbol{H}$. Напр., для обнаружения изменения частоты прецессии, вызванного суточным вращением Земли, необходимо, чтобы $\frac{\Delta H}{H}\leqslant10^{-9}$. Для экранировки прибора от действия внеш. магн. полей применяются *сверхпроводники*. Напр., если поворот датчика обусловлен суточным вращением Земли, то остаточное поле в экране не должно превышать $3\cdot10^{-9}$ Э.

Электронные К. г. аналогичны ядерным, в них используются *парамагнетики* (напр., устойчивые свободные радикалы, атомы щелочных металлов). Хотя времена релаксации электронных спинов малы, электронные К. г.

перспективны, т. к. гиромагнитное отношение для эл-нов $\gamma_{эл}$ в сотни раз больше $\gamma_я$, и, следовательно, частота прецессии выше. По точности и чувствительности К. г. пока уступают лучшим образцам механич. *гироскопов*. Однако К. г. обладают рядом преимуществ: безынерционностью, стабильностью, возможностью работать при низких темп-рах.

● Померанцев Н. П., Скроцкий Г. В., Физические основы квантовой гироскопии, там же, 1970, т. 100, в. 3, с. 361; Богданов А. Д., Гироскопы на лазерах, М., 1973; Применения лазеров, пер. с англ., М., 1974. *Г. В. Скроцкий.*

КВАНТОВЫЙ ПЕРЕХОД, скачкообразный переход квант. системы (атома, молекулы, ат. ядра, тв. тела) из одного состояния в другое. Наиболее важными явл. К. п. между состояниями, соответствующими разл. значениям энергии системы, то есть К. п. с одного уровня энергии на другой.



Часть уровней энергии квант. системы: $\mathcal{E}_1$ — осн. уровень (уровень с наименьшей возможной энергией), $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$, $\mathcal{E}_4$ — возбуждённые уровни. Стрелками показаны квант. переходы с поглощением (направление вверх) и с отдачей энергии (направление вниз).

При переходе с более высокого уровня энергии $\mathcal{E}_k$ на более низкий $\mathcal{E}_i$ система отдаёт энергию $\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_i$, при обратном переходе — получает её (рис.). К. п. могут быть **излучательными** и **безызлучательными**. При излучат. К. п. система испускает (переход $\mathcal{E}_k \to \mathcal{E}_i$) или поглощает (переход $\mathcal{E}_i \to \mathcal{E}_k$) квант. эл.-магн. излучения — *фотон* энергии $h\nu$ (ν — частота излучения), удовлетворяющей фундам. соотношению:

$$\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_i = h\nu \qquad (*)$$

(к-рое выражает закон сохранения энергии при таком переходе). В зависимости от разности энергий состояний системы, между к-рыми происходит К. п., испускаются или поглощаются радиоволны, ИК, видимое, УФ, рентгеновское или γ-излучение. Совокупность излучат. К. п. с ниж. уровней энергии на верхние образует спектр поглощения данной квант. системы, совокупность обратных переходов — её спектр испускания. При безызлучат. К. п. система получает или отдаёт энергию при вз-ствии с др. системами. Напр., атомы или молекулы газа при столкновениях друг с другом или с эл-нами могут получать энергию (возбуждаться) или терять её.

Важнейшая хар-ка любого К. п. — **вероятность перехода**, определяющая, как часто происходит данный К. п. Вероятность перехода измеряют числом переходов данного типа в рассматриваемой системе за ед. времени (1 с); поэтому она может принимать любые значения от 0 до ∞ (в отличие от вероятности единичного события, к-рая не может превышать единицы). Вероятности переходов рассчитываются методами квант. механики.

Ниже рассмотрены К. п. в атомах и молекулах (о К. п. в тв. теле и ат. ядре см. в ст. *Твёрдое тело* и *Ядро атомное*).

Излучательные К. п. могут быть **спонтанными**, не зависящими от внеш. воздействий на квант. систему (спонтанное испускание фотона), и **вынужденными**, происходящими под действием внеш. эл.-магн. излучения резонансной [удовлетворяющей соотношению (*)] частоты ν (поглощение и вынужденное испускание фотона). Из-за спонтанного испускания квант. система может находиться на возбуждённом уровне энергии $\mathcal{E}_k$ лишь нек-рое кон. время, а затем скачкообразно переходит на к.-п. более низкий уровень. Ср. продолжительность τ_k пребывания системы на возбуждённом уровне $\mathcal{E}_k$ наз. **временем жизни на уровне**. Чем меньше τ_k, тем больше вероятность перехода системы в состояние с низшей энергией. Величина $1/\tau_k$, определяющая ср. число фотонов, испускаемых одной ч-цей (атомом, молекулой) в 1 с, наз. вероятностью спонтанного испускания с уровня $\mathcal{E}_k$. Для вынужденного К. п. число переходов пропорц. плотности излучения резонансной частоты ν, т. е. энергии фотонов частоты ν, находящихся в 1 см^3. Вероятности излучат. переходов различны для разных К. п. и зависят от св-в уровней энергии, между к-рыми происходит переход. Вероятности К. п. тем больше, чем сильнее изменяются при переходе электрич. и магн. св-ва квант. системы, характеризуемые её электрич. и магн. моментами. Возможность излучат. К. п. между уровнями с заданными хар-ками определяется *отбора правилами* (см. также *Излучение*).

Безызлучательные К. п. также характеризуются вероятностями соответствующих переходов — ср. числами процессов отдачи и получения энергии $\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_i$ в 1 с, рассчитанными на одну ч-цу с энергией $\mathcal{E}_k$ (для процесса отдачи энергии) или с энергией $\mathcal{E}_i$ (для процесса получения энергии). Если возможны как излучательные, так и безызлучат. К. п., то полная вероятность перехода равна сумме вероятностей переходов обоих типов. Т. о., за счёт безызлучат. К. п. время жизни на уровне уменьшается. Безызлучат. К. п. играет существ. роль, когда его вероятность сравнима с вероятностью соответствующего излучат. К. п. Если первая много больше второй, то подавляющее большинство ч-ц будет терять энергию возбуждения при безызлучат. процессах — будет происходить **тушение спонтанного испускания**.

● См. лит. при ст. *Атом*, *Молекула*, *Спектры оптические*. *М. А. Ельяшевич.*

КВАНТОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ, усилитель эл.-магн. волн радиодиапазона, основанный на вынужденном излучении возбуждённых атомов, молекул, ионов. Эффект усиления в К. у. связан с изменением энергии внутрнат. эл.-нов, движение к-рых подчиняется законам квант. механики. Поэтому, в отличие от обычных усилителей, где используются потоки свободных электронов, подчиняющихся законам классич. механики, эти усилители получили назв. **квантовых**. Исходное излучение частоты ω, распространяясь в среде, содержащей возбуждённые ч-цы, у к-рых частота ω_0, соответствующая квант. переходу в менее возбуждённое состояние (в частности, в основное), совпадает с ω, стимулирует эти переходы. Каждый акт перехода сопровождается испусканием эл.-магн. кванта $\hbar\omega$, частота, фаза и направленность к-рого такие же, как и у кванта, вызвавшего переход. В результате происходит усиление исходного излучения. В состоянии термодинамич. равновесия распределение ч-ц по уровням энергии определяется темп-рой T, причём уровень с меньшей энергией $\mathcal{E}_1$ более населён,

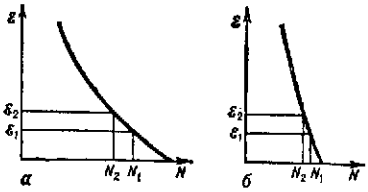


Рис. 1. Распределение ч-ц по уровням энергии в условиях термодинамич. равновесия: а — при темп-ре T_1; б — при темп-ре $T_2 > T_1$; N — населённость уровней энергии; $\mathcal{E}$ — энергия.

чем уровень с большей энергией $\mathcal{E}_2$ (рис. 1; см. *Больцмана распределение*). Такое в-во всегда поглощает эл.-магн. волны. В-во начинает усиливать волны, становится активным, когда равновесие нарушается и возбуждённых атомов становится больше, чем невозбуждённых (*инверсия населённостей*). Существуют разл. методы создания инверсной населённости уровней энергии. Для К. у. наиб. удобным оказался метод, основанный на использовании трёх уровней энергии (описание метода и рисунок см. в ст. *Квантовая электроника*). Инверсную разность населённостей, достаточную для создания эфф. усилителей, удаётся получить только при охлаждении в-ва до гелиевых темп-р (~4,2 К). Существуют конструкции К. у., к-рые могут работать при темп-рах жидкого азота (~77 К) и выше (~190 К), но они менее эффективны.

Активная среда. Активным в-вом в К. у. служат диэлектрич. кристаллы с небольшой изоморфной примесью

парамагн. ионов (см. *Парамагнетик*, *Изоморфизм*), обладающих системой трёх (или более) энергетич. уровней, в к-рой осуществлена инверсия населённостей для двух уровней (рис. 2). Переходы между ними должны позволять усиливать сигнал заданной частоты. Обычно применяется рубин (Al_2O_3 с примесью ионов Cr^{3+}), рутил (TiO_2 с примесью ионов Cr^{3+} и Fe^{3+}),

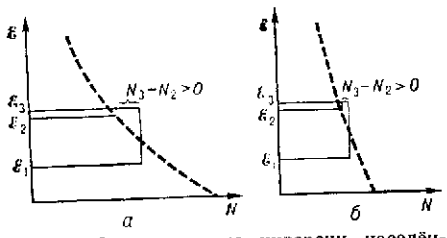


Рис. 2. Возникновение инверсии населённостей для уровней $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$ в системе с тремя уровнями $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, $\mathscr{E}_3$ под действием накачки: *а* — при темп-ре T_1, *б* — при темп-ре $T_2 > T_1$. Пунктир показывает распределение ч-ц по уровням энергии при термодинамич. равновесии.

изумруд ($Al_2O_3 \cdot 6\,SiO_2 \cdot 3\,BeO$ с примесью ионов Cr^{3+}). Примесный ион в кристалле испытывает действие электрич. *внутрикристаллического поля*, создаваемого окружением. Это поле вызывает расщепление электронных уровней энергии, величина к-рого зависит от напряжённости и симметрии поля (см. *Штарка эффект*). Начальные расщепления «подстраивают» до нужной величины внеш. магн. полем $\boldsymbol{H}$, к-рое вызывает зеемановское расщепление и смещение уровней, зависящее от напряжённости магн. поля и его ориентации относительно осей симметрии внутрикрист. поля (см. *Зеемана эффект*). Разность энергий между подуровнями может быть легко изменена варьированием величины и направления $\boldsymbol{H}$. Такое в-во может усиливать радиоволны в нек-ром диапазоне частот.

Коэффициент усиления. Чем больший путь проходит волна в активном в-ве, тем выше коэфф. усиления К. у., показывающий во сколько раз амплитуда колебаний на выходе усилителя выше амплитуды на его входе. Коэфф. усиления можно увеличить, заставив волну многократно проходить через кристалл, помещённый для этого в *объёмный резонатор*. Волна, попавшая в резонатор через отверстие в его стенке, многократно отражается от стенок резонатора и длительно взаимодействует с активным в-вом. Усиление волны будет большим, если резонатор настроен на частоту усиливаемой волны. При каждом отражении от стенки с отверстием связи часть эл.-магн. энергии, накопившейся в резонаторе, излучается наружу в виде усиленного сигнала (рис. 3, для разделения входа и выхода резонаторного К. у. применяется т. н. циркулятор). Такой К. у. наз. о т р а ж а т е л ь н ы м.

Полоса пропускания. Кроме требуемого коэффициента усиления K, К. у. характеризуется частотной полосой пропускания, к-рая определяет его способность усиливать сигналы, быстро изменяющиеся во времени. Чем быстрее изменяется сигнал, тем больший частотный интервал

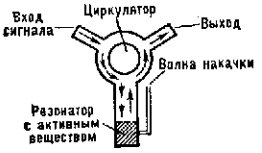


Рис. 3. Схема отражат. квант. усилителя с одним резонатором.

он занимает. Если полоса пропускания усилителя меньше полосы, занимаемой сигналом, то в усилителе произойдёт сглаживание сигнала. Введение резонатора в конструкцию К. у., с одной стороны, увеличивает его коэфф. усиления, а с другой — во столько же раз уменьшает его полосу пропускания. Однорезонаторные К. у. не получили распространения из-за невозможности обеспечить широкую полосу пропускания. Более широкую полосу пропускания при большом коэфф. усиления имеют многорезонаторные К. у. Существует два типа многорезонаторных К. у.: отражат. типа с циркулятором (рис. 4) и проходного типа. В проходных К. у. волна распространяется вдоль цепочки резонаторов, заполненных активной средой. В каждом резонаторе при значит. полосе пропускания усиление невелико, но полное усиление всей цепочки может быть достаточно большим. Резонаторы проходного К. у. соединены друг с другом ферритовыми элементами. Под действием пост. магн. поля ферриты приобретают св-во пропускать волну, распространяющуюся в одном направлении, поглощая встречную волну. Осн. недостаток многорезонаторных К. у.— сложность перестройки частоты, т. к. при этом необходимо одновременно с изменением ω менять собств. частоту большого числа резонаторов.

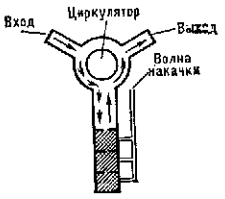


Рис. 4. Отражат. усилитель с тремя резонаторами.

Время вз-ствия волны с в-вом можно увеличить, применяя вместо системы резонаторов т. н. з а м е д л я ю щ и е с т р у к т у р ы. Скорость распространения волны вдоль такой структуры во много раз меньше скорости распространения волны в волноводе или в свободном пр-ве. С уменьшением скорости распространения волны увеличивается усиление при прохождении волной единицы длины кристалла. Замедляющие структуры широкополосны, что даёт возможность перестраивать частоту К. у. изменением только $\boldsymbol{H}$. Полоса пропускания таких К. у., а также многорезонаторных К. у. определяется шириной спектр. линии. К. у. с замедляющей структурой получили назв. К. у. б е г у щ е й в о л н ы.

Шумы. Кроме вынужденных квант. переходов в состояние с меньшей энергией, возможны и самопроизвольные (спонтанные) переходы, в результате к-рых излучаются волны, имеющие случайные амплитуду, фазу и поляризацию. Эти волны добавляются к усиливаемой волне в виде шумов. *Спонтанное излучение* явл. единственным, принципиально неустранимым источником шумов К. у. Мощность спонтанного излучения очень мала в радиодиапазоне и резко растёт при переходе к оптич. диапазону. В связи с этим К. у. радиодиапазона (мазеры) отличаются исключительно низким уровнем собств. шумов. В них отсутствует *дробовой шум*, кроме того, у них мал и тепловой шум, т. к. они работают при темп-рах, близких к абс. нулю. Благодаря низкому уровню собств. шумов К. у. способны усиливать без искажений очень слабые сигналы. Они применяются в качве входных каскадов в самых высокочувствит. радиоприёмных устройствах в диапазоне длин волн $\lambda \sim$ ~4 мм—50 см. К. у. значительно увеличили дальность действия линий косм. связи с межпланетными станциями, планетных радиолокаторов и радиотелескопов.

Мощность шумов К. у. удобно измерять, сравнивая её с мощностью излучения *абсолютно чёрного тела* на частоте усиливаемого сигнала, и выражать её через абс. темп-ру $T_ш$ (см. *Шумовая температура*). Для большинства активных в-в, используемых в К. у., $T_ш$ от 1 до 5 К. В реальных К. у. к этим ничтожно малым шумам добавляется гораздо более мощное тепловое излучение подводящих волноводов и др. конструктивных деталей *антенны*. Мощность теплового излучения пропорц. коэфф. поглощения усиливаемой волны в этих элементах приёмного устройства. Для уменьшения шумов необходимо охлаждать возможно бо́льшую часть входных деталей, но охладить весь входной тракт до 4 К невозможно. Поэтому не удаётся снизить шумы К. у. с антенной ниже 10 К. Это прибл. в 100 раз ниже уровня шумов лучших усилителей, имевшихся до появления К. у. Охлаждение К. у. производится жидким гелием в криостатах. Трудности, связанные со сжижением, транспортировкой и переливанием жидкого гелия, ограничивают применение К. у. Используются малые холодильные машины с замкнутым циклом движения охлаждающего в-ва, подсоединяемые непосредственно к криостату.

● Штейншлейгер В. Б., Мисеников Г. С., Лифанов П. С., Квантовые усилители СВЧ (мазеры), М., 1971; Карлов Н. В., Маненков А. А., Квантовые усилители, М., 1966; Сигмен А., Мазеры, пер. с англ., М., 1966; Квантовая электроника, М., 1969 (Маленькая энциклопедия); Корниенко Л. С., Штейншлейгер В. Б., Квантовые усилители и их применение в космических исследованиях, «УФН», 1978, т. 126, в. 2.

А. В. Францессон.

КВАНТО́МЕТР, многоканальная фотоэлектрич. установка для пром. *спектрального анализа*. См. также *Спектральные приборы, Спектральная аппаратура рентгеновская.*

КВА́РКИ, гипотетич. материальные объекты, из к-рых, по совр. представлениям, состоят все *адроны*. Гипотеза о К. была высказана в 1964 М. Гелл-Маном и Г. Цвейгом (США) для объяснения закономерностей в спектроскопии и св-вах адронов. Она возникла в связи с обнаружением большого числа *резонансов* и их успешной систематизацией. Согласно кварковой гипотезе, барионы состоят из трёх К. (антибарионы — из трёх антикварков), мезоны — из К. и антикварка. Все известные в то время адроны можно было построить из К. трёх типов: u, d и s, обладающих спином $^1/_2$, *барионным зарядом* $^1/_3$ и электрич. зарядами соотв. $^2/_3$, $-^1/_3$ и $-^1/_3$ элем. заряда e. В состав *странных частиц* входит s-К.— носитель странности. В дальнейшем оказалось необходимым расширение семейства К. Были введены «очарованный» c-К. и «красивый» b-К. и предсказано существование новых семейств адронов, часть из к-рых уже обнаружена (см. *Мезоны со скрытым «очарованием», «Очарованные» частицы, Ипсилон-частицы*). Возможно существование и др. типов К., в частности t-К.

Нек-рые барионы (напр., Δ^{++}, Ω) оказываются состоящими из трёх одинаковых К. в одном и том же состоянии, что запрещено принципом Паули. Поэтому каждому типу («аромату») К. была приписана дополнит. внутр. хар-ка — квант. число «*цвет*», к-рое может принимать три значения. При этом барионам соответствует «бесцветная» (т. е. антисимметричная по «цветам») комбинация трёх К., а мезонам — «бесцветная» сумма комбинаций К. и антикварка одинаковых «цветовых» индексов.

Гипотеза кварковой структуры адронов оказалась в дальнейшем необходимой для понимания динамики разл. процессов с участием адронов (глубоко неупругого рассеяния лептонов, образования адронных струй в e^+e^--аннигиляции и в адрон-адронных процессах с большой передачей импульса и др.). Так, глубоко неупругое рассеяние *лептонов* на адронах, согласно совр. представлениям, идёт с выбиванием К. лептоном и превращением его и адронного остатка в струи адронов. Измерения хар-к таких струй (угл. распределения, ср. электрич. и ср. барионного зарядов в др.) даёт возможность судить о средних (по «цветам») значениях квант. чисел К.— спине, электрич. и барионном зарядах и др.

Существуют более сложные варианты кварковых теорий с целочисл. зарядами К., к-рые пока трудно экспериментально отличить от теорий с дробными зарядами.

Хотя гипотеза К. необходима для объяснения систематики и динамики адронов, К. в свободном состоянии не были обнаружены (несмотря на многочисл. их поиски на ускорителях высоких энергий, в косм. лучах и окружающей среде). Это даёт основание считать, что здесь физики встретились с принципиально новым явлением природы — т. н. удержанием К. (точнее, *удержанием «цвета»*).

В квантовополевой теории К.— *квантовой хромодинамике*, к-рая строится на основе локальной «цветовой» *калибровочной симметрии*, вз-ствие К. осуществляется посредством обмена «цветными» *глюонами* — безмассовыми ч-цами со спином 1. Характерной особенностью этой теории явл. убывание «цветового» *эффективного заряда* К. и глюонов с уменьшением расстояния, благодаря чему на малых расстояниях К. ведут себя как квазисвободные частицы. Считается, что рост «цветового» заряда с увеличением расстояния между К. приводит к рождению из вакуума пар К.-антикварк, к-рые «обесцвечивают» разделяемые К., превращая их в «бесцветные» адроны. Однако эту картину удержания «цвета» нельзя считать доказанной.

● Кокседэ Я., Теория кварков, пер. [с англ.], М., 1971; Ландсберг Л. Г., Поиски кварков, «УФН», 1973, т. 109, в. 4, с. 695; Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, там же, 1976, т. 119, в. 4, с. 715; Намбу Й., Почему нет свободных кварков, там же, 1978, т. 124, в. 1, с. 147; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

А. В. Ефремов.

КВАРЦ (нем. Quarz), природный и синтетич. монокристалл SiO_2 (наиб. распространённое на Земле соединение). Существует четыре полиморфные модификации К., из к-рых применяется гл. обр. низкотемпературный α-К. При нагревании выше 575°С α-К., имеющий точечную группу симметрии 32, без разрушения приобретает структуру высокотемпературного К. с точечной группой симметрии 62. Плотность 2,65 г/см³, $T_{пл} \approx 1470$ °С, твёрдость по шкале Мооса 7. К. химически стоек, оптически анизотропен, прозрачен для УФ и частично ИК излучения. К.— *пьезоэлектрик*, обладает нелинейными оптич. и электрооптич. св-вами. Прозрачные разновидности К.: горный хрусталь, аметист (фиолетовый), раухтопаз (дымчатый), морион (чёрный), цитрин (жёлтый). Монокристаллы К. применяются для изготовления пьезоэлектрич. преобразователей, фильтров, УЗ линий задержки, призм для спектрографов, монохроматоров, линз для УФ оптики и др.

Н. В. Переломова.

КВА́РЦЕВЫЕ ЧАСЫ, прибор для точного измерения времени, ход которых определяется колебаниями кварцевого генератора. Точность отсчёта времени обусловлена постоянством (стабильностью) частоты колебаний кварцевого резонатора (см. *Пьезоэлектричество*) и его добротностью. Т. к. частота ω прецизионного кварцевого резонатора всё же зависит от темп-ры ($\Delta\omega/\omega \leqslant 10^{-8}$ на 1°С), то его помещают в термостат, в к-ром поддерживается пост. темп-ра с точностью до 0,001°С. Помимо кварцевого генератора, К. ч. содержат преобразователи частоты колебаний (делители и умножители частоты), синхронный двигатель, приводящий в движение стрелочные часы (или устройство цифрового отсчёта), и контактное устройство для подачи сигналов точного времени. К. ч. обычно снабжены устройством, выдающим набор стандартных частот для измерит. целей.

В бытовых К. ч. колебания миниатюрного кварцевого резонатора поддерживаются микросхемой, вырабатывающей также сигналы, управляющие устройством цифрового отсчёта. Питание осуществляется малогабаритными батареями, циферблат обычно выполнен на основе *жидких кристаллов*. Нек-рые модели наручных К. ч. могут работать в режиме секундомера или будильника и снабжаются календарём.

● См. лит. при ст. *Времени измерение, Квантовые стандарты частоты.*

М. Е. Жаботинский.

КДР, см. *Дигидрофосфат калия.*

КЕЛЬВИН (К), единица СИ термодинамич. темп-ры, равная 1/273,16 части термодинамич. темп-ры *тройной точки* воды. Названа в честь англ. физика У. Томсона (лорда Кельвина, W. Thomson, Lord Kelvin). До 1968 именовалась градус Кельвина (°К). Применяется как ед. Междунар. практич. *температурной шкалы*. 1 К=1°С.

КЕ́ЛЬВИНА УРАВНЕ́НИЕ, характеризует изменение давления пара жидкости или растворимости тв. тел, вызванное искривлением поверхности раздела смежных фаз (жидкость — пар, тв. тело — жидкость). Так, над сферич. каплями жидкости давление насыщ. пара p повышено по сравнению с давлением насыщ. пара p_0 над плоской поверхностью при той же темп-ре T, а над вогнутыми соотв. понижено. Растворимость c тв. в-ва с выпуклой поверхностью выше (с вогнутой — ниже), чем растворимость c_0 плоских поверхностей того же в-ва.

К. у. получено У. Томсоном в 1871 из условия равенства *химических потенциалов* в смежных фазах, находящихся в состоянии термодинамич. равновесия, и имеет вид:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{c}{c_0} = \exp\left(\frac{2\sigma v}{rRT}\right),$$

где r — радиус кр. кривизны поверхности раздела фаз, σ — межфазное

поверхностное натяжение, v — молярный объём жидкости или тв. тела, R — универсальная *газовая постоянная*.

Т. к. значения p и c различны для ч-ц разных размеров или для участков поверхностей, имеющих впадины и выступы, К. у. определяет направление переноса в-ва (от бо́льших значений p и c к меньшим) в процессе перехода системы к состоянию термодинамич. равновесия. Это приводит, в частности, к тому, что крупные капли или ч-цы растут за счёт испарения (растворения) более мелких, а неровные поверхности сглаживаются за счёт растворения выступов и заполнения впадин. Заметные отличия p и c имеют место лишь при достаточно малых r. Поэтому К. у. наиболее широко используется для хар-ки состояния малых объектов (ч-ц коллоидных систем, зародышей новой фазы) и при изучении *капиллярных явлений*.

КЕ́ЛЬВИНА ШКАЛА́, часто применяемое наименование термодинамич. *температурной шкалы*. Названа в честь У. Томсона, впервые (1848) предложившего принцип построения температурной шкалы на основе *второго начала термодинамики*.

КЕ́ПЛЕРА ЗАКО́НЫ, три закона движения планет, открытые нем. астрономом И. Кеплером (J. Kepler) в нач. 17 в. Ниже приведены их совр. формулировки.

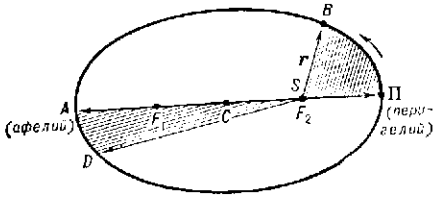
1-й закон: при невозмущённом движении (в *двух тел задаче*) орбита движущейся матер. точки (планеты) есть кривая второго порядка, в одном из фокусов к-рой находится центр силы притяжения (Солнце). Т. о., орбита матер. точки в невозмущённом движении — это одно из конич. сечений, т. е. окружность, эллипс (для планет), парабола или гипербола.

2-й закон: при невозмущённом движении площадь, описываемая радиусом-вектором движущейся точки, изменяется пропорц. времени (рис.). Часто 2-й закон формулируют как закон площадей: радиус-вектор планеты в равные промежутки времени описывает равные площади.

3-й закон: при невозмущённом эллиптич. движении двух матер. точек (планет) вокруг центр. тела (Солнца) произведения квадратов времён обращения на суммы масс центральной и движущейся точек относятся как кубы больших полуосей их орбит, т. е.

$$\frac{T_1^2}{T_2^2}\,\frac{m_0+m_1}{m_0+m_2}=\frac{a_1^3}{a_2^3},$$

где T_1 и T_2 — периоды обращения двух точек, m_1 и m_2 — их массы, m_0 — масса центр. точки (Солнца), a_1 и a_2 — большие полуоси орбит точек (планет). Пренебрегая массами планет m_1 и m_2 по сравнению с массой Солнца m_0, получаем 3-й К. з. в его первонач. форме: квадраты периодов обращений двух планет вокруг Солнца относятся как кубы больших полуосей их эллиптич. орбит. 3-й К. з. в применении к планетам, спутникам планет, компонентам двойных звёзд позволяет подсчитать массы планет, сумму масс двойной звёздной системы (если известны период обращения компонент и параллакс системы), расстояния до двойных систем (т. н. динамич. параллаксы). К. з., найденные из наблюдений, были выведены Ньютоном как строгое решение задачи двух тел. Однако в действительности, в результате взаимного влияния планет Солнечной системы, траектории планет — сложные пространств. кривые, к-рые можно интерпретировать как эллиптические лишь за время одного-двух оборотов.



Орбита планеты — эллипс: F_1 и F_2 — фокусы эллипса, в одном из к-рых находится Солнце S; $СП=СА$ — большая полуось орбиты; r — радиус-вектор планеты; отрезки траектории $ПВ$ и AD планета проходит за одинаковое время; площади секторов $SПВ=SAD$.

● Дубошин Г. Н., Небесная механика. Основные задачи и методы, 2 изд., М., 1968; Гребенников Е. А., Рябов Ю. А., Поиски и открытия планет, М., 1975.

КЕРМА́ (сокр. англ. kinetic energy released in matter — кинетич. энергия, освобождённая в в-ве), сумма начальных кинетич. энергий всех заряж. ч-ц, образуемых нейтронами, рентгеновскими и γ-квантами в ед. массы облучаемого в-ва в результате вз-ствия с в-вом. К. измеряется в грэях (СИ) или в радах. К.— мера энергии, переданной излучением заряж. ч-цам в данной точке облучаемого объёма. Т. к. ч-цы теряют энергию на длине пробега, то пространств. распределение поглощённой дозы в в-ве отличается от распределения К., и тем больше, чем больше пробеги ч-ц. Приращение К. в ед. времени наз. мощностью К.

● См. лит. при ст. *Дозиметрия*.

Г. Б. Радзиевский.

КЕ́РРА ПОСТОЯ́ННАЯ, константа пропорциональности, связывающая относит. величину индуцированного электрич. полем двупреломления изотропной центросимметричной среды с квадратом напряжённости электрич. поля (см. *Керра эффект*). К. п. характеризует электрооптич. св-ва среды.

КЕ́РРА ЭФФЕ́КТ, квадратичный электрооптич. эффект, возникновение *двойного лучепреломления* в оптически изотропных в-вах (жидкостях, стёклах, кристаллах с центром симметрии) под воздействием однородного электрич. поля. Открыт шотл. физиком Дж. Керром (J. Kerr) в 1875. Помещённое в электрич. поле изотропное в-во становится анизотропным, приобретая св-ва одноосного кристалла (см. *Кристаллооптика*), оптич. ось к-рого направлена вдоль поля.

Возможная схема наблюдения К. э. изображена на рисунке. Между скрещёнными *поляризатором* $П$ и *анализатором* $А$ находится ячейка Керра

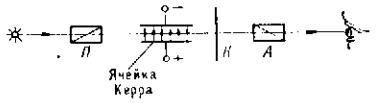


Схема установки для наблюдения эффекта Керра.

(плоский конденсатор, заполненный прозрачным изотропным в-вом). В отсутствии электрич. поля свет преобразуется в линейно поляризованный в призме $И$ и полностью гасится призмой $А$, не проходя к наблюдателю. При наложении электрич. поля линейно поляризованная световая волна в в-ве распадается на две, поляризованные вдоль поля (необыкновенная волна) и перпендикулярно полю (обыкновенная волна). Эти волны имеют в в-ве разл. скорости распространения, вследствие чего выходящий из среды свет оказывается эллиптически поляризованным и частично проходит через анализатор. Помещая перед ним компенсатор $К$, можно исследовать свет, прошедший ячейку Керра. Величина двойного лучепреломления Δn пропорц. квадрату напряжённости электрич. поля E: $\Delta n=nkE^2$, где n — показатель преломления вещества в отсутствии поля, k — постоянная Керра. Постоянной Керра иногда наз. также величину $B=nk/\lambda$ (λ — длина световой волны). Постоянная Керра может быть положительной и отрицательной. Её величина зависит от агрегатного состояния в-ва (для газов $k\sim10^{-15}$ ед. СГСЕ, для жидкостей $k\sim10^{-12}$ ед. СГСЕ), темп-ры (с увеличением темп-ры постоянная Керра уменьшается), а также от структуры молекул в-ва.

Объяснение К. э. было дано франц. физиком П. Ланжевеном (1910) и нем. физиком М. Борном (1918). Электрич. поле ориентирует молекулы в-ва, обладающие дипольным моментом, вдоль поля,— ориентационный К. э., и индуцирует дипольный момент в молекулах (или атомах), не обладающих собственным дипольным моментом,— поляризационный К. э. (см. *Поляризуемость*). В результате этого показатели преломления (и, следовательно, скорости распространения в в-ве световых волн, поляризованных вдоль и поперёк E) становятся различными, и возникает двойное лучепреломление.

В перем. электрич. поле величина ориентационного К. э. зависит от соотношения между частотой поля и скоростью ориентационной релаксации молекул ($\sim10^9$ с$^{-1}$). Инерционность поляризационного К. э. огра-

ничена временами $\sim 10^{-13}$ с. Поэтому при частотах электрич. поля вплоть до 10^9—10^{13} Гц интенсивность света, проходящего через анализатор A, будет обнаруживать модуляцию на удвоенной частоте (из-за квадратичности эффекта), а ячейка Керра будет работать как модулятор светового потока. Следствием квадратичности К. э. явл. также возникновение пост. составляющей двупреломления в перем. электрич. поле. Этот факт лежит в основе т. н. оптического К. э.— возникновения двупреломления под действием поля мощного (как правило, лазерного) оптич. излучения.

Магнитооптический К. э. состоит в том, что плоско поляризов. свет, отражаясь от намагниченного ферромагнетика, становится эллиптически поляризованным, при этом большая ось эллипса поляризации поворачивается на нек-рый угол по отношению к плоскости поляризации падающего света (см. *Металлооптика*). Это магнитооптическое явление имеет природу, сходную с *Фарадея эффектом*, и объясняется квантовой теорией.

● Волькенштейн М. В., Строение и физические свойства молекул, М.—Л., 1955; его же, Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд. М., 1976 (Общий курс физики).

Ю. Е. Светлов.

КЕ́РРА ЯЧЕ́ЙКА, электрооптич. устройство, основанное на *Керра эффекте*, применяемое в кач-ве *оптического затвора* или модулятора света; наиболее быстродействующее устройство для управления интенсивностью светового потока (скорость срабатывания $\sim 10^{-9}$—10^{-13} с). К. я. состоит из сосуда с прозрачными окнами, заполненного пропускающим свет в-вом, напр. прозрачной жидкостью, в к-рую погружены два электрода, образующие плоский конденсатор. Между электродами проходит линейно поляризованный световой луч (см. рис. в ст. *Керра эффект*), к-рый в отсутствии электрич. поля не пропускается анализатором A (анализатор и поляризатор находятся в скрещенном положении). При включении электрич. поля, составляющего угол 45° с направлениями электрич. поля поляризованных световых колебаний, в жидкости возникает *двойное лучепреломление*, световая волна оказывается эллиптически поляризованной и анализатор частично пропускает свет. В зависимости от заполняющей жидкости (применяются жидкости с большой постоянной Керра) и размеров ячейки макс. прозрачность достигается при напряжении на электродах 3—30 кВ. В нек-рых случаях в К. я. используют крист. и стеклообразные среды.

К. я. применяется в скоростной фото- и киносъёмке, в оптич. телефонии, в оптич. локации, геодезич. дальномерных устройствах и схемах управления оптич. квант. генераторов, в научных исследованиях.

● Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970.

В. А. Зомков.

К-ЗАХВА́Т, захват ат. ядром эл-на с ближайшей к ядру орбиты — K-оболочки. См. *Электронный захват.*

КИКО́ИНА — НОСКО́ВА ЭФФЕ́КТ (фотомагнитоэлектрический эффект), возникновение электрич. поля в освещённом ПП, помещённом в магн. поле. Электрич. поле перпендикулярно магн. полю и потоку носителей тока (эл-нов проводимости, дырок), диффундирующих в ПП в направлении от освещённой стороны ПП, где поглощённые фотоны образуют электронно-дырочные пары, к неосвещённой. К.— Н. э. наблюдается при резко неоднородной концентрации неосновных носителей тока, что достигается при сильном поглощении света. Открыт в 1933 сов. физиками И. К. Кикоиным и М. М. Носковым.

● См. лит. при ст. *Фотоэдс.*

КИЛО... (франц. kilo..., от греч. chílioi — тысяча), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *кратной единицы*, равной 1000 исходных ед. Обозначения: к, k. Пример: 1 км = 1000 м.

КИЛОВА́ТТ (кВт, kW), широко применяемая кратная ед. от *ватта*. 1 кВт = 1000 Вт = 10^{10} эрг/с = 101,97 кгс·м/с = 1,36 л. с. = 859,84 ккал/ч.

КИЛОВА́ТТ-ЧАС (кВт·ч, kW·h), внесистемная ед. энергии или работы, применяемая преим. в электротехнике. 1 кВт·ч = $3{,}6 \cdot 10^6$ Дж.

КИЛОГРА́ММ (кг, kg), единица массы, основная в СИ. К. равен массе междунар. прототипа, хранимого в Междунар. бюро мер и весов (в Севре, близ Парижа). Прототип К. сделан из платиново-иридиевого сплава (90% Pt, 10% Ir) в виде цилиндрич. гири (диаметром и высотой 39 мм); относит. погрешность сличений с прототипом эталонов-копий не превышает $2 \cdot 10^{-9}$. Широко применяется дольная ед.— *грамм*, равная 0,001 кг.

КИЛОГРА́ММ НА КУБИ́ЧЕСКИЙ МЕТР (кг/м³, kg/m³), единица СИ плотности в-ва; 1 кг/м³ равен плотности однородного в-ва, 1 м³ к-рого содержит массу, равную 1 кг. 1 кг/м³ = 10^{-3} г/см³.

КИЛОГРА́ММ-МЕТР В СЕКУ́НДУ (кг·м/с, kg·m/s), единица СИ импульса (кол-ва движения); 1 кг·м/с равен импульсу тела массой 1 кг, движущегося поступательно со скоростью 1 м/с.

КИЛОГРАММОМЕ́ТР, см. *Килограмм-сила-метр.*

КИЛОГРА́ММ-СИ́ЛА (кгс или кГ, kgf или kG), единица силы *МКГСС системы единиц*. 1 кгс = 9,80665 *ньютона*. В ряде европ. гос-в (ГДР, ФРГ, Австрия, Швеция и др.) для К.-с. официально принято название килопонд (kp).

КИЛОГРА́ММ-СИ́ЛА-МЕТР (кгс·м или кГ·м, kgf·m или kG·m) (иногда эту ед. неправильно наз. килограммометр), единица энергии и работы *МКГСС системы единиц*. 1 кгс·м = 9,80655 Дж.

КИЛОПО́НД, см. *Килограмм-сила.*

КИНЕМА́ТИКА (от греч. kinēma, род. п. kinēmatos — движение), раздел *механики*, посвящённый изучению геом. св-в движений тел, без учёта их масс и действующих на них сил. Методы и зависимости, устанавливаемые в К., используются при кинематич. исследованиях движений, в частности при расчётах передач движений в разл. механизмах, машинах и др., а также при решении задач *динамики*. В зависимости от св-в изучаемого объекта К. разделяют на К. точки, К. тв. тела и К. непрерывной изменяемой среды (деформируемого тв. тела, жидкости, газа).

Движение любого объекта в К. изучают по отношению к нек-рому телу (тело отсчёта), с к-рым связывают т. н. систему отсчёта (оси x, y, z на рис. 1), позволяющую определять положение движущегося объек-

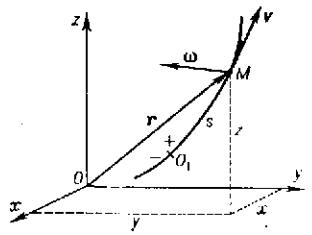


Рис. 1.

та в разные моменты времени относительно тела отсчёта. Выбор системы отсчёта в К. произволен и зависит от целей исследования. Напр., при изучении движения колеса вагона по отношению к рельсу систему отсчёта связывают с Землёй, а при изучении движения того же колеса по отношению к кузову вагона — с кузовом и т. д. Движение рассматриваемого объекта считается заданным (известным), если известны ур-ния (или графики, таблицы), позволяющие определить положение этого объекта по отношению к системе отсчёта в любой момент времени.

Осн. задача К.— установление (при помощи тех или иных матем. методов) способов задания движения точек или тел и определение соответствующих кинематич. хар-к этих движений (траектории, скорости и ускорения движущихся точек, угл. скорости и угл. ускорения вращающихся тел и др.).

Движение точки может быть задано одним из трёх способов: векторным, координатным или естественным. При векторном способе положение точки по отношению к системе отсчёта определяется её радиусом-вектором $\boldsymbol{r}$, проведённым от начала отсчёта до движущейся точки, а закон движения даётся векторным ур-нием: $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t)$. Траекторией точки явл. *годограф* вектора $\boldsymbol{r}$. При координатном способе положение точки относительно системы отсчёта опреде-

ляется к.-л. тремя координатами, напр. прямоугольными декартовыми x, y, z, а закон движения задаётся тремя ур-ниями: $x=f_1(t)$, $y=f_2(t)$, $z=f_3(t)$. Исключив из этих ур-ний время t, можно найти траекторию точки. Естественный (или траекторный) способ применяется обычно, когда известна траектория точки по отношению к выбранной системе отсчёта. Положение точки определяется расстоянием $s=O_1M$ от выбранного на траектории начала отсчёта O_1, измеренным вдоль траектории и взятым с соответствующим знаком (рис. 1), а закон движения даётся ур-нием $s=f(t)$, выражающим зависимость s от времени t. Зависимость s от t может быть также задана графиком движения, на к-ром в выбранном масштабе вдоль оси t отложено время, а вдоль s — расстояние (рис. 2), или

Рис. 2.

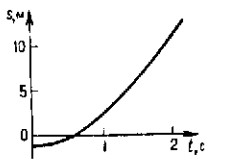
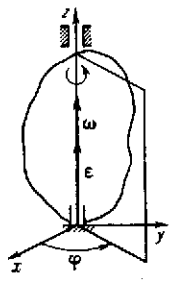


Рис. 3.



таблицей, где в одном столбце даются значения t, а в другом — соответствующие им значения s. Осн. кинематич. хар-ками движущейся точки явл. её *скорость* и *ускорение*.

Способы задания движения тв. тела зависят от вида его движения, а число ур-ний движения — от числа степеней свободы тела (см. *Степеней свободы число*). Простейшими явл. *поступательное движение* и *вращательное движение* тв. тела. При поступат. движении все точки тела движутся одинаково, и его движение задаётся и изучается так же, как движение одной точки. При вращат. движении вокруг неподвижной оси AB (рис. 3) тело имеет одну степень свободы; его положение определяется углом поворота φ, а закон движения задаётся ур-нием: $\varphi=f(t)$. Осн. кинематич. хар-ками явл. *угловая скорость* ω и угловое ускорение ε тела. Зная ω и ε, можно определить скорость и ускорение любой точки тела.

Более сложным явл. движение тела, имеющего одну неподвижную точку и обладающего тремя степенями свободы (напр., *гироскоп*). В этом случае положение тела относительно системы отсчёта определяется к.-н. тремя углами (напр., *Эйлеровыми углами*), а закон движения — ур-ниями, выражающими зависимость этих углов от времени. Осн. кинематич. хар-ками явл. ω и ε тела. Движение тела слагается из серии элем. поворотов вокруг непрерывно меняющих своё направление мгновенных осей вращения OP, проходящих через неподвижную точку O (рис. 4).

Самый общий случай — движение свободного тв. тела, имеющего шесть степеней свободы. Положение тела определяется тремя координатами одной из его точек, наз. полюсом (в задачах динамики за полюс принимается обычно центр тяжести тела), и тремя углами, к-рые выбираются так же, как для тела с неподвижной точкой. Закон движения тела задаётся шестью ур-ниями, выражающими зависимости названных координат и углов от времени. Движение тела слагается из поступательного вместе с полюсом и вращательного вокруг этого полюса, как вокруг неподвижной точки. Такими, напр., являются: движение в воздухе артиллерийского снаряда или самолёта, совершающего фигуры высш. пилотажа, движения небесных тел. Осн. кинематич. хар-ки — скорость и ускорение поступат. части движения, равные скорости и ускорению полюса, и угл. скорость и угл. ускорение вращения тела вокруг полюса. Все названные хар-ки (как и кинематич. хар-ки для тела с неподвижной точкой) определяются по ур-ниям движения; зная эти хар-ки, можно вычислить скорость и ускорение любой точки тела. Частным случаем рассмотренного движения явл. плоскопараллельное (или плоское) движение тв. тела, при к-ром все его точки движутся параллельно нек-рой плоскости. Подобное движение совершают звенья многих механизмов и машин.

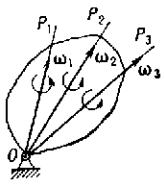


Рис. 4.

В К. изучают также сложное движение точек или тел, т. е. движение, рассматриваемое одновременно по отношению к двум (или более) взаимно перемещающимся системам отсчёта. При этом одну из систем отсчёта рассматривают как основную (её условно наз. неподвижной), а перемещающуюся по отношению к ней систему отсчёта наз. подвижной; в общем случае подвижных систем отсчёта может быть несколько. При изучении сложного движения точки её движение, а также скорость и ускорение по отношению к осн. системе отсчёта наз. условно а б с о л ю т н ы м и, а по отношению к подвижной системе — о т н о с и т е л ь н ы м и. Движение самой подвижной системы отсчёта и всех неизменно связанных с нею точек пр-ва по отношению к осн. системе наз. п е р е н о с н ы м движением. Осн. задачи К. сложного движения заключаются в установлении зависимостей между кинематич. хар-ками абс. и относит. движений точки (или тела) и хар-ками движения подвижной системы отсчёта, т. е. переносного движения (см. *Относительное движение*).

Для тв. тела, когда все составные (т. е. относительные и переносные) движения явл. поступательными, абс. движение также поступательное со скоростью, равной геом. сумме скоростей составных движений. Если составные движения тела явл. вращательными вокруг осей, пересекающихся в одной точке (как, напр., у гироскопа), то результирующее движение также явл. вращательным вокруг этой точки с угл. скоростью, равной геом. сумме угл. скоростей составных движений. Если же составными движениями тела явл. и поступательные и вращательные, то результирующее движение в общем случае будет слагаться из серии мгновенных *винтовых движений*.

В К. сплошной среды устанавливаются способы задания движения этой среды, рассматривается общая теория деформаций и определяются т. н. ур-ния неразрывности (сплошности) среды (подробнее см. *Гидромеханика*, *Упругости теория*).

● См. лит. при ст. *Механика.С. М. Targ.*

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ВЯЗКОСТЬ (кинематический коэффициент вязкости), см. *Вязкость*.

КИНЕ́ТИКА (от греч. kinētikós — приводящий в движение), раздел *механики*, в к-ром исследуется механич. состояние тела в связи с физ. причинами, его определяющими. К. разделяется на *динамику* — учение о движении тел под действием сил и *статику* — учение о равновесии тел.

КИНЕ́ТИКА ФИЗИ́ЧЕСКАЯ, микроскопич. теория процессов в статистически неравновесных системах. Она изучает методами квант. или классич. *статистической физики* процессы переноса энергии, импульса и в-ва в разл. физ. системах (газах, плазме, жидкостях, тв. телах), а также влияние на эти системы внеш. полей.

В отличие от *термодинамики неравновесных процессов* и *электродинамики* сплошных сред, К. ф. исходит из представления о мол. строении рассматриваемых сред и силах вз-ствия между их ч-цами, что позволяет вычислить *кинетические коэффициенты*, диэлектрич. и магн. проницаемости и др. подобные хар-ки сплошных сред.

К. ф. включает *кинетическую теорию газов* из нейтр. атомов или молекул, статистич. теорию неравновесных процессов в плазме, теорию явлений переноса в тв. телах (диэлектриках, металлах и ПП), кинетику магн. процессов и теорию кинетич. явлений, связанных с прохождением быстрых ч-ц через в-во. К ней же относится теория процессов переноса в *квантовых жидкостях* и кинетика *фазовых переходов*.

В К. ф. используют существ. различие времён релаксации в неравновесных процессах. Напр., для газа из ч-ц или квазичастиц время свободного пробега между столкновениями значительно больше времени столкновения Δt. На временны́х ин-

тервалах, значительно превышающих Δt, в системе происходит усреднение хаотич. движений ч-ц («хаотизация», или «перемешивание», газа). Это даёт возможность перейти от описания неравновесного состояния ф-цией распределения ч-ц по всем координатам q и импульсам p к упрощённому описанию на основе одночастичной ф-ции распределения одной ч-цы по её координатам и импульсам (в этом случае можно считать, что все ч-цы ведут себя одинаково).

Осн. метод К. ф.— построение и решение *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции распределения молекул $f(q, p, t)$ в их *фазовом пространстве* (q, p). Произведение $fdqdp$ есть ср. вероятное число молекул в элементе фазового объёма $dqdp$ ($dq = dx\,dy\,dz$, $dp = dp_x dp_y dp_z$). Любой рассматриваемый неравновесный процесс связан с перераспределением молекул (атомов) в элементах фазового объёма за счёт их свободного движения или в результате столкновений. Ф-ция распределения f удовлетворяет кинетич. ур-нию Больцмана, учитывающему все возможные причины перераспределения молекул:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\cdot\operatorname{grad} f + \dot{\boldsymbol{p}}\cdot\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = \operatorname{St} f,$$

где $\boldsymbol{v}$ — скорость молекул; $\boldsymbol{v}\cdot\operatorname{grad} f$ — изменение числа молекул в элементе фазового объёма, связанное с их движением; $\dot{\boldsymbol{p}}\cdot\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}}$ — изменение числа молекул, вызванное действием внеш. сил; $\operatorname{St} f$ — интеграл столкновений, определяющий разность числа молекул, приходящих в элемент объёма и убывающих из него вследствие столкновений.

Для газа из одноатомных молекул или более сложных молекул, но без учёта их внутр. степеней свободы

$$\operatorname{St} f = \int w(f'f_1' - ff_1)\,d\boldsymbol{p}_1 d\boldsymbol{p}' d\boldsymbol{p}_1',$$

где w — вероятность столкновения, связанная с дифференциальным эфф. сечением $d\sigma = \frac{w}{|v - v_1|}\,d\boldsymbol{p}'d\boldsymbol{p}_1'$, $\boldsymbol{p}$, $\boldsymbol{p}_1$ — импульсы молекул до столкновения, $\boldsymbol{p}'$, $\boldsymbol{p}_1'$ — их импульсы после столкновения, f, f_1 — ф-ции распределения молекул до столкновения, f', f_1' — их ф-ции распределения после столкновения. В простейшем приближении $\operatorname{St} f = -(f - f_0)/\tau$, где f_0 — равновесная ф-ция распределения, τ — ср. время релаксации.

Для газа из сложных молекул, обладающих внутр. степенями свободы, напр. двухатомных молекул с собств. моментом вращения $\boldsymbol{M}$, ф-ция распределения зависит также от $\boldsymbol{M}$ и нужно учесть увеличение фазового объёма молекулы, связанное с её вращением.

К. ф. позволяет получить ур-ния баланса ср. плотностей массы, импульса и энергии. Напр., для газа плотность ρ, гидродинамич. скорость $\boldsymbol{v}$ и ср. энергия $\overline{\mathcal{E}}$ удовлетворяют ур-ниям баланса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}\rho\boldsymbol{v} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho v_\alpha)}{\partial t} + \sum_\beta \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = 0,$$

$$\frac{\partial(N\overline{\mathcal{E}})}{\partial t} + \operatorname{div}\boldsymbol{Q} = 0,$$

где $\Pi_{\alpha\beta} = \int m v_\alpha v_\beta f d\boldsymbol{p}$ — тензор плотности потока импульса, $\boldsymbol{Q} = \int \overline{\mathcal{E}}\,\boldsymbol{v} f d\boldsymbol{p}$ — плотность потока энергии, N — число ч-ц.

Если состояние газа мало отличается от равновесного, то в малых элементах объёма устанавливается локально-равновесное распределение, характеризуемое *Максвелла распределением* с темп-рой, плотностью и гидродинамич. скоростью, соответствующими рассматриваемому элементу объёма. В этом случае неравновесная ф-ция распределения мало отличается от локально-равновесной и решение кинетич. ур-ния даёт малую к ней поправку, пропорц. градиентам темп-ры $\operatorname{grad} T$ и гидродинамич. скорости $\operatorname{grad}\boldsymbol{v}$. Неравновесный поток импульса даёт сдвиговую *вязкость*, а для газов с внутр. степенями свободы он содержит ещё член, пропорц. $\operatorname{div}\boldsymbol{v}$, к-рый приводит к *объёмной вязкости*. Плотность потока энергии $\boldsymbol{Q}$ пропорц. $\operatorname{grad} T$ (обычная теплопроводность), а в случае смеси газов выражение для $\boldsymbol{Q}$ содержит ещё член, пропорц. градиенту концентрации $\operatorname{grad} c$ (*Дюфура эффект*). Поток в-ва в смеси газов содержит член, пропорц. градиенту концентрации (обычная *диффузия*), и член, пропорц. градиенту темп-ры (*термодиффузия*). Подобные соотношения наз. линейными соотношениями между термодинамич. силами и потоками. Для входящих в них коэфф. (напр., сдвиговой вязкости и объёмной вязкости, коэфф. теплопроводности, диффузии, термодиффузии, эффекта Дюфура) К. ф. даёт выражения через эфф. сечения столкновений, следовательно через константы межмол. вз-ствия. Кинетич. коэфф. для перекрёстных явлений, напр. для термодиффузии и для эффекта Дюфура, оказываются равными (частный случай общих соотношений взаимности Онсагера; см. *Онсагера теорема*).

Ур-ния баланса импульса, энергии, числа ч-ц определ. сорта вместе с линейными соотношениями между термодинамич. силами и потоками позволяют получить *Навье — Стокса уравнения*, *теплопроводности уравнение*, ур-ние *диффузии*. Такой гидродинамич. подход к решению задач о переносе физ. величин справедлив, если длина свободного пробега l значительно меньше характерных размеров областей неоднородности.

К. ф. позволяет исследовать явления переноса в разреженных газах и в том случае, когда отношение длины свободного пробега l к характерным размерам L системы (т. е. число Кнудсена l/L) уже не очень мало и имеет смысл рассматривать поправки порядка l/L (слабо разреженные газы). В этом случае ур-ния К. ф. позволяют объяснить явление температурного скачка на границе потока газа и тв. поверхности, а также скольжение потока в слое порядка l вблизи поверхности.

Для сильно разреженных газов, когда $l/L \gg 1$, гидродинамич. ур-ния неприменимы и необходимо решать кинетич. ур-ние с определёнными граничными условиями на поверхностях. Эти условия определяются ф-цией распределения молекул, рассеянных из-за вз-ствия со стенкой. Рассеянный поток может приходить в тепловое равновесие со стенкой (полная аккомодация), но в реальных случаях это не достигается. Для сильно разреженных газов роль коэфф. теплопроводности играют коэфф. теплопередачи. Напр., кол-во теплоты q, переносимое через ед. площади параллельных пластинок, между к-рыми находится разреженный газ, равно: $q = \varkappa(T_2 - T_1)/L$, где T_1 и T_2 — темп-ры пластинок, L — расстояние между ними, $\varkappa$ — коэфф. теплопередачи.

Для описания процессов в плазме К. ф. пользуется двумя ф-циями распределения — эл-нов f_e и ионов f_i, удовлетворяющих системе двух кинетич. ур-ний. На ч-цы плазмы действуют силы $\boldsymbol{F} = Ze\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]\right)$, где Ze — заряд ч-цы, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{B}$ — индукция магн. поля, удовлетворяющие *Максвелла уравнениям*. В ур-ния Максвелла входят ср. значения плотностей токов и зарядов. Их определяют при помощи ф-ций распределения f_e и f_i. Т. о., кинетич. ур-ния и ур-ния Максвелла представляют собой связанные системы ур-ний, описывающие все явления в плазме.

К. ф. неравновесных процессов в диэлектриках основана на решении кинетич. ур-ния Больцмана для *фононов* крист. решётки (ур-ние Пайерлса). В частности, кинетич. ур-ние для фононов позволяет исследовать теплопроводность и поглощение звука в диэлектриках.

К. ф. металлов основана на решении кинетич. ур-ния для эл-нов с учётом их вз-ствия с фононами. Рассеяние эл-нов на фононах обусловливает появление электрич. сопротивления. К. ф. теоретически объясняет гальваномагнитные, термоэлектрич. и термомагн. явления, *скин-эффект* и циклотронный резонанс в ВЧ полях и ряд др. эффектов в металлах. Для сверхпроводников она объясняет особенности их ВЧ поведения.

К. ф. магнитных явлений основана на решении кинетич. ур-ния

для *магнонов*, что позволяет вычислить магн. восприимчивость систем в перем. полях, изучить кинетику процессов намагничивания.

К. ф. неравновесных процессов в жидкостях требует более общего подхода, т. к. в этом случае одночастичная ф-ция распределения не раскрывает специфики явлений и необходимо рассматривать двухчастичную ф-цию распределения. Однако для жидкости возможен гидродинамич. подход, т. к. для неё существуют медленно меняющиеся гидродинамич. переменные — плотность числа ч-ц, плотность энергии, плотность импульса. В течение малого времени релаксации в макроскопически малых объёмах жидкости устанавливается локально-равновесное распределение, подобное равновесному распределению Гиббса, но с темп-рой, хим. потенциалом и гидродинамич. скоростью, к-рые соответствуют рассматриваемому малому объёму жидкости. Для достаточно медленных процессов и когда масштабы пространств. неоднородности значительно меньше масштаба корреляции между ч-цами жидкости, неравновесная ф-ция распределения близка к локально-равновесной и можно найти к ней поправку, пропорц. градиентам темп-ры, гидродинамич. скорости и хим. потенциалам компонентов. Полученная равновесная ф-ция распределения позволяет вычислить потоки импульса, энергии и в-ва и вывести ур-ния Навье — Стокса, теплопроводности и диффузии. Кинетич. коэфф. оказываются в этом случае пропорц. пространственно-временны́м корреляц. ф-циям потоков энергии, импульса и в-ва данного сорта (ф-лы Грина—Кубо).

● Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979 (Теоретическая физика, т. 10); Гуров К. П., Основания кинетической теории. Метод Н. Н. Боголюбова, М., 1966; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Ферцигер Дж., Капер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 2, М., 1978.

Д. Н. Зубарев.

КИНЕТИ́ЧЕСКАЯ ТЕО́РИЯ ГА́ЗОВ, раздел теор. физики, исследующий св-ва газов статистич. методами на основе представления об их мол. строении и определ. законе вз-ствия между молекулами. Обычно к К. т. г. относят лишь теорию неравновесных св-в газов, теория же их равновесных св-в — область *статистической физики* равновесных систем. Осн. объекты применения К. т. г.— газы, газовые смеси и плазма, однако теория последней выделилась в самостоят. область теор. физики.

Молекулы в газах движутся почти свободно в промежутках между столкновениями, приводящими к резкому изменению их скоростей. Время столкновения значительно меньше ср. времени свободного пробега молекул газа между столкновениями, поэтому теория неравновесных процессов в газах значительно проще, чем в жидкостях или тв. телах. Наблюдаемые физ. хар-ки газа представляют собой результат действия всех его молекул. Для вычисления этих хар-к нужно знать распределение молекул газа по скоростям и пр-ву, занятому газом, т. е. знать *функцию распределения* $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$. Произведение $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ определяет вероятное число молекул, находящихся в момент времени t в элементе объёма $d\boldsymbol{r}=dxdydz$ около точки $\boldsymbol{r}$ и обладающих скоростями в пределах $d\boldsymbol{v}=dv_xdv_ydv_z$ вблизи значения $\boldsymbol{v}$. Плотность n числа ч-ц газа в точке $\boldsymbol{r}$ в момент t равна: $n(\boldsymbol{r}, t)=\int f(\boldsymbol{v},\boldsymbol{r},t)d\boldsymbol{v}$. Осн. задача К. т. г.— определение явного вида ф-ции $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$, поскольку она позволяет вычислить ср. значения величин, характеризующих состояние газа, и процессы переноса энергии, импульса и числа ч-ц, к-рые могут в нём происходить. Напр., $\bar{v}(\boldsymbol{r}, t)=\frac{1}{n}\int|\boldsymbol{v}|f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{v}$ — средняя (по абс. величине) скорость молекул газа, а $\overline{v^2}=\frac{1}{n}\int v^2 f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)d\boldsymbol{v}$ — ср. квадрат их скорости.

Для идеального однородного газа в состоянии статистич. равновесия ф-ция f представляет собой *Максвелла распределение*:

$$f(v)=n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}e^{-\frac{mv^2}{2kT}},$$

где m — масса молекулы. В этом случае

$$\bar{v}=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},\quad \overline{v^2}=\frac{2kT}{3m}.$$

Передача энергии и импульса в газе происходит гл. обр. благодаря парным столкновениям молекул. Вероятное число парных столкновений молекул $d\nu$ в ед. времени, находящихся в объёме $d\boldsymbol{r}$ и имеющих скорости в пределах $d\boldsymbol{v}_1$ и $d\boldsymbol{v}_2$ около значений скоростей $\boldsymbol{v}_1$ и $\boldsymbol{v}_2$, равно: $d\nu=f(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)\times f(\boldsymbol{v}_2, \boldsymbol{r}, t)|\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{v}_2|\sigma d\Omega d\boldsymbol{v}_1d\boldsymbol{v}_2$, где $\sigma d\Omega$ — дифференциальное эфф. сечение сталкивающихся молекул в лаб. системе координат (так, $\sigma=d^2\cos\vartheta$ для модели молекул в виде упругих сфер с диаметром d, где ϑ — угол между относит. скоростью $\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{v}_2$ и линией центров сталкивающихся молекул, т. е. линией, соединяющей центры молекул в момент их наибольшего сближения). Это выражение для числа столкновений основано на «гипотезе мол. хаоса», т. е. на предположении об отсутствии корреляции между скоростями сталкивающихся молекул, что справедливо для разреженных газов и газов ср. плотности.

Ср. длину свободного пробега молекул $\bar{l}$ можно определить через ср. число столкновений в ед. времени; $\bar{l}$ — ср. расстояние, к-рое прошла бы молекула за ср. время между столкновениями, двигаясь со ср. скоростью $\bar{v}$, т. е. $\bar{l}=\bar{v}/\bar{\nu}$, где $\bar{\nu}=\frac{1}{n}\int d\nu$. Можно также определить $\bar{l}$ как ср. расстояние между двумя последоват. столкновениями. В этом случае сначала вычисляют пробег для молекул с данной скоростью, а затем его усредняют по всем скоростям молекул. Для газа с молекулами в виде упругих сфер по первому определению $\bar{l}=\frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2n}$, а по второму определению $\bar{l}=\frac{0,677}{\pi d^2n}$, различие между ними невелико.

Элем. теория явлений переноса основана на понятии ср. длины свободного пробега. Рассматривая перенос импульса, энергии, массы компонентов через единичную площадку в газе, можно соответственно получить значения коэфф. вязкости μ, теплопроводности λ и взаимной диффузии D_{12} двух компонентов (1 и 2) газовой смеси:

$$\mu=\frac{1}{3}u\,mn\bar{v}\bar{l},\ \lambda=\frac{1}{3}u'\rho c_V\bar{v}\bar{l},$$
$$D_{12}=\frac{1}{3}u_1\bar{v}_1\bar{l}_1=\frac{1}{3}u_2\bar{v}_2\bar{l}_2,$$

где c_V — теплоёмкость при пост. объёме, $\rho=mn$ — плотность газа, u, u', u_1, u_2 — численные коэффициенты порядка единицы, для вычисления к-рых нужна более точная теория.

Последовательная К. т. г. основана на решении *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции f, к-рое получается из баланса числа молекул в элементе фазового объёма $d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ с учётом приведённого выше выражения для вероятного числа столкновений. При помощи кинетич. ур-ния Больцмана можно решить все осн. задачи К. т. г., т. е. получить ур-ния переноса импульса, энергии и числа ч-ц (*Навье — Стокса уравнения*, ур-ния теплопроводности и диффузии) и вычислить входящие в них *кинетические коэффициенты* μ, λ, D_{12}.

Ближе к реальности модель, в к-рой молекулы рассматриваются как центры сил с потенциалом, зависящим от расстояния между ними. При этом дифференциальное эфф. сечение вз-ствия (для случая классич. механики) выражается через параметры столкновения b и ε: $\sigma d\Omega=bdbd\varepsilon$, где b — прицельное расстояние, ε — азимутальный угол линии центров. Для потенциала вз-ствия принимают обычно ф-ции простого вида, напр. const/r^n (где n — нек-рая постоянная) или комбинацию подобных членов с разл. коэфф., к-рые учитывают притяжение молекул на больших расстояниях и

отталкивание на малых. Для квант. газов выражение для эфф. сечения получают на основе квант. механики, учитывая при этом влияние эффектов симметрии на вероятность столкновения (см. *Кинетическое уравнение Больцмана*). Методы решения кинетич. ур-ния были разработаны англ. учёным С. Чепменом и швед. учёным Д. Энскогом.

К. т. г. позволяет исследовать: 1) смеси газов, когда для каждого компонента нужно вводить свою ф-цию распределения и рассматривать столкновения между молекулами разл. компонентов; 2) многоат. газы, когда нельзя рассматривать молекулу как матер. точку, а нужно учитывать её внутр. степени свободы (колебательные и вращательные); 3) плотные газы, когда нужно учитывать корреляции между сталкивающимися молекулами или многократные столкновения; 4) ионизов. газы (*плазму*), когда нельзя ограничиться учётом короткодействующих сил, а приходится также учитывать медленно убывающие с расстоянием кулоновские силы; это частично достигается введением *самосогласованного поля*; 5) разреженные газы, когда длина свободного пробега ч-ц сравнима с размерами системы и нужно учитывать столкновения со стенками.

● Больцман Л., Лекции по теории газов, пер. с нем., М., 1953; Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; Силин В. П., Введение в кинетическую теорию газов, М., 1971; Ферцигер Дж., Капер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976; Либов Р., Введение в теорию кинетических уравнений, пер. с англ., М., 1974; Черчиньяни К., Теория и приложения уравнения Больцмана, пер. с англ., М., 1978; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Коган М. Н., Динамика разреженного газа. Кинетическая теория, М., 1967. *Д. Н. Зубарев.*

КИНЕТИ́ЧЕСКАЯ ЭНЕ́РГИЯ, энергия механич. системы, зависящая от скоростей её точек. К. э. T матер. точки равна: $T=mv^2/2$, где m — масса этой точки, v — её скорость. К. э. механич. системы равна сумме К. э. всех её точек: $T=\Sigma m_k v_k^2/2$. Выражение К. э. системы можно ещё представить в виде: $T=\frac{Mv_c^2}{2}+T_c$, где M — масса всей системы, v_c — скорость центра масс, T_c — К. э. системы в её движении вокруг центра масс. К. э. тв. тела, движущегося поступательно, вычисляется так же, как К. э. точки, имеющей массу, равную массе всего тела. Ф-лы для вычисления К. э. тела, вращающегося вокруг неподвижной оси, см. в ст. *Вращательное движение*.

Изменение К. э. системы при её перемещении из положения 1 в положение 2 происходит под действием приложенных к системе внеш. и внутр. сил и равно сумме работ A_k^e и A_k^i этих сил на данном перемещении: $T_2-T_1=\Sigma_k A_k^e+\Sigma_k A_k^i$. Это равенство выражает теорему об изменении К. э., с помощью к-рой решаются многие задачи динамики.

При скоростях, близких к скорости света, К. э. матер. точки равна:

$$T=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-m_0c^2,$$

где m_0 — масса покоящейся матер. точки, c — скорость света в вакууме (m_0c^2 — *энергия покоя* точки). При малых скоростях ($v\ll c$) последнее соотношение переходит в обычную ф-лу: $m_0v^2/2$. См. также *Энергия, Энергии сохранения закон.*

● См. лит. при ст. *Механика. С. М. Targ.*

КИНЕТИ́ЧЕСКИЕ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ, входят в ур-ния *термодинамики неравновесных процессов*, определяющие зависимость потоков физ. величин (теплоты, массы компонентов, импульса и др.) от вызывающих эти потоки градиентов темп-ры, концентрации, гидродинамич. скорости и др. К. к. могут быть выражены через коэфф. *теплопроводности, диффузии, вязкости* и др., к-рые также наз. К. к. Вычисление К. к. на основе представления о мол. строении среды — задача *кинетики физической*, в частности *кинетической теории газов* (см. также *Онсагера теорема*). *Д. Н. Зубарев.*

КИНЕТИ́ЧЕСКИЙ МОМЕ́НТ, то же, что *момент количества движения*.

КИНЕТИ́ЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИА́Л, см. *Лагранжа функция*.

КИНЕТИ́ЧЕСКОЕ УРАВНЕ́НИЕ БО́ЛЬЦМАНА, интегродифференциальное уравнение, к-рому удовлетворяют неравновесные одночастичные *функции распределения* систем из большого числа ч-ц, напр. ф-ция распределения $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ молекул газа по скоростям $\boldsymbol{v}$ и координатам $\boldsymbol{r}$, ф-ции распределения эл-нов в металле, фононов в кристалле и т. п. (см. *Кинетика физическая*). К. у. Б.— осн. ур-ние микроскопич. теории неравновесных процессов, физ. кинетики, в частности *кинетической теории газов*. К. у. Б. в узком смысле наз. кинетич. ур-ние для газов малой плотности. Различные обобщения К. у. Б., напр. для квазичастиц в кристаллах, для эл-нов в металле, также наз. К. у. Б., просто кинетич. ур-ниями или ур-ниями переноса.

К. у. Б. представляет собой ур-ние баланса числа ч-ц (точнее, точек, изображающих состояние ч-ц) в элементе *фазового объёма* $dvdr$ ($dv=dv_xdv_ydv_z$, $dr=dxdydz$) и выражает тот факт, что изменение ф-ции распределения ч-ц $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ со временем t происходит вследствие движения ч-ц под действием внеш. сил и столкновений между ними. Для газа, состоящего из ч-ц одного сорта, К. у. Б. имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\left(\boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}\right)+\frac{1}{m}\left(\boldsymbol{F}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}}\right)=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}, \quad (1)$$

где $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)dvdr$ — ср. число ч-ц в элементе фазового объёма $dvdr$ около точки $(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r})$; $\boldsymbol{F}=\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}, t)$ — сила, действующая на ч-цу; $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}$ — изменение ф-ции распределения вследствие столкновений; $\frac{\partial f}{\partial t}$ — изменение плотности числа ч-ц около точки $(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r})$ в момент времени t за ед. времени. Второй и третий члены ур-ния (1) характеризуют соотв. изменение ф-ции распределения в результате перемещения ч-ц в пр-ве и действия внеш. сил. Её изменение, обусловленное столкновениями ч-ц, связано с уходом ч-ц из элемента фазового объёма при т. н. прямых столкновениях и пополнением объёма ч-цами, испытавшими «обратные» столкновения. Если рассчитывать столкновения по законам классич. механики и считать, что нет корреляции между динамич. состояниями сталкивающихся молекул, то в К. у. Б. (1)

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}=\int (f'f_1'-ff_1)\,u\sigma(u, \vartheta)\,d\Omega\,dv_1. \quad (2)$$

Здесь $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ и $f_1(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)$ — ф-ции распределения до столкновения, $f'(\boldsymbol{v}', \boldsymbol{r}, t)$ и $f_1'(\boldsymbol{v}_1', \boldsymbol{r}, t)$ — после столкновения, $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{v}_1$ — скорости ч-ц до столкновения, $\boldsymbol{v}'$, $\boldsymbol{v}_1'$ — скорости тех же ч-ц после столкновения, $u=|\boldsymbol{v}-\boldsymbol{v}_1|$ — модуль относит. скорости сталкивающихся ч-ц, ϑ — угол между относит. скоростью $\boldsymbol{v}-\boldsymbol{v}_1$ сталкивающихся молекул и линией, соединяющей их центры, $\sigma(u, \vartheta)\,d\Omega$ — дифференциальное эфф. сечение рассеяния ч-ц на телесный угол $d\Omega$ в лаб. системе, зависящее от закона вз-ствия молекул. Для модели молекул в виде упругих жёстких сфер, имеющих радиус R, $\sigma=4R^2\cos\vartheta$. К. у. Б. (1) было выведено австр. физиком Л. Больцманом (L. Boltzmann) в 1872.

К. у. Б. учитывает только парные столкновения между молекулами; оно справедливо при условии, что длина свободного пробега молекул значительно больше линейных размеров области, в к-рой происходит столкновение (для газа из упругих ч-ц сферич. формы это область порядка диаметра ч-ц). Поэтому К. у. Б. применимо для не слишком плотных газов. Иначе будет несправедливо осн. предположение об отсутствии корреляции между состояниями сталкивающихся молекул (гипотеза мол. хаоса). Если система находится в *равновесии статистическом*, то интеграл столкновений (2) обращается в нуль и решением К. у. Б. будет *Максвелла распределение*. Найденное для соответствующих условий решение К. у. Б. позволяет вычислить *кинетические коэффициенты* и получить макроскопич. ур-ния для

разл. процессов переноса (*вязкости*, *диффузии*, *теплопроводности* и др.).

Для квант. газов значения эфф. сечений рассчитываются на основе квант. механики (с учётом неразличимости одинаковых ч-ц и того факта, что вероятность столкновения определяется не только хар-ром ф-ций распределения ч-ц до столкновения, но и хар-ром этих ф-ций после столкновения). Для *фермионов* учёт этих факторов приводит к уменьшению вероятности столкновений, а для *бозонов* — к увеличению. Интеграл столкновений в этом случае имеет более сложный вид (содержит $ff_1(1\mp f')(1\mp f_1')$ вместо ff_1, где верхний знак относится к *Ферми — Дирака статистике*, а нижний — к *Бозе — Эйнштейна статистике*). *Ферми—Дирака распределение* и *Бозе — Эйнштейна распределение* явл. решениями соответствующих квант. К. у. Б. для случая статистич. равновесия.

● См. лит. при ст. *Кинетическая теория газов.*

Д. Н. Зубарев.

КИНЕТОСТА́ТИКА (от греч. kinētós — движущийся и *статика*), раздел *механики*, в к-ром рассматриваются способы решения динамич. задач (особенно в динамике машин и механизмов) с помощью аналитич. или графич. методов статики. В основе К. лежит *Д'Аламбера принцип*, согласно к-рому ур-ния движения тел можно составлять в форме ур-ний статики, если к действующим на тело силам и реакциям связей присоединить силы инерции.

КИПЕ́НИЕ, переход жидкости в пар (*фазовый переход* I рода), происходящий с образованием в объёме жидкости пузырьков пара или заполненных паром полостей на нагреваемых поверхностях. Пузырьки растут (вследствие испарения в образующуюся полость жидкости), всплывают, и содержащийся в них насыщ. пар переходит в паровую фазу над жидкостью.

Для поддержания К. к жидкости необходимо подводить теплоту, к-рая расходуется на парообразование и на работу пара против внеш. давления при увеличении объёма паровой фазы (см. *Испарение*). Темп-ра, при к-рой происходит К. жидкости, находящейся под пост. давлением, наз. *температурой кипения* ($T_{кип}$). Строго говоря, $T_{кип}$ соответствует темп-ре насыщ. пара (темп-ре насыщения) над плоской поверхностью кипящей жидкости, т. к. сама жидкость всегда несколько перегрета относительно $T_{кип}$. С ростом давления $T_{кип}$ увеличивается (см. *Клапейрона — Клаузиуса уравнение*). Предельной темп-рой К. явл. *критическая температура* в-ва. Темп-ра К. при атм. давлении приводится обычно как одна из осн. физ.-хим. хар-к химически чистого в-ва.

При К. в жидкости устанавливается определ. распределение температуры (рис. 1): у поверхностей нагрева (стенок сосуда, труб и т. п.) жидкость заметно перегрета. Величина перегрева зависит от ряда физ. и хим. св-в как самой жидкости, так и граничных тв. поверхностей. Опыты показывают, что тщательно очищенные жидкости, лишённые растворённых газов (воздуха),

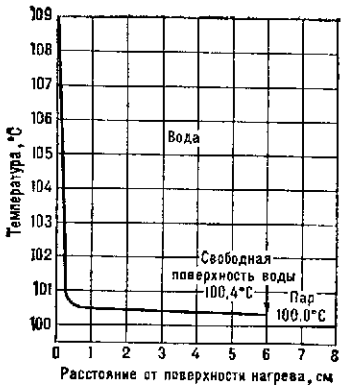


Рис. 1. Распределение темп-ры в жидкости над горизонт. поверхностью нагрева при пузырьковом кипении.

можно при соблюдении особых мер предосторожности перегреть на десятки градусов без закипания. Когда такая перегретая жидкость вскипает, то процесс К. протекает бурно, напоминая взрыв. Теплота перегрева расходуется на парообразование, поэтому закипевшая жидкость быстро охлаждается до темп-ры насыщ. пара, с к-рым она находится в равновесии. Возможность перегрева чистой жидкости без К. объясняется затруднённостью возникновения начальных маленьких пузырьков (зародышей): энергетич. затраты на образование пузырька значительны из-за большой поверхностной энергии пузырька. Если же жидкость содержит растворённые газы и разл. мельчайшие взвеш. ч-цы, то уже незначит. перегрев (на десятые доли градуса) вызывает устойчивое и спокойное К., при к-ром нач. зародышами паровой фазы служат газовые пузырьки, образующиеся на поверхности тв. ч-ц. Осн. центры парообразования находятся в точках нагреваемой поверхности, где имеются мельчайшие поры с адсорбиров. газом, а также разл. неоднородности, включения и налёты, снижающие мол. сцепление жидкости с поверхностью.

Для роста образовавшегося пузырька необходимо, чтобы давление пара в нём несколько превышало сумму внеш. давления, давления вышележащего слоя жидкости и *капиллярного давления*, к-рое зависит от кривизны поверхности пузырька. Это условие осуществляется, когда пар и окружающая его жидкость, находящаяся с паром в тепловом равновесии, имеют темп-ру, превышающую $T_{кип}$. В повседневной практике наблюдается именно этот вид К., его наз. пузырьковым. Если повышать темп-ру поверхности нагрева T (увеличивать температурный напор, измеряемый разностью $T-T_{кип}$), то число центров парообразования резко возрастает, всё большее количество оторвавшихся пузырьков всплывает в жидкости, вызывая её интенсивное перемешивание. Это приводит к значит. росту теплового потока от поверхности нагрева к кипящей жидкости (росту теплоотдачи). Соотв. возрастает и кол-во образующегося пара.

При достижении максимального (критич.) значения теплового потока (для кипящей воды ~1500 кВт/м² при $T-T_{кип}=25-30$°С) начинается второй, переходный режим К. При этом режиме теплоотдача и скорость парообразования резко снижаются, т. к. большая доля поверхности нагрева покрывается сухими пятнами из-за слияния образующихся пузырьков пара. Когда вся поверхность обволакивается тонкой паровой плёнкой, возникает третий, плёночный режим К., при к-ром теплота от раскалённой поверхности передаётся к жидкости через паровую плёнку путём теплопроводности и излучения. Все три режима К. можно наблюдать в обратном порядке, когда массивное металлич. тело погружают в воду для его закалки: вода закипает, охлаждение тела идёт вначале медленно (плёночное К.), потом скорость охлаждения начинает быстро увеличиваться (переходное К.) и

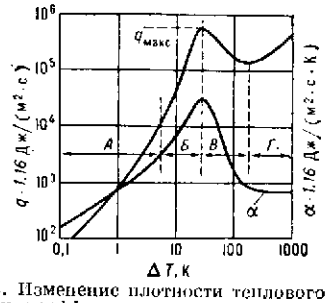


Рис. 2. Изменение плотности теплового потока q и коэфф. теплоотдачи α при кипении воды под атм. давлением в зависимости от температурного напора ΔT: *А* — область слабого образования пузырьков; *Б* — пузырьковое кипение; *В* — плёночное кипение, постепенный переход к сплошной паровой плёнке; *Г* — стабильное плёночное кипение, $q_{макс}$ — макс. значение q.

достигает наибольших значений в конечной стадии охлаждения (пузырьковое К.). Теплоотвод в режиме пузырькового К. явл. одним из наиболее эфф. способов охлаждения (рис. 2).

Растворение в жидкости нелетучего в-ва понижает давление её насыщ. пара и повышает $T_{кип}$. Это позволяет определять мол. массу растворённых в-в по вызываемому ими повышению $T_{кип}$ растворителя.

К. возможно не только при нагревании жидкости в условиях пост. давления. Снижением внеш. давления при пост. темп-ре можно также

вызвать перегрев жидкости и её вскипание (за счёт уменьшения темп-ры насыщения). Этим объясняется, в частности, явление *кавитации* — образование паровых полостей в местах пониж. давления жидкости (напр., в вихревой зоне за гребным винтом теплохода). Понижение $T_{кип}$ с уменьшением внеш. давления лежит в основе определения барометрич. давления. К. при пониж. давлении применяют в холодильной технике, в физ. эксперименте (см. *Пузырьковая камера*) и т. д.

●Кикоин А. К., Кикоин И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976; Радченко И. В., Молекулярная физика, М., 1965; Михеев М. А., Основы теплопередачи, 3 изд., М.—Л., 1956, гл. 5; Скрипов В. П., Метастабильная жидкость, М., 1972.

КИРА́ЛЬНАЯ СИММЕТРИ́Я в квантовой теории поля (КТП), симметрия ур-ний движения, к-рая комбинируется из двух разл. симметрий: симметрии вз-ствия *адронов* относительно обычных преобразований в «изотопич. пр-ве» (см. *Изотопическая инвариантность*) без изменения внутр. *чётности* и той же симметрии, но с изменением внутр. чётности. Т. о., преобразования К. с., кроме перемешивания состояний ч-ц с разл. электрич. зарядами, «перемешивают» и состояния с разной внутр. чётностью. К. с. явл. глобальной, т. е. не зависящей от точек пространства-времени. Такая инвариантность в случае ч-ц ненулевой массы не может быть связана ни с каким законом сохранения для фиксиров. системы ч-ц, а определяет лишь форму их вз-ствия, напр. форму вз-ствия нуклонов с псевдоскалярными пионами, испускание каждого из к-рых изменяет чётность системы. В этом смысле К. с. явл. динамич. симметрией. К. с.— один из примеров симметрии, приводящей к существенно нелинейной КТП (см. *Нелинейная теория поля*).

Инвариантность относительно вращений в «изотопич. пр-ве» без изменения чётности связана с законом сохранения векторных токов (V), а с изменением чётности — с законом сохранения аксиальных токов (A) (см. *Ток*). Сохранение векторного тока можно связать с сохранением полного электрич. заряда системы взаимодействующих ч-ц. В случае безмассовых спинорных (со спином $^1/_2$) ч-ц, напр. *нейтрино*, сохранение аксиального тока можно связать с определ. законом сохранения — законом сохранения *спиральности*. Действительно, в случае безмассового спинорного поля, распространяющегося со скоростью света, спин квантов поля направлен либо против движения, либо в сторону движения. Соотв. различают левую и правую спиральности; 1-му случаю соответствует комбинация $V-A$ токов частиц, 2-му — комбинация $V+A$, и эти комбинации должны сохраняться в отсутствие вз-ствия нейтрино с др. ч-цами. Однако если спинорная ч-ца имеет ненулевую массу покоя, то её спин не обязательно должен быть ориентирован по оси движения. Но во вз-ствиях с др. ч-цами это кач-во спиральности опять проявляется. Так, в *слабом взаимодействии* участвуют только *лептоны* с левыми спиральностями, а в сильном могут участвовать как левые (с левой спиральностью ч-ц) токи адронов ($V-A$), так и правые ($V+A$).

Наряду с теорией поля, использующей лагранжев формализм с *лагранжианами*, удовлетворяющими требованиям К. с., для нахождения связей между вероятностями процессов с разл. числом взаимодействующих адронов используется т. н. алгебра токов — соотношения, связывающие коммутатор двух токов с самими токами. Она состоит из двух независимых алгебр: алгебры левых токов адронов ($V-A$) и алгебры правых токов адронов ($V+A$). Поскольку в этой теории имеется симметрия относительно правых и левых токов, данная симметрия и наз. киральной (от греч. chéir — рука).

Киральная КТП описывает многочисл. процессы рассеяния и распада адронов при низких энергиях в хорошем согласии с эксперим. данными. Она имеет место и при описании процессов при очень высоких энергиях (напр., в модели *партонов*).

К. с.— приближённая: она была бы точной, если бы масса псевдоскалярных пионов равнялась нулю. Поскольку же их масса отлична от нуля (хотя и существенно меньше массы барионов), аксиальные токи сохраняются лишь частично (степень несохранения пропорц. массе мезона, см. *Аксиального тока частичное сохранение*).

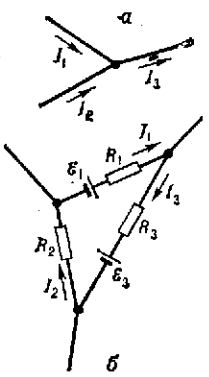
●Токи в физике адронов, пер. с англ., под ред. Ю. В. Новожилова и Л. В. Прохорова, М., 1976; Волков М. К., Первушин В. Н., Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов, М., 1978. *М. К. Волков.*

КИ́РХГОФА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ, закон, утверждающий, что отношение испускат. способности $\varepsilon(\lambda,T)$ тел к их поглощат. способности $\alpha(\lambda,T)$ не зависит от природы излучающего тела, равно излучат. способности абсолютно чёрного тела $\varepsilon_0(\lambda,T)$ и зависит от длины волны излучения λ и абс. темп-ры T: $\frac{\varepsilon(\lambda,T)}{\alpha(\lambda,T)}=\varepsilon_0(\lambda,T)$. Ф-ция $\varepsilon_0(\lambda,T)$ в явном виде даётся *Планка законом излучения*.

К. з. и. явл. одним из осн. законов *теплового излучения* и не распространяется на др. виды излучения. Он установлен нем. физиком Г. Р. Кирхгофом (G. R. Kirchhoff) в 1859 на основании *второго начала термодинамики* и затем подтверждён экспериментально. Согласно К. з. и., тело, к-рое при данной темп-ре лучше поглощает излучение, должно интенсивнее излучать. Напр., при накаливании платиновой пластинки, часть к-рой покрыта платиновой чернью, её чёрный конец (поглощат. способность к-рого близка к единице) светится ярче, чем светлый.

КИ́РХГОФА ПРА́ВИЛА, устанавливают соотношения для токов и напряжений в разветвлённых электрич. цепях постоянного или *квазистационарного тока*. Сформулированы Г. Р. Кирхгофом в 1847.

Первое К. п. вытекает из закона сохранения заряда и состоит в том, что алгебр. сумма токов I_k, сходящихся в точке разветвления проводников (узле, рис., *а*), равна нулю: $\sum_{k=1}^{l} I_k=0$ (l— число сходящихся токов); токи, притекающие к узлу, считаются положительными, вытекающие из него — отрицательными.



Второе К. п.: в любом замкнутом контуре, выделенном в сложной цепи проводников (рис., *б*), алгебр. сумма падений напряжений I_kR_k на отд. участках контура (R_k—сопротивление k-того участка) равна алгебр. сумме эдс $\mathcal{E}_k$ в этом контуре:

$$\sum_{k=1}^{m} I_kR_k=\sum_{k=1}^{m}\mathcal{E}_k,$$

где m — число участков в замкнутом контуре (на рис. $m=3$, $\mathcal{E}_2=0$). При этом следует выбрать положит. направления токов и эдс, напр. следует считать их положительными, если направление тока совпадает с направлением обхода контура по часовой стрелке, а эдс повышает потенциал в направлении этого обхода, отрицательными — при противоположном направлении. Второе К. п. получается в результате применения *Ома закона* к разл. участкам замкнутой цепи.

К. п. позволяет рассчитывать сложные электрич. цепи, напр. определять силу и направление тока в любой части разветвлённой системы проводников, если известны сопротивления и эдс всех его участков. Для системы из n проводников, образующих r узлов, составляют n ур-ний: $r-1$ ур-ние для узлов на основе первого К. п. (ур-ние для последнего узла не явл. независимым, а вытекает из предыдущих) и $n-(r-1)$ ур-ний для независимых замкнутых контуров на основе второго К. п.; каждый из n проводников в эти последние ур-ния должен войти хотя бы один раз. Т. к. при составлении ур-ний нужно учитывать направления токов в проводниках, к-рые заранее неизвестны, эти направления задаются произвольно; если при решении для к.-л. тока получается отрицат. значение, то это означает, что его направление противоположно выбранному.

КИСТЕВО́Й РАЗРЯ́Д, одна из форм *электрического разряда в газах*; возникает в случае сильно неоднородного поля при разряде с острия. По хар-ру элем. процессов К. р. близок к нач. стадии *искрового разряда* и отличается от него тем, что пучок искр (кисть), расходящийся от острия, не достигает второго электрода. Эта и ряд др. особенностей позволяют рассматривать К. р. как *коронный разряд* на острие с резко выраженными прерывистыми явлениями. При понижении напряжения К. р. переходит в обычный коронный разряд.

КЛАПЕЙРО́НА УРАВНЕ́НИЕ (Клапейрона — Менделеева уравнение), зависимость между параметрами *идеального газа* (давлением p, объёмом V и абс. темп-рой T), определяющими его состояние: $pV=BT$, где коэфф. пропорциональности B зависит от массы газа M и его мол. массы. Установлен франц. учёным Б. П. Э. Клапейроном (B. P. E. Clapeyron) в 1834. В 1874 Д. И. Менделеев вывел ур-ние состояния для одного *моля* идеального газа: $pV=RT$, где R — универсальная *газовая постоянная*. Если мол. масса газа μ, то

$$pV=\frac{M}{\mu}RT, \text{ или } PV=NkT,$$

где N — число ч-ц газа. К. у. представляет собой *уравнение состояния* идеального газа, к-рое объединяет *Бойля — Мариотта закон*, *Гей-Люссака закон* и *Авогадро закон*.

К. у.— наиболее простое ур-ние состояния, применимое с определ. степенью точности к реальным газам при низких давлениях и высоких темп-рах (напр., к атм. воздуху, продуктам сгорания в газовых двигателях), когда они близки по св-вам к идеальным газам.

КЛАПЕЙРО́НА — КЛА́УЗИУСА УРАВНЕ́НИЕ, термодинамич. ур-ние, относящееся к процессам перехода в-ва из одной фазы в другую (испарение, плавление, сублимация, полиморфное превращение и др.). Согласно К.— К. у., теплота *фазового перехода* L (напр., теплота испарения, теплота плавления) при равновесно протекающем процессе определяется выражением: $L=T\frac{dp}{dT}(V_2-V_1)$, где T — темп-ра перехода (процесс изотермический), dp/dT — значение производной от давления по темп-ре на кривой фазового равновесия, V_2-V_1 — изменение объёма в-ва при переходе его из 1-й фазы во 2-ю.

К.—К. у. получено в 1834 Б.П.Э. Клапейроном из анализа *Карно цикла* для конденсирующегося пара, находящегося в тепловом равновесии с жидкостью. В 1850 нем. физик Р. Клаузиус (R. Clausius) усовершенствовал ур-ние и обобщил его на др. фазовые переходы. К.—К. у. применимо к любым фазовым переходам, сопровождающимся поглощением или выделением теплоты (т. н. фазовым переходам I рода), и явл. прямым следствием условий фазового равновесия, из к-рых оно и выводится. К.— К. у. может служить для расчёта любой из величин, входящих в ур-ние, если остальные известны. В частности, с его помощью рассчитывают теплоты испарения, эксперим. определение к-рых сопряжено со значит. трудностями.

Часто К.— К. у. записывают относительно производной dp/dT (или dT/dp): $dp/dT=L/[T(V_2-V_1)]$. Для процессов испарения и сублимации dp/dT выражает изменение давления насыщ. пара p с темп-рой T, а для процессов плавления и полиморфного превращения dT/dp определяет изменение темп-ры перехода с давлением. Т. о., К.— К. у. явл. дифф. ур-нием кривой фазового равновесия в переменных p, T. Для решения К.— К. у. необходимо знать, как изменяются с темп-рой и давлением величины L, V_1 и V_2, что представляет сложную задачу. Обычно эту зависимость устанавливают эмпирически и решают К.— К. у. численно.

При переходах, происходящих с поглощением теплоты (в-во для осуществления перехода нагревается, и $L>0$), знак dp/dT определяется знаком разности (V_2-V_1). Если в-во во 2-й фазе занимает больший объём, чем в 1-й (т. е. $V_2>V_1$), то темп-ра перехода возрастает с увеличением давления и, наоборот, давление, при к-ром начинается переход, повышается с темп-рой. Такая зависимость характерна, напр., для процессов испарения и сублимации.

При переходе в-ва из тв. состояния в жидкое условие $L>0$ выполняется, но возможны оба случая: $V_2>V_1$ и $V_2<V_1$. В-ва, для к-рых реализуется второй случай, наз. аномальными; для них плотность жидкости при темп-ре плавления больше плотности тв. фазы и $dp/dT<0$, т. е. темп-ра плавления понижается с ростом давления. К таким в-вам относятся вода, висмут, германий, нек-рые сорта чугуна и др. Понижение темп-ры плавления льда с увеличением давления играет важную роль в ряде явлений. В природных условиях с ним связано, напр., сползание ледников.

К.— К. у. применимо не только к чистым в-вам, но также к р-рам и отдельным их компонентам. В последнем случае К.— К. у. связывает парц. давление насыщ. пара данного компонента с его парц. теплотой испарения.

● Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, 2 изд., т. 1, М., 1969.

КЛАССИ́ЧЕСКАЯ МЕХА́НИКА, механика, в основе к-рой лежат *Ньютона законы механики* и предметом изучения к-рой явл. движение макроскопических материальных тел, совершаемое со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света. См. *Механика*.

КЛА́ССЫ КРИСТА́ЛЛОВ, то же, что точечные группы симметрии (см. *Симметрия кристаллов*).

КЛА́ССЫ ТО́ЧНОСТИ средств измерений, обобщённая хар-ка средств измерений (*мер*, *измерительных приборов*), служащая показателем установленных для них гос. стандартами пределов осн. и дополнит. погрешностей и др. параметров, влияющих на точность. Напр., для концевых *мер длины* К. т. характеризует пределы допустимых отклонений от номин. размера и влияние изменений темп-ры, а также степень непараллельности рабочих поверхностей и отклонение их от идеальной плоскости. Введение К. т. облегчает стандартизацию средств измерений. Существующие обозначения К. т.— способ выражения пределов допустимых погрешностей. Если пределы погрешностей даны в виде приведённой погрешности (т. е. в % от верх. предела измерений, диапазона измерений или длины шкалы прибора), а также в виде относит. погрешности (т. е. в % от действит. значения величины), то К. т. обозначают числом, соответствующим значению осн. погрешности. Напр., К. т. 0,1 соответствует осн. погрешности 0,1%. Многие показывающие приборы (амперметры, вольтметры, манометры и др.) нормируются по приведённой погрешности, выраженной в % от верх. предела измерений. В этих случаях применяется ряд К. т.: 0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 1,5; 2,5; 4,0. При нормировании по относит. погрешности обозначение К. т. заключают в кружок. Для гирь, мер длины и приборов, для к-рых предел погрешности выражают в единицах измеряемой величины, К. т. принято обозначать номером (1-й, 2-й и т. д.— в порядке снижения К. т.). Ряды К. т., их обозначения и соответствующие требования к средствам измерений включаются в государственные стандарты на отдельные их виды.

● ГОСТ 8.401—80. Государственная система обеспечения единства измерений. Классы точности средств измерений. Общие требования, М., 1981; Широков К. П., Рабинович С. Г., О классах точности средств измерений, «Измерительная техника», 1969, № 4, с. 3. *К. П. Широков.*

КЛА́УЗИУСА НЕРАВЕНСТВО, выражает теорему термодинамики, согласно к-рой для любого *кругового процесса* (цикла), совершённого системой, выполняется неравенство:

$$\oint\frac{\delta Q}{T}\leqslant 0, \qquad (*)$$

где δQ — кол-во теплоты, поглощённой или отданной системой на бесконечно малом участке кругового процесса при темп-ре T (в том случае, когда теплота подводится к рабочему телу, δQ считают положительным, а когда отводится — отрицательным). Необратимому циклу, т. е. циклу,

включающему хотя бы один *необратимый процесс*, соответствует знак неравенства. Циклу, состоящему из *обратимых процессов* (в частности, *Карно циклу*), отвечает знак равенства. Подынтегральное выражение $\delta Q/T$ для обратимого процесса представляет собой полный дифференциал термодинамич. ф-ции, к-рую Р. Клаузиус назвал *энтропией* (т. е. $\delta Q/T = dS$, где S — энтропия системы). В общем случае $\delta Q/T \leqslant dS$, и это неравенство также наз. К. н. Согласно (*), энтропия системы в результате осуществления цикла либо возрастает, либо остаётся неизменной. Исторически К. н. (Клаузиус, 1854) явилось первой матем. формулировкой *второго начала термодинамики* как закона возрастания энтропии. После статистич. обоснования австр. физиком Л. Больцманом этого закона (1877) он стал наиболее фундам. выражением второго начала термодинамики.

КЛАУЗИУСА — МОССОТТИ ФОРМУЛА, выражает приближённую связь между статич. *диэлектрической проницаемостью* ε неполярного диэлектрика и *поляризуемостью* α его молекул, атомов или ионов и от их числа N в 1 см^3 (ч-цы одного сорта):

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{4\pi}{3}N\alpha. \qquad (1)$$

Часто К.— М. ф. записывают в виде:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{M}{\rho}=\frac{4\pi}{3}N_A\alpha, \qquad (2)$$

где M — мол. масса в-ва, ρ — его плотность, N_A — *Авогадро постоянная*. Правую часть (2) иногда называют мол. рефракцией. К.— М. ф. установлена нем. физ. Р. Клаузиусом (R. Clausius), развившим идеи итал. учёного О. Ф. Моссотти (O. F. Mossotti).

К.— М. ф. хорошо выполняется для неполярных газов при низких (~200—500 мм рт. ст. или $2\cdot10^5$—$5\cdot10^5$ Па), средних (от 500 мм рт. ст. до 5 атм) давлениях и приближённо при повышенных (>5—10 атм) давлениях. В случае динамич. диэлектрич. проницаемости и чисто электронной поляризуемости для частот оптич. диапазона К.— М. ф. переходит в *Лоренц—Лоренца формулу*.

●См. лит. при ст. *Диэлектрики*.

КЛЕЙНА — ГОРДОНА — ФОКА УРАВНЕНИЕ, квантовое релятив. ур-ние для ч-ц с нулевым спином. Исторически К.— Г.— Ф. у. явл. первым релятив. ур-нием квант. механики для волн. ф-ции ч-цы (ψ); оно было предложено в 1926 австр. физиком Э. Шрёдингером (как релятив. обобщение *Шрёдингера уравнения*) и независимо от него швед. физиком О. Клейном (O. Klein), В. А. Фоком, нем. физиком В. Гордоном (W. Gordon) и др. Для свободной ч-цы К.— Г.— Ф. у. записывается в виде:

$$\hbar^2\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=\hbar^2c^2\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)-m^2c^4\psi; \qquad (*)$$

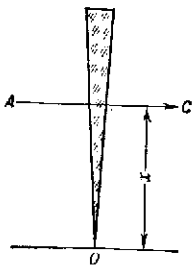
ему соответствует релятив. соотношение между энергией $\mathcal{E}$ и импульсом $\boldsymbol{p}$ ч-цы: $\mathcal{E}^2=\boldsymbol{p}^2c^2+m^2c^4$ (m — масса ч-цы). Решением ур-ния (*) явл. ф-ция $\psi(x, y, z, t)$, зависящая только от координат (x, y, z) и времени (t). Следовательно, ч-цы, состояние к-рых описывается этой ф-цией, не обладают никакими дополнит. внутр. степенями свободы, т. е. действительно явл. бесспиновыми (к таким ч-цам относятся, напр., π- и К-мезоны).

Анализ ур-ния показал, что его решение (ψ) принципиально отличается по своему физ. смыслу от обычной волн. ф-ции как амплитуды вероятности нахождения ч-цы в заданном месте пр-ва в заданный момент времени: $\psi(x, y, z, t)$ не определяется однозначно значением ψ в нач. момент времени (такая однозначная зависимость постулируется в квант. механике), и, более того, выражение вероятности состояния наряду с положит. значениями может принимать также и лишённые физ. смысла отрицат. значения. Поэтому сначала от К.— Г.— Ф. у. отказались. Однако в 1934 швейц. физик В. Паули и амер. физик В. Ф. Вайскопф нашли правильную интерпретацию этого ур-ния в рамках *квантовой теории поля* (они рассмотрели его как ур-ние поля, аналогичное ур-ниям Максвелла для эл.-магн. поля, и проквантовали; при этом ψ стало *оператором*).

● См. лит. при ст. *Квантовая теория поля*.

М. А. Либерман.

КЛИН ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ, устройство для ослабления *светового потока*, применяемое в *фотометрии*. Представляет собой клин из ахроматического (имеющего нейтрально-серый цвет) в-ва, коэфф. поглощения к-рого не зависит от длины световой волны (спец. стекло, желатиновая плёнка, содержащая коллоидные графит или серебро, и др.). Степень ослабления светового потока к.-л. участком К. ф. определяется его оптической плотностью $D=\lg(\Phi/\Phi_0)$, где Φ/Φ_0 — отношение падающего на клин и прошедшего через него световых потоков. Оптич. плотность может изменяться вдоль клина либо непрерывно, увеличиваясь пропорц. его толщине l (непрерывный К. ф.), либо ступенями на определ. величину (ступенчатый К. ф.). К. ф. характеризуют константой k, к-рая у непрерывного клина равна разности оптич. плотностей любых его точек, отстоящих друг от друга на ед. длины, а у ступенчатого — разности оптич. плотностей двух соседних полей. Линейная зависимость l и D от расстояния x между началом клина O и рассматриваемым участком AC (рис.)



позволяет наносить на К. ф. равномерную шкалу, градуируемую по константе k.

Перемещением клина, фиксируемым по шкале, можно менять его коэфф. пропускания $\tau=\Phi/\Phi_0=(1-\rho)^2\cdot10^{-kx}$, где ρ — коэфф. отражения от каждой поверхности клина.

КЛИСТРОН [от греч. klýzō — уларяю и (элек)трон], электронный прибор для усиления и генерирования колебаний СВЧ. Существуют прямопролётные К. (двух- и многорезонаторные) и отражательные К.; сверхминиатюрные

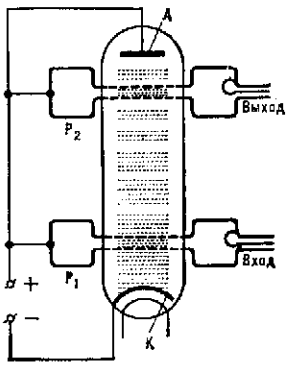


Рис. 1. Схема прямопролётного двухрезонаторного клистрона.

отражательные К. наз. м и н и т р о н а м и. Принцип действия двухрезонаторного прямопролётного К. состоит в следующем: эл-ны, эмиттируемые катодом K, ускоряются электрич. полем и, пролетев через два *объёмных резонатора* P_1 и P_2, попадают на коллектор A (рис. 1). В первом резонаторе P_1 поток эл-нов модулируется по скорости. Эл-ны группируются в сгустки, к-рые влетают во второй резонатор P_2 в момент, когда электрич. поле эл.-магн. колебаний, возбуждённых в нём, тормозит эл-ны, в результате чего энергия эл-нов, полученная ими от источника пост. напряжения, переходит в энергию эл.-магн. поля, и эл.-магн. колебания усиливаются. Если двухрезонаторный К. работает как усилитель, то усиливаемые колебания подводятся к P_1 и снимаются с P_2. В генераторах оба резонатора связаны по СВЧ полю.

Двухрезонаторные К. появились в 1932—35. В совр. технике их используют редко, в осн. для генерации колебаний мощностью в 1—5 Вт. В кач-ве мощных усилителей колебаний СВЧ с большим коэфф. усиления (неск. десятков дБ) используются прямопролётные К. с большим числом резонаторов.

Как генераторы малой мощности (<1 Вт) используются отражательные К., в к-рых эл-ны, пролетев резонатор, тормозятся и возвращаются обратно, отражаясь в поле отражателя (рис. 2). При этом они группируются

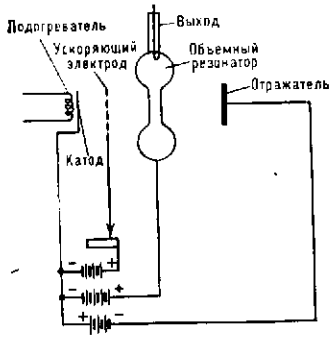


Рис. 2. Схема отражат. клистрона.

в сгустки, при втором пролёте резонатора тормозятся и отдают энергию эл.-маги. полю. Изменяя напряжение на отражателе, можно в нек-рых пределах регулировать частоту генерации. К. генерируют колебания с частотой до $2\cdot10^2$ ГГц.

● Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, т. 2, М., 1972; Бунин Г. Г., Васеньки н В. А., Отражательные клистроны, М., 1966; Калиш П. Р., Ярочкин Н. И., Усилительные клистроны, М., 1967; Голант М. Б., Бобровский Ю. Л., Генераторы СВЧ малой мощности, М., 1977.

К-МЕЗО́НЫ (каоны), группа нестабильных элем. ч-ц из двух заряженных (K^+, $\bar{K}^-$) и двух нейтральных (K^0, $\bar{K}^0$) ч-ц с нулевым спином и массой, прибл. в 970 раз большей массы эл-на (в энергетич. ед. масса K^+ равна 493,7 МэВ, а K^0—497,7 МэВ). К-м. участвуют в сильном вз-ствии, т. е. явл. адронами; они не имеют *барионного заряда* и обладают ненулевым значением квант. числа *странности* (S): у K^+ и K^0 $S=+1$, а у K^- и $\bar{K}^0$ (являющихся *античастицами* K^+, K^0) $S=-1$. Совместно с *гиперонами* К-м. относятся к *странным частицам*. K^+ и K^0 объединяются в изотопич. дублет (см. *Изотопическая инвариантность*) и рассматриваются как разл. зарядовые состояния одной ч-цы с изотопич. спином $I=1/2$. Аналогичную группу составляют K^- и $\bar{K}^0$.

Согласно модели *кварков*, в состав K^- и $\bar{K}^0$ входит s-кварк с $S=-1$, а в состав K^+ и K^0— антикварк $\bar{s}$ с $S=+1$ (см. *Элементарные частицы*).

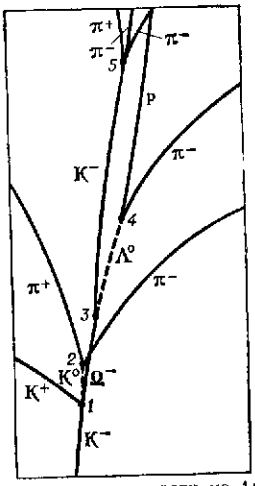
Открытие К-м. связано с работами большого числа учёных. В 1947—51 в косм. лучах были открыты ч-цы, массы к-рых были прибл. одинаковыми, а способы распада — разными: θ-мезоны, распадающиеся на два π-мезона, и τ-мезоны, распадающиеся на три π-мезона. В 1954 эти ч-цы стали получать с помощью *ускорителей*, и тщат. измерения масс и времён жизни показали, что во всех случаях наблюдались разл. способы распада одних и тех же ч-ц, названных К-м.

Сильное взаимодействие К-м. Закон сохранения странности в сильном вз-ствии накладывает характерный отпечаток на процессы сильного вз-ствия с участием К-м. Так, K^+ и K^0 ($S=1$) рождаются при столкновениях «нестранных» ч-ц— π-мезонов и нуклонов только совм. с гиперонами или K^-, $\bar{K}^0$, имеющими отрицат. значение странности. Сильное вз-ствие может вызывать, напр., процессы:

$$p+p\to K^++\Lambda^0+p;\quad K^0+\Sigma^++p;$$
$$\pi^-+p\to K^0+\Lambda^0;\quad K^++\Sigma^-;$$
$$K^++K^-+n;\quad K^++K^0+\Xi^-.$$

Во всех этих реакциях суммарная странность в конечном состоянии равна 0 в соответствии с тем, что в нач. состоянии $S=0$. K^- и $\bar{K}^0$ рождаются при столкновении нестранных ч-ц либо совместно с K^+ или K^0, либо с антигиперонами, странность к-рых положительна. Рождение гиперонов в пучках K^+, K^0 менее вероятно, чем в пучках K^-, $\bar{K}^0$, т. к. оно требует появления совм. с гипероном неск. дополнит. K^+ или K^0. Поэтому медленные K^+, K^0 слабее взаимодействуют с в-вом, чем K^-, $\bar{K}^0$.

Слабое взаимодействие К-м. Распады К-м. обусловлены слабым вз-ствием и происходят с изменением странности на единицу. Они могут осуществляться разл. способами, напр. $K^\pm\to\mu^\pm+\nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu)$ (63,5%); $\pi^\pm+\pi^0$ (21,16%). Время жизни K^+ и K^- составляет $1{,}2\cdot10^{-8}$ с. В распадах К-м. не сохраняются пространств.



Схематич. изображение фотографии, полученной в водородной пузырьковой камере, иллюстрирующее процессы вз-ствий К-мезонов. В точке *1* за счёт сильного вз-ствия происходит реакция $K^-+p\to\Omega^-+K^++K^0$, в к-рой сохраняется странность. Образовавшиеся ч-цы распадаются в результате слабого вз-ствия с изменением странности на 1: $K^0\to\pi^++\pi^-$ (в точке *2*); $\Omega^-\to\Lambda^0+K^-$ (в точке *3*); $\Lambda^0\to p+\pi^-$ (в точке *4*); $K^-\to\pi^++\pi^-+\pi^-$ (в точке *5*). Треки ч-ц искривлены, т. к. камера находится в магн. поле. Пунктиром обозначены треки нейтр. ч-ц, не оставляющих следа в камере.

чётность и *зарядовая чётность*, что проявляется, напр., в возможности распада как на два, так и на три π-мезона. Рисунок иллюстрирует процессы сильного и слабого вз-ствий К-м.

Специфические свойства нейтральных К-м. K^0 и $\bar{K}^0$, обладая разл. значениями странности, по-разному участвуют в сильном вз-ствии. Однако слабое вз-ствие, меняющее странность, делает возможными взаимные превращения $K^0\rightleftarrows\bar{K}^0$. Т. к. странность в слабом вз-ствии меняется на единицу, то переходы $K^0\rightleftarrows\bar{K}^0$ с $|\Delta S|=2$ происходят в два этапа (во 2-м порядке по слабому вз-ствию). Наличие таких переходов между ч-цей и античастицей обусловливает уникальные св-ва нейтр. К-м. Для любых других ч-ц подобные переходы запрещены строгими законами сохранения, напр. электрич. или барионного заряда. В вакууме благодаря переходам $K^0\rightleftarrows\bar{K}^0$ состояниями, имеющими определённые энергию и время жизни, будут не K^0 и $\bar{K}^0$, а две квантовомеханич. суперпозиции этих состояний, к-рые соответствуют ч-цам с разными массами и разными временами жизни: т. н. долгоживущему K^0_L-мезону и короткоживущему K^0_S-мезону. Время жизни K^0_L составляет $\tau_L\approx5{,}18\cdot10^{-8}$ с, а K^0_S—$\tau_S\approx0{,}89\cdot10^{-10}$ с. Их массы равны примерно массе K^0; разность масс K^0_L и K^0_S пропорциональна амплитуде перехода $K^0\rightleftarrows\bar{K}^0$ и очень мала ($\sim h/\tau_S\approx3\cdot10^{-6}$ эВ). Осн. способы распада K^0_S и K^0_L:

$$K^0_S\to\pi^++\pi^-\ (68{,}61\%);$$
$$\pi^0+\pi^0\ (31{,}19\%);\quad \pi^++\pi^-+\gamma\ (0{,}19\%);$$
$$K^0_L\to\pi^\pm+e^\mp+\tilde{\nu}_e(\nu_e)\ (38{,}8\%);$$
$$\pi^\pm+\mu^\mp+\tilde{\nu}_\mu(\nu_\mu)\ (27{,}0\%);$$
$$\pi^0+\pi^0+\pi^0\ (21{,}5\%);$$
$$\pi^++\pi^-+\pi^0\ (12{,}39\%).$$

Т. о., в то время как в процессах, вызываемых сильным вз-ствием, проявляются состояния K^0 и $\bar{K}^0$, обладающие определ. значениями странности, в процессах слабого вз-ствия как ч-цы проявляются состояния K^0_L и K^0_S. Состояния K^0_S и K^0_L близки к суперпозициям состояний, к-рые наз. K^0_1 и K^0_2:

$$K^0_S\approx K^0_1=\frac{1}{\sqrt{2}}(K^0+\bar{K}^0),$$
$$K^0_L\approx K^0_2=\frac{1}{\sqrt{2}}(K^0-\bar{K}^0) \qquad (*)$$

[в (*) через K^0_S, K^0_L, K^0, $\bar{K}^0$ и т. д. обозначены волн. ф-ции соответствующих ч-ц; $1/\sqrt{2}$ — нормирующий множитель], т. е. K^0_S и K^0_L прибл. на 50% «состоят» из K^0 и на 50% из $\bar{K}^0$. Аналогично K^0 и $\bar{K}^0$ прибл. на 50% «состоят» из K^0_S и на 50% из K^0_L. Поэтому распады K^0 и $\bar{K}^0$ происходят прибл. на 50% по схеме распадов K^0_S и прибл. на 50% по схеме K^0_L. То, что состояния K^0 и $\bar{K}^0$ представляют суперпозицию состояний K^0_S и K^0_L с разными массами и временами жизни, приводит к появлению своеобразных осцилляций («биений»), аналогичных биениям в системе, состоя-

щей из двух связанных между собой маятников, имеющих одинаковые частоты колебаний. Так, K^0, возникая в результате сильного вз-ствия, на нек-ром расстоянии от точки рождения частично превращается за счёт слабого вз-ствия в $\bar{K}^0$ и оказывается способным вызывать яд. реакции, характерные для $\bar{K}^0$ и запрещённые для K^0, напр. реакцию $\bar{K}^0+p\to\Lambda^0+\pi^+$. Другое своеобразное явление — т. н. регенерация K_S^0 при прохождении через в-во долгоживущих K_L^0-мезонов. На достаточно больших расстояниях от места образования пучка K^0 (или $\bar{K}^0$) он состоит практически только из K_L^0, т. к. короткоживущие K_S^0 распадаются раньше. Поэтому на таких расстояниях наблюдаются лишь распады, характерные для K_L^0. Казалось бы, K_S^0 не могут вновь появиться в пучке. Однако при прохождении пучка K_L^0 через слой в-ва из-за различия во вз-ствиях с в-вом K^0 и $\bar{K}^0$, «составляющих» K_L^0, изменяется относит. состав пучка и появляется добавка K_S^0 с характерными для них распадами.

Комбинации K_1^0 и K_2^0 обладают определ. симметрией относительно операции *комбинированной инверсии* — комбинированной чётностью (или *CP*-чётностью): у K_1^0 $CP=+1$, у K_2^0 $CP=-1$. Поэтому K_1^0 может распадаться на два π (систему, обладающую теми же св-вами относительно операции *CP*, что и K_1^0), а K_2^0 не может. Т. к. вероятность распада на два π значительно превышает вероятности др. каналов распада, большое различие во временах жизни K_L^0 и K_S^0 считалось указанием на существование в природе симметрии относительно операции комбиниров. инверсии, а состояния K_S^0 и K_L^0 отождествлялись с K_1^0 и K_2^0. Однако в 1964 было установлено, что K_L^0 с вероятностью прибл. 0,2% распадается на два π. Это свидетельствует о нарушении *CP*-симметрии и об отличии состояний K_S^0 и K_L^0 от K_1^0 и K_2^0. Другое проявление нарушения *CP*-инвариантности — зарядовая асимметрия распадов $K_L^0\to\pi^-+e^+(\mu^+)+\nu_e(\nu_\mu)$ и $K_L^0\to\pi^++e^-(\mu^-)+\tilde{\nu}_e(\tilde{\nu}_\mu)$: вероятность первого распада больше, чем второго, прибл. на 10^{-3}. Это означает, что K_L^0 не явл. *истинно нейтральной частицей*. Природа сил, нарушающих *CP*-симметрию, не выяснена.

● Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; Далиц Р., Странные частицы и сильные взаимодействия, пер. с англ., М., 1964; Окунь Л. Б., Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., 1963; Ли Ц., Ву Ц., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; Газиорович С., Физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1969; Эдер Р. К., Фаулер Э. К., Странные частицы, пер. с англ., М., 1966.

С. С. Герштейн.

КОВАЛЕ́НТНАЯ СВЯЗЬ (от лат. co — совместно и valens — имеющий силу) (**гомеополярная связь**), *химическая связь* между двумя атомами, возникающая при обобществлении эл-нов, принадлежавших этим атомам. К. с. соединены атомы в молекулах простых газов (H_2, Cl_2 и т. п.) и соединений (H_2O, NH_3, HCl), а также атомы мн. органич. молекул. Число обобществлённых электронных пар наз. кратностью К. с. См. *Межатомное взаимодействие*.

КОВАРИА́НТНОСТЬ (от лат. co — совместно и varians — изменяющийся), форма записи физ. величин и ур-ний, непосредственно отражающая хар-р их изменения (векторный, спинорный, тензорный и т. д.) при преобразованиях системы пространственно-временны́х координат. Примером может служить представление энергии $\mathcal{E}$ и импульса $\boldsymbol{p}$ в *относительности теории* в виде четырёхмерного импульса p с компонентами p_μ, $\mu=0$, 1, 2, 3 ($p_0=\mathcal{E}/c$, $p_1=p_x$, $p_2=p_y$, $p_3=p_z$), изменяющегося при *Лоренца преобразованиях* как четырёхмерный вектор. В спец. теории относительности ур-ния, записанные в ковариантной форме, имеют одинаковый вид во всех инерциальных системах отсчёта. Широко К. используется в общей теории относительности (теории *тяготения*), где она означает неизменность вида ур-ний относительно любых преобразований пространственно-временны́х координат. *А. В. Ефремов.*

КОГЕ́ЗИЯ (от лат. cohaesus — связанный, сцепленный), сцепление друг с другом частей одного и того же тела, обусловленное действием сил *межмолекулярного взаимодействия*, водородной связи и (или) *химической связи* между составляющими его молекулами (атомами, ионами) и приводящее к объединению этих частей в единое целое с наибольшей прочностью. Силы К. резко убывают с расстоянием, незначительны в газах и наиб. велики в тв. телах. К. характеризует прочность тела, лишённого дефектов по отношению к деформациям.

КОГЕРЕ́НТНОСТЬ (от лат. cohaerens — находящийся в связи), согласованное протекание во времени и в пр-ве неск. колебат. или волн. процессов, проявляющееся при их сложении. Колебания наз. когерентными, если разность их фаз остаётся постоянной (или закономерно изменяется) во времени и при сложении колебаний определяет амплитуду суммарного колебания. Гармонич. колебание описывается выражением:

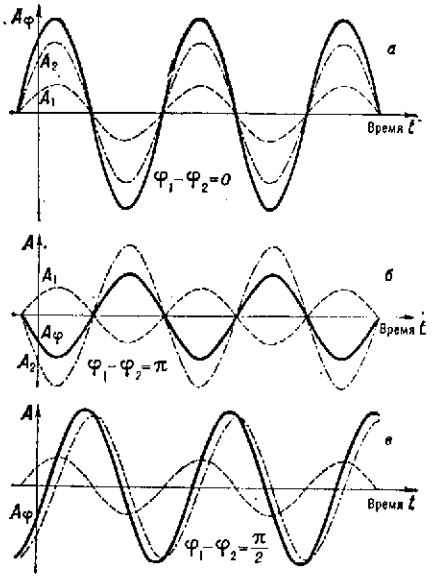
$$P(t)=A\cos(\omega t+\varphi), \qquad (1)$$

где P — изменяющаяся величина (смещение маятника, напряжённость электрич. и магн. полей и т. д.), а амплитуда A, частота ω и фаза φ — константы. При сложении двух гармонич. колебаний с одинаковой частотой ω, но разными амплитудами A_1 и A_2 и фазами φ_1 и φ_2 образуется гармонич. колебание той же частоты. Амплитуда результирующего колебания

$$A_p=\sqrt{A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\cos(\varphi_1-\varphi_2)} \qquad (2)$$

может изменяться в пределах от A_1+A_2 до A_1-A_2 в зависимости от разности фаз $\varphi_1-\varphi_2$ (рис.).

В действительности идеально гармонич. колебания неосуществимы. В реальных колебат. процессах амплитуда, частота и фаза колебаний могут непрерывно хаотически изменяться во времени. Если фазы двух колебаний φ_1 и φ_2 изменяются беспорядочно, но



Сложение двух гармонич. колебаний (пунктир) с амплитудами A_1 и A_2 при разл. разностях фаз. Результирующее колебание — сплошная линия.

их разность $\varphi_1-\varphi_2$ остаётся постоянной, то амплитуда суммарного колебания определяется разностью фаз складываемых колебаний, т. е. колебания когерентны. Если разность фаз двух колебаний изменяется очень медленно, то в этом случае колебания остаются когерентными лишь в течение нек-рого времени, пока их разность фаз не успела измениться на величину, сравнимую с π.

Если сравнивать фазы одного и того же колебания в разные моменты времени, разделённые интервалом τ, то при достаточно большом τ случайное изменение фазы колебания может превысить π. Это означает, что через время τ гармонич. колебание «забывает» свою первонач. фазу и становится некогерентным «самому себе». С ростом τ К. обычно ослабевает постепенно. Для количеств. хар-ки этого явления вводят ф-цию $R(\tau)$, наз. функцией корреляции. Результат сложения двух колебаний, полученных от одного источника и задержанных друг относительно дру-

га на время τ, можно представить с помощью $R(\tau)$ в виде:

$$A_p = \sqrt{A_1^2+A_2^2+2A_1A_2R(\tau)\cos\bar{\omega}\tau}, \quad (3)$$

где $\bar{\omega}$ — ср. частота колебания. Ф-ция $R(\tau)=1$ при $\tau=0$ и обычно спадает до 0 при неограничч. росте τ. Значение τ, при к-ром $R(\tau)=0,5$, наз. временем когерентности или продолжительностью гармоничч. цуга. По истечении одного гармоничч. цуга колебаний он как бы заменяется другим с той же частотой, но с другой фазой.

Хар-р и св-ва колебат. процесса существенно зависят от условий его возникновения. Напр., свет, излучаемый газовым разрядом в виде узкой спектр. линии, может быть близок к монохроматическому. Излучение такого источника складывается из волн, посылаемых разл. ч-цами независимо друг от друга и поэтому с независимыми фазами (*спонтанное излучение*). В результате амплитуда и фаза суммарной волны хаотически изменяются с характерным временем, равным времени К. Изменения амплитуды суммарной волны велики: от 0, когда исходные волны гасят друг друга, до макс. значения, когда соотношение фаз исходных волн благоприятствует их сложению. Колебания, возникающие в автоколебат. системе, напр. в ламповом или транзисторном генераторах, *лазере*, имеют др. структуру. В первых двух частота и фаза колебаний хаотически изменяются, но результирующая амплитуда поддерживается постоянной. В лазере все ч-цы излучают согласованно (*вынужденное излучение*), синфазно с колебанием, установившимся в резонаторе. Соотношения фаз слагающих колебаний всегда благоприятны для образования устойчивой амплитуды суммарного колебания. Термин «К.» иногда означает, что колебание порождено автоколебат. системой и имеет стабильную амплитуду.

При распространении плоской эл.-магн. волны в однородной среде фаза колебаний в к.-н. определ. точке пр-ва сохраняется только в течение времени К. τ_0. За это время волна распространяется на расстояние $c\tau_0$. При этом колебания в точках, удалённых друг от друга на расстояние, большее $c\tau_0$ вдоль направления распространения волны, оказываются некогерентными. Расстояние, равное $c\tau_0$ вдоль направления распространения плоской волны, наз. длиной К. или длиной цуга.

Идеально плоская волна неосуществима, как и идеально гармоничч. колебание. В реальных волн. процессах амплитуда и фаза колебаний изменяются не только вдоль направления распространения волны, но и в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Случайные изменения разности фаз в двух точках, расположенных в этой плоскости, увеличиваются с расстоянием между ними. К. колебаний в этих точках ослабевает и на нек-ром расстоянии l, когда случайные изменения разности фаз становятся сравнимыми с π, исчезает. Для описания когерентных св-в волны в плоскости, перпендикулярной направлению её распространения, применяют термины площадь К. и пространственная К., в отличие от временно́й К., связанной со степенью монохроматичности волны. Количественно пространств. К. также можно характеризовать ф-цией корреляции $R_I(l)$. Условие $R_I(l)=0,5$ определяет размер или радиус К., к-рый может зависеть от ориентации отрезка l в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Всё пр-во, занятое волной, можно разбить на области, в каждой из к-рых волна сохраняет К. Объём такой области (объём К.) принимают равным произведению длины цуга на площадь фигуры, ограниченной кривой $R_I(l)=0,5\ R_I(0)$.

Нарушение пространств. К. связано с особенностями процессов излучения и формирования волн. Напр., нагретое тело излучает совокупность сферич. волн, распространяющихся по всем направлениям. По мере удаления от теплового источника конечных размеров волна приближается к плоской. На больших расстояниях от источника размер К. равен $1,22\lambda r/\rho$, где r — расстояние до источника, ρ — размер источника. Для солн. света размер К. равен 30 мкм. С уменьшением угл. размера источника размер К. растёт. Это позволяет определить размер звёзд по размеру площади К. приходящего от них света. Величину λ/ρ наз. углом К. С удалением от источника интенсивность света убывает пропорц. $1/r^2$. Поэтому с помощью нагретого тела нельзя получить интенсивное излучение, обладающее большой пространств. К. Световая волна, излучаемая лазером, формируется в результате вынужденного излучения во всём объёме активного в-ва. Поэтому пространств. К. лазерного излучения сохраняется во всём поперечном сечении луча.

Понятие «К.», возникшее первоначально в классич. оптике как хар-ка, определяющая способность света к интерференции (см. *Интерференция света*), широко применяется при описании колебаний и волн любой природы. Благодаря квант. механике, распространившей волн. представления на все процессы в микромире, понятие «К.» стало применяться к пучкам эл-нов, протонов, нейтронов и др. ч-ц. Здесь под К. понимают упорядоченные согласованные и направленные движения большого колва квазинезависимых ч-ц. Понятие «К.» проникло также в теорию тв. тел (напр., гиперзвуковые фононы, см. *Гиперзвук*) и квант. жидкостей. После открытия *сверхтекучести* жидкого гелия появилось понятие «К.», означающее, что макроскопич. колво атомов жидкого сверхтекучего гелия может быть описано единой волн. ф-цией, имеющей одно собств. значение, как будто это одна ч-ца, а не ансамбль огромного числа взаимодействующих ч-ц.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Мартинсен В., Шиллер Е., Что такое когерентность, «Природа», 1968, № 10; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974. *А. В. Францессон.*

КОКРОФТА — УОЛТОНА ГЕНЕРАТОР, *каскадный генератор* последоват. питания с ёмкостной связью.

КОЛЕБА́НИЙ И ВОЛН ТЕОРИЯ, область науки, исследующая колебат. и волн. явления в системах разл. природы. В колебат. и волн. процессах разл. природы обнаруживаются одни и те же закономерности, к-рые описываются одними и теми же матем. и физ. моделями и исследуются общими методами. К. и в. т. устанавливает общие св-ва колебат. и волн. процессов в реальных системах и определяет связь между параметрами системы и её колебательными (волновыми) хар-ками, независимо от св-в конкретной системы, связанных с проявлением её природы (физической, химической и пр.). Поэтому результаты, полученные при исследовании колебаний и волн, напр. в механике, могут быть перенесены в оптику или радиотехнику. Так, при создании *параметрических генераторов света* использовались идеи и методы, выработанные при исследовании параметрич. колебаний в радиотехнике.

Изучение любого волн. или колебат. процесса начинается с идеализации реальной системы, т. е. с построения модели и составления для неё соответствующих ур-ний. Идеализации одних и тех же систем могут быть различны в зависимости от того, какое явление исследуется. Справедливость принятых идеализаций оценивается путём сравнения результатов теории, построенной на основании данной модели, с результатами анализа более общей модели или с поведением реальной системы — экспериментом. Напр., когда речь идёт только о нахождении условий раскачки качелей при периодич. изменении их длины, модель может быть совсем простой — линейный осциллятор с периодически меняющейся собств. частотой. Когда же необходимо ответить на вопрос об амплитуде установившихся колебаний таких качелей, нужно уже учитывать нелинейность (зависимость частоты колебаний качелей от амплитуды колебаний), в результате чего приходим к модели физ. маятника, т. е. нелинейного осциллятора с периодически изменяемым параметром.

Понятия и представления К. и в. т. относятся либо к явлениям (*резонанс, автоколебания* и т. д.), либо к моделям (линейная и нелинейная система, *системы с сосредоточенными параметрами* или *системы с распределёнными параметрами*, система с одной или неск. степенями свободы и пр.). На основе сложившихся представлений К. и в. т. можно связать те или иные явления в конкретной системе с её хар-ками, не решая задачи всякий раз заново. Напр., преобразование энергии одних колебаний в другие в слабонелинейной системе (волны на воде, эл.-магн. волны в ионосфере, колебания маятника на пружине) возможно только в случае, когда выполнены определ. резонансные условия между собств. частотами подсистемы.

Методы К. и в. т.— это методы анализа ур-ний, описывающих модели реальных систем. Большинство из них совпадают с методами качеств. теории дифф. ур-ний (метод фазового пр-ва, метод отображений Пуанкаре и др.), с асимптотич. методами решения дифференциальных и иных ур-ний (метод ван дер Поля, метод усреднения и т. д.). Специфика методов К. и в. т. состоит в том, что при изучении моделей колебат. или волн. явлений интересуются, как правило, общими св-вами решений соответствующих ур-ний.

Осн. разделы К. и в. т.— теория устойчивости линеаризованных систем, теория параметрич. систем, теория автоколебат. и автоволн. процессов, теория *ударных волн* и *солитонов*, кинетика колебаний и волн в системах с большим числом степеней свободы, теория стохастич. систем — систем со сложной динамикой. Если «классическая» К. и в. т. рассматривала в осн. системы с простой динамикой и поэтому изучала, как правило, лишь регулярные (периодические) колебания и волны, то в совр. теории усилился интерес к статистич. задачам, связанным с анализом процессов «рождения» статистики в детерминиров. системах. В этих задачах, а также при исследовании сложных колебат. и волн. структур в неравновесных средах совр. К. и в. т. перекрывается с *синергетикой*.

● См. лит. при статьях *Колебания* и *Волны*.

М. И. Рабинович.

КОЛЕБА́НИЯ, движения или процессы, обладающие той или иной степенью повторяемости во времени. К. свойственны всем явлениям природы: пульсирует излучение звёзд, внутри к-рых происходят циклич. яд. реакции; с высокой степенью периодичности вращаются планеты Солн. системы; движение Луны вызывает приливы и отливы на Земле; в земной ионосфере и атмосфере циркулируют потоки заряж. и нейтр. ч-ц; ветры возбуждают К. и волны на поверхности водоёмов и т. д. Внутри любого живого организма непрерывно происходят разнообразные, ритмично повторяющиеся процессы, напр. с удивительной надёжностью бьётся человеческое сердце, даже психика людей подвержена К. В виде сложнейшей совокупности К. ч-ц и полей (эл-нов, фотонов, протонов и др.) можно представить «устройство» микромира.

В технике К. либо выполняют определённые функцион. обязанности (маятник, колебат. контур, генератор К. и др.), либо возникают как неизбежное проявление физ. св-в (вибрации машин и сооружений, неустойчивости и вихревые потоки при движении тел в газах и т. д.).

В физике выделяются К. механические, электромагнитные и их комбинации. Это обусловлено той исключит. ролью, к-рую играют гравитац. и эл.-магн. вз-ствия в масштабах, характерных для жизнедеятельности человека. С помощью распространяющихся механич. К. плотности и давления воздуха, воспринимаемых нами как звук, а также очень быстрых К. электрич. и магн. полей, воспринимаемых нами как свет, мы получаем б. ч. прямой информации об окружающем мире.

К. любых физ. величин почти всегда связаны с попеременным превращением энергии одного вида в энергию другого вида. Так, при отклонении маятника (груза на нити, рис. 1) от положения равновесия увеличивается

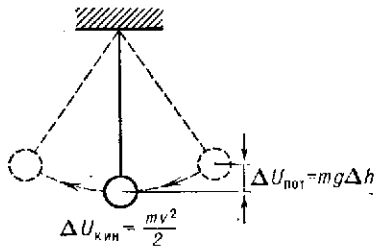


Рис. 1. Схема колебаний маятника: m — масса груза; g — ускорение силы тяжести; Δh — высота подъёма груза; v — его макс. скорость.

потенц. энергия груза, запасённая им в поле тяжести; если груз отпустить, он падает, вращаясь около точки подвеса как около центра; в крайнем нижнем положении потенц. энергия превращается в кинетическую, и груз проскакивает это равновесное положение, увеличивая снова потенц. энергию. Далее процесс перекачки энергии повторяется, пока рассеяние (диссипация) энергии, обусловленное, напр., трением, не приводит к полному прекращению К. В случае К. электрич. зарядов и токов в *колебательном контуре* или электрич. и магн. полей в эл.-магн. волнах роль потенциальной играет электрическая энергия, а кинетической — магнитная.

По мере изучения К. разл. физ. природы возникло убеждение о возможности общего, «внепредметного», подхода к ним, основанного на св-вах и закономерностях колебат. процессов вообще. В результате появилась теория К. и волн. Осн. матем. аппаратом теории К. первоначально служили дифф. ур-ния в обыкновенных производных. Однако со временем изучаемые ею модели по существу распространились на все виды описаний динамич. систем: от интегродифференциально-разностных до статистических (подробнее см. *Колебаний и волн теория*).

К и н е м а т и к а К. позволяет выделить несколько наиб. типичных примеров (рис. 2). Для простоты будем говорить о К., описываемых ф-цией времени $u(t)$, хотя с кинема-

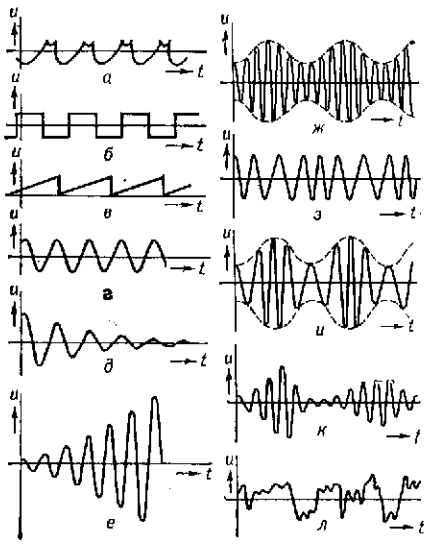


Рис. 2. Разл. виды колебаний: *а* — периодич. колебания сложной формы; *б* — прямоуг. колебания; *в* — пилообразные; *г* — синусоидальные; *д* — затухающие; *е* — нарастающие; *ж* — амплитудно-модулированные; *з* — частотно-модулированные; *и* — колебания, модулированные по амплитуде и по фазе; *к* — колебания, амплитуда и фаза к-рых — случайные ф-ции; *л* — случайные колебания; u — колеблющаяся величина; t — время.

тич. точки зрения пространств. и временные К. взаимно сводятся друг к другу путём перехода из одной системы отсчёта к другой. На рис. 2, *а*— *г* показаны периодич. К. разл. формы, в к-рых любое значение $u(t)$ повторяется через одинаковые промежутки времени T, наз. периодом К., т. е. $u(t+T)=u(t)$. Величину, обратную периоду T и равную числу К. в ед. времени, наз. частотой К. $\nu=1/T$; пользуются также круговой или циклич. частотой $\omega=2\pi\nu$. В случае пространств. К. вводят аналогичные понятия пространств. периода (или длины волны λ) и волн. числа $k=2\pi/\lambda$.

Разновидностями периодич. К. явл. прямоугольные (рис. 2, *б*), пилообразные (рис. 2, *в*) и наиб. важные синусоидальные, или *гармонические*

колебания (рис. 2, *г*). Последние могут быть записаны в виде:

$$u(t)=a\sin\varphi=a\sin(\omega t+\varphi_0),$$

где a — амплитуда, φ — фаза, φ_0 — её нач. значение. В случае строго гармонич. К. величины a, ω и φ_0 не зависят от времени. Часто употребляется также комплексная запись синусоидальных К.

$$\tilde{u}(t)=\tilde{A}e^{i\omega t}=A\cos(\omega t+\varphi_0)+$$
$$+iA\sin(\omega t+\varphi_0),$$

к-рая удобна при расчётах, однако физ. смысл имеют отдельно вещественная и мнимая части. При этом *комплексная амплитуда* $\tilde{A}=Ae^{i\varphi_0}$ объединяет в себе действит. значения амплитуды и фазы К. Для показанного на рис. 2, *д* затухающего К.

$$u(t)=\tilde{A}e^{-\alpha t}e^{i\omega t},$$

где коэфф. затухания α можно относить либо к мнимой части комплексной частоты $\tilde{\omega}=\omega+i\alpha$, либо к экспоненциально убывающей амплитуде. Иногда вводят понятие декремента затухания $\delta=\alpha T$; при отрицательных δ этот коэфф. наз. инкрементом, амплитуда соответствующего К. экспоненциально нарастает. У К. с перем. амплитудой периодичность нарушается; но при $\alpha\ll\omega$ их всё же можно считать почти (квази) периодическими, а при $\alpha\gg\omega$ — почти апериодическими, т. е. по существу уже не К., а монотонными процессами. Для передачи информации применяются модулиров. К. (рис. 2, *ж*—*и*), амплитуда, фаза или частота к-рых изменяются по определ. закону в соответствии с передаваемыми сигналами, напр. в радиовещании ВЧ К. модулируются К. звук. частот, передающими речь, музыку (см. *Модуляция колебаний*).

При изучении стохастич. процессов приходится иметь дело с частично и полностью случайными К. На рис. 2, *к* показан пример синусоидального К., модулированного по амплитуде и фазе случайными ф-циями, а на рис. 2, *л* дана одна из реализаций совершенно неупорядоченного процесса («белого шума»), к-рый лишь условно можно отнести к К.

Колебат. движения на плоскости и в пр-не в принципе могут быть представлены как совокупность одномерных К. вдоль соответствующих осей координат. Так, два гармонич. К. (одномерные осцилляторы) с частотами $n\omega$ (вдоль оси x) и $m\omega$ (вдоль оси $y\perp x$) (при рациональном отношении n/m) явл. проекциями сложных периодических плоских К., наз. *Лиссажу фигурами*. Равномерное движение по окружности (*ротатор*) можно разложить на два одинаковых гармонич. К. ($n=m$), сдвинутых по фазе на $\pi/2$. В природе и во мн. техн. устройствах часто возникают движения, почти не отличающиеся (на протяжении больших промежутков времени) от чисто гармонических или равномерно вращательных. Мн. физ. приборы (спектр. анализаторы) выделяют из произвольных процессов наборы К., близких к гармоническим. Возможна и обратная процедура синтеза гармонич. К., математически соответствующая рядам и интегралам Фурье, в силу к-рой любой временно́й процесс можно воссоздать сложением или интегрированием гармонич. К. разл. частот и амплитуд.

Д и н а м и к а К. Свободные, или собственные, К. явл. движением системы, предоставленной самой себе, в отсутствии внеш. воздействий. При малых отклонениях от состояния равновесия движения системы удовлетворяют *суперпозиции принципу*, согласно к-рому сумма двух произвольных движений также составляет допустимое движение системы; такие движения описываются линейными уравнениями (в частности, дифференциальными). Если система ещё и консервативна (т. е. в ней нет потерь или притока энергии извне), а её параметры не изменяются во времени (о переменных параметрах будет сказано ниже), то любое собств. К. может быть однозначно представлено как сумма *нормальных колебаний*, синусоидально изменяющихся во времени с определёнными собств. частотами. В колебат. *системах с сосредоточенными параметрами*, состоящих из N связанных осцилляторов (напр., цепочка из колебат. электрич. контуров или из соединённых упругими пружинками шариков), число норм. колебаний (мод) равно N. В *системах с распределёнными параметрами* (струна, мембрана, полый или открытый резонатор) таких К. существует бесконечное множество. Напр., для струны длиной L с закреплёнными концами моды отличаются числом полуволн, к-рые можно уложить на всей длине струны: $L=n\lambda/2$ ($n=0, 1, 2, \ldots, \infty$). Если скорость распространения волн вдоль струны равна v, то спектр собств. частот определяется ф-лой: $\omega_n=k_nv=2\pi v/T_n=2\pi v/\lambda_n=n\pi v/L$ ($n=0, 1, 2, \ldots, \infty$). Наличие дисперсии, когда $v=v(\omega)$, искажает это простое эквидистантное распределение частот, спектр к-рых определяется уже из т. н. дисперсионного ур-ния: $\omega_n=\omega(k_n)=\frac{n\pi}{L}v(\omega_n)$. В реальных системах собств. К. будут затухать из-за потерь, поэтому их можно считать приближённо гармоническими лишь в интервале времени, меньшем $1/\alpha$. Затухающее К. (рис. 2, *д*) можно представить в виде пакета гармонич. К., непрерывно заполняющих интервал частот ($\omega_0\pm\Delta\omega$), тем более узкого, чем меньше α, т. к. $\Delta\omega\sim\alpha$. В этом случае говорят об уширении спектр. линии. Т. о., сгущение спектра из-за дисперсии и уширение линии из-за потерь может повлечь за собой превращение дискр. спектра в сплошной (ширина линий становится прибл. равной интервалу между ними, т. е $\Delta\omega\sim\alpha\sim(\omega_{n+1}-\omega_n)$.

Наличие даже слабой нелинейности систем с дискр. спектром собств. частот приводит к «перекачке» энергии К. по спектр. компонентам; при этом возникают процессы «конкуренции мод» — выживание одних и подавление других. Дисперсия может стабилизировать эти процессы и привести к формированию устойчивых пространственно-временны́х образований, примерами к-рых в системах с непрерывным спектром явл. *солитоны*.

В о з б у ж д е н и е К. происходит: либо путём непосредств. воздействия на колебат. систему (раскачка маятника периодич. толчками, включение периодической эдс в колебат. контур и т. д.) — в этом случае говорят о *вынужденных колебаниях*; либо путём периодич. изменения параметров колебат. системы (длины подвеса маятника, ёмкости или самоиндукции контура, коэфф. упругости струны и т. п.) — т. н. параметрич. возбуждение колебаний; либо благодаря развитию неустойчивостей и возникновению самосогласованных колебат. движений внутри самой системы — т. н. *автоколебания*.

Особое значение при возбуждении К. имеет явление *резонанса*, состоящее в резком увеличении амплитуды К. при приближении частоты внеш. воздействия к пек-рой резонансной частоте, характеризующей систему. Если последняя линейна и параметры её не зависят от времени, то резонансные частоты совпадают с частотами её собств. К. и соответствующий отклик тем сильнее, чем выше добротность К. Раскачка происходит до тех пор, пока энергия, вносимая извне (напр., при каждом отклонении маятника), превышает потери за период осцилляций. Для линейных К. энергия, получаемая от источника, пропорц. первой степени амплитуды, а потери растут пропорц. её квадрату, поэтому баланс энергий всегда достижим.

При больших амплитудах К. становятся нелинейными, происходит смещение собств. частот системы и обогащение их спектра гармониками и субгармониками. Ограничение амплитуды колебаний может быть обусловлено как нелинейной диссипацией энергии, так и уходом системы из резонанса. При возбуждении К. в системах с распределёнными параметрами макс. амплитуды достигаются в случае пространственно-временно́го резонанса, когда не только частота внеш. воздействия, но и его распределение по координатам хорошо «подогнаны» к структуре норм. моды или, на языке бегущих волн, когда наступает совмещение не только их частот (резонанс), но и волн. векторов (синхронизм).

Существует пек-рый выделенный класс вынужденных К., при к-ром

внеш. воздействие, не являясь чисто колебательным (напр., мгновенный удар), имеет, однако, настолько богатый частотный спектр, что в нём всегда содержатся резонансные частоты системы. Напр., заряж. ч-ца, пролетающая между двумя металлич. плоскостями, возбуждает почти весь набор нормальных эл.-магн. К. и волн, свойственный этой системе. Сюда же следует отнести черепковское излучение (см. *Черенкова — Вавилова излучение*) или тормозное излучение ч-цы в однородных средах, когда и спектр внеш. воздействия и спектр собственных К.— оба сплошные, т. е. в них представлены все возможные частоты. Наконец, есть и совсем аномальный случай вынужденных К. в системах с непрерывным спектром собств. частот типа ротатора (маховик, колесо, эл-н в магн. поле и т. п.), где вращат. движение (а следовательно, и два ортогональных колебат. движения) может возбуждаться силами, неизменными во времени.

Параметрич. возбуждение К. возникает при периодич. воздействии на те параметры системы, к-рые определяют величину запасённой колебат. энергии: в электрич. контуре — это индуктивность или ёмкость (но не сопротивление), у маятника — это длина нити или масса груза (но не коэфф. трения). См. *Параметрический резонанс*, *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*.

При определ. условиях в такой нелинейной колебат. системе могут возникать непрекращающиеся самоподдерживающиеся К., или автоколебания, при к-рых внеш. источнику отводится лишь ф-ция восполнения потерь энергии на диссипацию. Процесс формирования автоколебаний обычно состоит в последовательном самосогласовании движений. Пусть нач. состояние системы неустойчиво либо по отношению к ничтожно малым флуктуациям (мягкий режим возбуждения), либо по отношению к определ. конечным возмущениям (жёсткий режим возбуждения). В любом случае спонтанно (случайно) возникшее К. начнёт увеличиваться по амплитуде (процесс усиления К.), эти усиленные К. через элемент положительной обратной связи, обеспечивающий самосогласованность фаз, снова «подаются» в место своего возникновения и снова усиливаются и т. д. Получается очень быстрый (чаще всего экспоненциальный) рост К. Ограничение К. наступает из-за конечности энергетич. ресурсов, а также из-за рассогласованности фаз (подробнее см. *Автоколебания*).

К. могут быть самого широкого диапазона частот ν и периодов T. Так, приведём для примера значения T или ν для нек-рых важнейших К. и вращений: теор. модель пульсации Вселенной ($T\sim10^{17}$—10^{18} с); обращение Солнца вокруг центра Галактики ($T\sim10^{16}$ с); ледниковые периоды на Земле ($T\sim10^{11}$—10^{12} с); наибольший цикл солн. активности ($T\sim7\cdot10^{8}$ с); обращение Земли вокруг Солнца — год ($T\sim3\cdot10^{7}$ с); обращение Луны вокруг Земли — лунный месяц ($T\sim2{,}4\cdot10^{6}$ с); вращение Земли вокруг своей оси — сутки ($T\sim9\cdot10^{4}$ с); оборот часовой стрелки ($T=4{,}3\cdot10^{4}$ с); оборот минутной стрелки ($T=36\cdot10^{2}$ с); ветровые волны на море ($T\sim1$ с или $\nu\sim1$ Гц); опасные для человека инфразвуки ($\nu=5$—10 Гц); колесо автомобиля при скорости 60 км/ч ($\nu\sim10$ Гц); звук. волны, воспринимаемые человеком на слух ($\nu=20$—$2\cdot10^{4}$ Гц); стандартная частота К. перем. тока ($\nu=50$ Гц); УЗ ($\nu=2\cdot10^{4}$—10^{9} Гц); эл.-магнитного К. радиодиапазона ($\nu=10^{5}$—$3\cdot10^{8}$ Гц); эл.-магн. К. СВЧ диапазона ($\nu=3\cdot10^{8}$—$3\cdot10^{11}$); гиперзвук (ν—10^{9}—10^{13} Гц); типичные колебания атомов в молекуле ($\nu\sim10^{11}$—10^{13} Гц); оптика (видимый свет) ($\nu\sim0{,}4\cdot10^{14}$—$0{,}75\cdot10^{14}$ Гц); УФ излучение ($\nu\sim10^{15}$—10^{17} Гц); рентг. излучение ($\nu\sim10^{18}$—10^{19} Гц); гамма-лучи ($\nu\sim10^{20}$ Гц); короткоживущие частицы — резонансы ($T=10^{-22}$—10^{-24} с).

● Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бишоп Р., Колебания, пер. с англ., 2 изд., М., 1979.

М. А. Миллер, М. И. Рабинович.

КОЛЕБАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ, один из осн. видов внутр. движений тв. тела, когда составляющие его структурные ч-цы (атомы, ионы, молекулы) колеблются около положений равновесия — узлов *кристаллической решётки*. Амплитуда колебаний тем больше, чем выше темп-ра, но всегда существенно меньше, чем постоянная решётки. Когда амплитуда достигает нек-рого критич. значения, крист. структура разрушается, начинается процесс плавления. Наоборот, при понижении темп-ры амплитуда уменьшается. Однако полное прекращение колебаний запрещено законами квант. механики; при $T=0$К атомы совершают нулевые колебания. Энергия нулевых колебаний мала, поэтому с понижением темп-ры все жидкости затвердевают, за исключением жидкого гелия, к-рый затвердевает при $T=0$ К только при повыш. давлении. На тепловые К. к. р. (фон) могут налагаться звук. колебания, вызванные распространением в кристалле *упругих волн*, порождаемых внешним воздействием (удар, периодическая внешняя сила).

Под колебаниями атомов и ионов подразумеваются колебания массивных по сравнению с эл-нами ат. ядер. Это позволяет приписать кристаллу потенц. энергию, зависящую только от координат ядер (адиабатическое приближение).

Силы, к-рые стремятся удержать атомы в положении равновесия, приближённо можно считать пропорциональными их относит. смещениям, как если бы атомы были связаны упругими «пружинками» (рис. 1). Представление кристалла в виде совокупности ч-ц, связанных упругими силами, наз. гармоническим приближением. В такой системе могут распространяться упругие волны разной длины. При

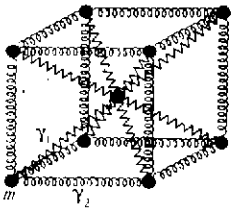


Рис. 1. Представление объёмно-центрированного кубич. кристалла в виде совокупности ч-ц массы m, связанных друг с другом «пружинками» с жёсткостью γ.

λ, бо́льших, чем межатомные расстояния (малые частоты колебаний), гармонич. приближение даёт те же результаты, что и модель кристалла как сплошной упругой среды. Для больших частот, когда длина волны сопоставима с межат. расстояниями, начинает сказываться дискр. ат. структура кристалла, при низких темпрах проявляются квант. эффекты. Это было экспериментально обнаружено по отклонению теплоёмкости от *Дюлонга и Пти закона* и объяснено в теории Эйнштейна (модель кристалла как совокупности гармонич. осцилляторов, колеблющихся с одинаковой частотой) и более строго в теории Дебая, где был учтён непрерывный спектр частот осцилляторов.

Оказалось, что имеется глубокая аналогия между светом и упругими волнами в кристаллах; для последних также имеет место дискретность энергии. Кванты энергии упругих колебаний были названы *фононами*. Энергия фонона равна $\hbar\omega$ (ω — частота колебаний). Звук. волны в кристаллах рассматриваются как распространение *квазичастиц* фононов, тепловые К. к. р.— как термич. возбуждение фононов.

Можно показать, что в кристалле, состоящем из N элементарных ячеек по ν атомов в каждой, существуют $3\nu N-6$ типов простейших колебаний, наз. *нормальными колебаниями* или модами. Их число равно числу степеней свободы у совокупности частиц, составляющих кристалл, за вычетом трёх степеней свободы, отвечающих поступательному, и трёх — вращательному движению кристалла как целого (см. *Степеней свободы число*). Числом 6 можно пренебречь, т. к. $3\nu N$ — величина $\sim10^{22}$—10^{23} для 1 см³ кристалла. В кристалле одновременно могут существовать все возможные нормальные колебания, причём каждое протекает так, как если бы остальных не было вовсе. Любое движение атомов в кристалле,

не нарушающее его микроструктуры, представляется в виде суперпозиции норм. колебаний кристалла (см. *Суперпозиции принцип*).

Каждое норм. колебание можно представить в виде двух упругих плоских бегущих волн, распространяющихся в противоположных направлениях (нормальные волны). Плоская бегущая волна, помимо частоты ω, характеризуется волн. вектором k, а также нек-рым числом σ, к-рое определяет тип и поляризацию волны, т. е. направление смещения отд. атомов. В общем случае имеет место эллиптич. поляризация, когда каждый атом в данном норм. колебании описывает эллипс около своего положения равновесия (рис. 2). При этом нормаль к плоскости эллипса не совпадает по направлению с k. Эллиптич. орбиты одинаковы для идентичных атомов, занимающих эквивалентные положения в решётке. В тех кристаллах, где каждый узел явл. центром симметрии (см. *Симметрия кристаллов*), все норм. волны плоско поляризованы: атомы в любом норм. колебании совершают возвратно-поступат. движения около своих положений равновесия.

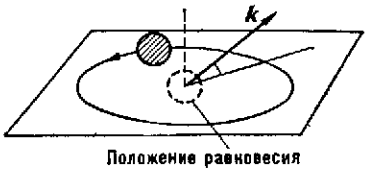


Рис. 2. Эллиптич. поляризация упругих волн в кристалле; k — волн. вектор.

Упругие волны в кристалле всегда обладают дисперсией (см. *Дисперсия волн*). В частности, их фазовая скорость, как правило, отличается от групповой скорости, с к-рой по кристаллу переносится энергия колебаний. Т. к. вз-ствие между атомами конечно по величине, то в кристалле существует нек-рая макс. частота колебаний $\omega_{макс}$ (обычно $\omega_{макс}\sim10^{13}$ Гц). Частоты норм. колебаний могут не сплошь заполнять интервал от $\omega=0$ до $\omega=\omega_{макс}$, в нём могут быть пустые участки (запрещённые зоны). Колебания, частоты к-рых соответствуют запрещённым зонам, и колебания с частотами $\omega>\omega_{макс}$ не могут распространяться в кристалле.

Акустические и оптические ветви нормальных колебаний. Все $3\nu N$ норм. колебаний объединяются в 3ν групп или ветвей с разл. поляризациями по N колебаний в каждой, отличающихся значениями волн. вектора k. Для каждой ветви σ ($\sigma=1, 2, 3, \ldots 3\nu$) существует свой закон дисперсии $\omega=\omega_\sigma(k)$. Если представить кристалл в виде совокупности одинаковых атомов массы m, расположенных на равных расстояниях a друг от друга и связанных попарно «пружинками» с жёсткостью γ так, что они образуют бесконечную цепочку и могут смещаться только вдоль её оси (рис. 3, *а*), то элем. ячейка состоит из одной ч-цы и имеет только одну степень свободы. При этом существует только одна ветвь норм. колебаний с законом дисперсии:

$$\omega(k)=2\sqrt{\gamma/m}\left|\sin\frac{ka}{2}\right|.$$

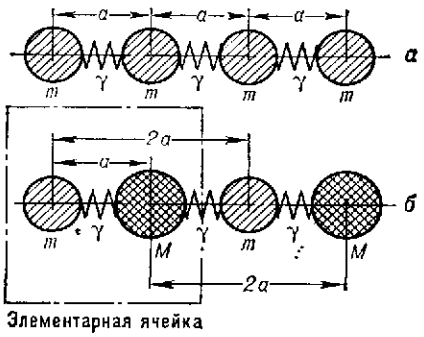


Рис. 3. Простейшие модели кристалла: *а* — линейная одноат. цепочка; *б* — линейная двухат. цепочка; m и M — массы двух ч-ц, составляющих элем. ячейку.

У двухат. линейной цепочки (рис. 3, *б*) ячейка содержит две ч-цы ($\nu=2$) с массами m и M и имеются две ветви с более сложными законами дисперсии (рис. 4).

В трёхмерном кристалле всегда существуют три ветви колебаний $\sigma=1, 2, 3$, наз. акустическими, у к-рых при $k=0$ частоты $\omega=0$. В случае, когда длина волны λ значительно превышает наибольший из периодов пространств. решётки (k — мало́), акустич. ветви характеризуются линейным законом дисперсии $\omega=ck$. Это обычные звук. волны (отсюда термин «акустич. ветвь»), а c — фазовая скорость их распространения, зависящая от направления распространения и поляризации. Они плоско поляризованы в одном из трёх взаимно перпендикулярных направлений, отвечающих трём значениям $\sigma=1, 2, 3$ и соответствующих колебаниям кристалла как сплошной среды. В анизотропном кристалле ни одно из этих направлений обычно не совпадает с направлением распространения волны, т. е. с k. Лишь в упруго-изотропной среде звук. волны имеют чисто продольную и чисто поперечную поляризации. Акустич. ветви охватывают диапазон частот от $\omega=0$ до $\omega\sim10^{13}$ Гц. С уменьшением λ закон дисперсии становится более сложным.

Для остальных $3(\nu-1)$ ветвей смещения атомов в процессе колебаний, соответствующих большой длине волны, происходят так, что центр масс отдельной элем. ячейки покоится (при $k\to0$ атомы движутся «навстречу» друг другу). В *ионных кристаллах* движение такого типа можно возбудить переменным электрич. полем, напр. световой волной с частотой, лежащей в ИК области. Поэтому эти ветви наз. оптическими. Спектр колебаний одноат. цепочки содержит одну акустич. ветвь. В случае двухат. цепочки имеются две ветви — одна акустическая и одна оптическая (рис. 4).

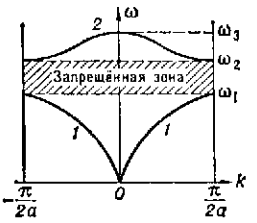


Рис. 4. Закон дисперсии частот двухат. линейной цепочки: *1* — акустич. ветвь; *2* — оптич. ветвь.

Ангармонизм. В действительности межат. «пружинки» не явл. строго линейными, а колебания — строго гармоническими (ангармонизм). Нелинейность межат. «пружинок» мала (малы амплитуды колебаний), однако благодаря ей отдельные норм. колебания не независимы, а связаны друг с другом и между ними возможно вз-ствие. Ангармонизм колебаний, в частности, объясняет тепловое расширение кристаллов, отклонение теплоёмкости от закона Дюлонга и Пти в области высоких темп-р, а также отличие друг от друга изотермич. и адиабатич. упругих постоянных тв. тела и их зависимость от темп-ры и давления.

Локальные и квазилокальные колебания. На характер К. к. р. существенно влияют *дефекты* крист. решётки. Жёсткость «пружинок» и массы ч-ц в области дефекта отличаются от таковых для идеального кристалла. В результате этого норм. волны не явл. плоскими. Напр., если дефект — примесный атом массы m_0, связанный с соседними атомами «пружинками» с жёсткостью γ_0, то может случиться, что собств. частота колебаний дефекта $\omega_0=2\sqrt{\gamma_0/m_0}$ попадёт в запрещённую область частот. В таком колебании активно участвует лишь примесный атом и его ближайшее окружение. Поэтому оно наз. локальным. Если в кристалле дефектов достаточно много, то локальное колебание, возбуждённое на одном дефекте, может перейти на другой. В этом случае локальные колебания обладают узкой полосой частот, т. е. образуют примесную зону частот К. к. р.

В области низких частот могут существовать т. н. квазилокальные колебания, в частности такие колебания имеются в кристалле с тяжёлыми примесными атомами. Квазилокальные колебания при низких темп-рах резко увеличивают решёточную *теплоёмкость*, коэфф. термич. расширения, тепло- и электросопротивление; напр., 2—3% примесных атомов, в 10 раз более тяжёлых, чем атомы осн. решётки, способны при малых темп-рах удвоить

значения решёточной теплоёмкости и коэфф. термич. расширения.

Локальные колебания протяжённых дефектов, напр. *дислокаций*, распространяются вдоль них в виде волн, но в остальной кристалл не проникают. Частоты этих колебаний могут принадлежать как запрещённой, так и разрешённой областям частот осн. решётки, отличаясь от них законом дисперсии. Таковы, напр., звуковые поверхностные волны, возникающие у плоской границы тв. тела (волны Рэлея).

● Займан Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; его же, Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1966; Лейбфрид Г., Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов, пер. с нем., М.—Л., 1963; Марадудин А., Дефекты и колебательный спектр кристаллов, пер. с англ., М., 1969; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНАЯ СИСТЕ́МА, система, способная совершать слабозатухающие *собственные колебания*. Подробнее см. *Осциллятор*.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНАЯ СКО́РОСТЬ частиц, скорость v, с к-рой движутся по отношению к среде в целом ч-цы (бесконечно малые части среды), колеблющиеся около положения равновесия при прохождении звук. волны. К. с. следует отличать как от скорости движения самой среды, так и от скорости распространения звук. волны или скорости звука c. Величина $v \ll c$ при распространении звуковых и УЗ волн в любых средах (газах, жидкостях, тв. телах) и при любых достижимых *интенсивностях звука*.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНОЕ СМЕЩЕ́НИЕ частиц, смещение ξ ч-ц среды по отношению к среде в целом, обусловленное прохождением звук. волны. Направление К. с. может совпадать или не совпадать с направлением распространения волны в зависимости от типа волны (см. *Упругие волны*). При всех достижимых *интенсивностях звука* К. с. $\xi < \lambda$, где λ — длина звуковой волны.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНЫЕ СПЕ́КТРЫ (вибрационные спектры), спектры молекул, обусловленные колебаниями в них атомов. К. с. обычно состоят из отдельных спектр. полос. Наблюдаются К. с. поглощения (см. *Инфракрасная спектроскопия*) и *комбинационного рассеяния света* в близкой и средней ИК областях спектра. Подробнее см. в ст. *Молекулярные спектры*, *Спектры кристаллов*.

КОЛЕБА́ТЕЛЬНЫЙ КО́НТУР, электрич. цепь, содержащая катушку индуктивности L, конденсатор C и сопротивление R, в к-рой могут возбуждаться электрич. колебания. Если в нек-рый момент времени зарядить конденсатор до напряжения V_0, то его разряд (при малом R) носит колебат. хар-р. При свободных колебаниях в отсутствии потерь ($R=0$) напряжение на обкладках конденсатора меняется во времени t по закону: $V = V_0 \cos \omega_0 t$, а ток в катушке индуктивности: $I = I_0 \sin \omega_0 t$, т. е. в К. к. возбуждаются собственные гармонич. колебания напряжения и тока с частотой $\omega_0 = 2\pi/T_0$, где T_0 — период собств. колебаний, равный: $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$. В К. к. дважды за период происходит перекачка энергии из электрич. поля конденсатора в магнитное поле катушки индуктивности и обратно.

В реальных К. к. часть энергии теряется ($R \neq 0$), что приводит к затуханию колебаний. Амплитуда колебаний постепенно уменьшается, так что напряжение на обкладках конденсатора меняется уже по закону: $V = V_0 e^{-\delta t} \cos \omega t$, где $\delta = R/2L$ — коэфф. затухания, а $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ — частота затухающих свободных колебаний. Т. о., потери приводят к изменению не только амплитуды колебаний, но и их периода $T = 2\pi/\omega$. Кач-во К. к. обычно характеризуют его добротностью $Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$. Величина Q определяет число колебаний, к-рое совершит К. к. после однократной зарядки его конденсатора, прежде чем амплитуда колебаний уменьшится в e раз.

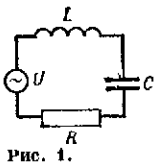


Рис. 1.

Если включить в К. к. генератор с переменной эдс $U = U_0 \cos \Omega t$ (рис. 1), то в К. к. возникнет колебание, являющееся суммой его собств. колебаний с частотой $\tilde{\omega}$ и вынужденных — с частотой Ω. Через нек-рое время собств. колебания в контуре затухнут и останутся только вынужденные, амплитуда к-рых определяется соотношением

$$V_0 = \frac{\omega_0^2 U_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\delta^2\Omega^2}},$$

т. е. зависит не только от амплитуды внешней эдс U_0, но и от её частоты Ω. Зависимость амплитуды колебаний в К. к. от Ω наз. резонансной характеристикой контура (рис. 2). Резкое увеличение амплитуды (*резонанс*) имеет место при значениях Ω, близких к собств. частоте ω_0 К. к. При $\Omega = \omega_0$ амплитуда колебаний $V_{макс}$ в Q раз превышает амплитуду внешней эдс U_0. Т. к. обычно $Q \gg 1$, то К. к. позволяет выделить из множества колебаний те, частоты к-рых близки к ω_0. Именно это св-во (избирательность) К. к. используется на практике. Область (полоса) частот $\Delta\Omega$ вблизи ω_0, в пределах к-рой амплитуда колебаний в К. к. меняется мало, зависит от его добротности $Q = \frac{\omega}{\Delta\Omega}$. Системы с двумя или несколькими связанными между собой К. к. могут обладать резонансной кривой, близкой к прямоугольной (пунктир

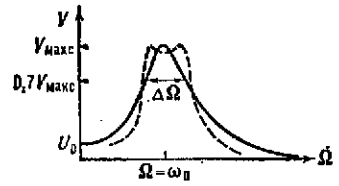


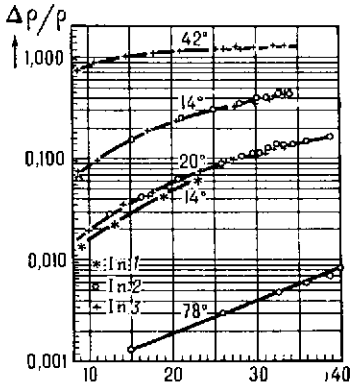
Рис. 2. Резонансная кривая колебат. контура: ω_0 — частота собств. колебаний; Ω — частота вынужденных колебаний. Пунктир — резонансная кривая двух связанных контуров.

на рис. 2), что важно для практич. приложений.

К. к. обычно применяются в кач-ве резонансной системы радиотехн. устройств в диапазоне частот от 50 кГц до 300 МГц. На более высоких частотах роль К. к. играют отрезки двухпроводных и коаксиальных линий передачи, а также *объёмные резонаторы* и *открытые резонаторы*.

● Основы теории колебаний, М., 1978; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979; Основы теории колебаний, М., 1978.

КО́ЛЕРА ПРА́ВИЛО, утверждает, что относит. изменение электрич. сопротивления $\Delta\rho/\rho$ *металла* в магн. поле напряжённостью H (*магниторезистивный эффект*) при разных темпрах T и у разл. образцов (разное кол-



Зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ трёх образцов индия от эфф. напряжённости поля, равной $H/\rho(0, T)$, при разных темп-рах.

во примесей и *дефектов* решётки) может быть выражено единой универсальной зависимостью (рис.):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H, T) - \rho(0, T)}{\rho(0, T)} = f\left[\frac{H}{\rho(0, T)}\right],$$

$\rho(0, T)$ — электрич. сопротивление при $H=0$, $\rho(H, T)$ — электрич. сопротивление при $H \neq 0$. Правило сформулировано нем. физиком М. Колером (M. Kohler) и установлено эмпирически в 1938. К. п. объясняется тем, что гл. причина изменения ρ в магнитном поле — изменение движения эл-нов под действием *Лоренца силы*, а

$\frac{H}{\rho(0,T)} \sim \frac{l}{r_H}$ (l — длина свободного пробега эл-на, r_H — радиус его траектории в поле H). К. п. неприменимо к монокристаллам металлов (см. *Гальваномагнитные явления*).

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ, определение концентрации в-в в смесях по их спектрам поглощения и испускания. Осуществляется путём сравнения интенсивности линий искомого в-ва с интенсивностью линий стандартного в-ва (в-ва с известным количеств. составом). См. *Спектральный анализ*.

КОЛИЧЕСТВО ДВИЖЕНИЯ (импульс), мера механич. движения, равная для материальной точки произведению её массы m на скорость v. К. д. mv — величина векторная, направленная так же, как скорость точки. Под действием силы К. д. точки изменяется в общем случае и численно, и по направлению; это изменение определяется вторым (основным) законом динамики (см. *Ньютона законы механики*).

К. д. Q механич. системы равно геом. сумме К. д. всех её точек или произведению массы M всей системы на скорость v_c её центра масс: $Q = \Sigma m_k v_k = M v_c$. Изменение К. д. системы происходит под действием только внеш. сил, т. е. сил, действующих на систему со стороны тел, в эту систему не входящих. Согласно теореме об изменении К. д., $Q_1 - Q_0 = \Sigma S_k^e$, где Q_0 и Q_1 — К. д. системы в начале и в конце нек-рого промежутка времени, S_k^e — импульсы внеш. сил F_k^e (см. *Импульс силы*) за этот промежуток времени (в дифф. форме теорема выражается ур-нием $\frac{dQ}{dt} = \Sigma F_k^e$). Этой теоремой пользуются при решении мн. задач *динамики*, в частности в теории *удара*.

Для замкнутой системы, т. е. системы, не испытывающей внеш. воздействий, или в случае, когда геом. сумма действующих на систему внеш. сил равна нулю, имеет место закон сохранения К. д. При этом К. д. отд. частей системы (напр., под действием внутр. сил) могут изменяться, но так, что величина $Q = \Sigma m_k v_k$ остаётся постоянной. Этот закон объясняет такие явления, как реактивное движение, отдача (или откат) при выстреле, работа гребного винта или вёсел. Напр., если рассматривать ружьё и пулю как одну систему, то давление пороховых газов при выстреле будет для этой системы силой внутренней и не может изменить К. д. системы, равное до выстрела нулю. Поэтому, сообщая пуле К. д. $m_1 v_1$, направленное к дульному срезу, пороховые газы сообщат одновременно ружью численно такое же, но противоположно направленное К. д. $m_2 v_2$, что вызовет отдачу; из равенства $m_1 v_1 = m_2 v_2$ (где v_1, v_2 — численные значения скоростей), зная скорость v_1 пули при вылете из ствола, можно найти наибольшую скорость v_2 отдачи (а для орудия — наибольшую скорость отката).

При скоростях, близких к скорости света c, К. д. свободной ч-цы определяется ф-лой $p = mv/\sqrt{1-\beta^2}$, где $\beta = v/c$; когда $v \ll c$, эта ф-ла переходит в обычную: $p = mv$ (см. *Относительности теория*).

К. д. обладают и *поля физические* (электромагнитные — см. *Импульс электромагнитного поля*, гравитационные и др.). К. д. поля характеризуется его плотностью (отношением К. д. элем. объёма к этому объёму) и выражается через напряжённость поля или его потенциал и т. д.

О К. д. элем. ч-ц см. *Квантовая механика*.

С. М. Тарг.

КОЛИЧЕСТВО ОБЛУЧЕНИЯ, то же, что *энергетическая экспозиция*.

КОЛИЧЕСТВО ОСВЕЩЕНИЯ, то же, что *экспозиция*.

КОЛЛЕКТИВНАЯ ЛИНЗА (коллектив) (от лат. collectivus — собирательный), собирающая плосковыпуклая *линза* (или система линз), применяемая в оптич. системе для уменьшения *виньетирования* наклонных пучков без увеличения поперечных размеров системы, находящейся после неё. К. л. располагается в плоскости действит. изображения объекта (или вблизи неё), так что она не оказывает существенного влияния на величину и положение изображения объекта, даваемого оптич. системой. К. л. явл. составной частью линзовых *оборачивающихся систем*.

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. Система, состоящая из большого числа взаимодействующих ч-ц, приобретает т. н. коллективные св-ва, к-рые проявляются в согласованности движения всех её ч-ц. Это движение в классич. механике описывается как распространение в системе совокупности волн для т. н. коллективных степеней свободы (зависящих от координат всех ч-ц системы). Такие волны могут обмениваться энергией и импульсом, т. е. взаимодействовать между собой; это вз-ствие и наз. К. в. В квант. теории возбуждение коллективных степеней свободы или соответствующих им волн рассматривается как рождение *квазичастиц*, а К. в.— как вз-ствие между ними. Напр., коллективным степеням свободы в крист. решётке соответствуют нормальные колебания её атомов или, на языке квант. физики, *фононы*. Во вз-ствии фононов принимают участие все атомы решётки, в этом проявляется коллективный хар-р вз-ствия. Др. пример К. в.— вз-ствие между *спиновыми волнами* (магнонами) в ферромагнетиках. К К. в. относят также и вз-ствие между квазичастицами разной физ. природы, напр. магнонов с фононами.

● Бом Д., Общая теория коллективных переменных, пер. с англ., М., 1964.

Д. Н. Зубарев.

КОЛЛЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ заряженных ч-ц, ускорение заряж. ч-ц в электрич. поле, к-рое создаётся коллективным воздействием ансамбля ускоряемых и посторонних ч-ц. Эти методы ускорения отличаются от обычных, применяемых в «классич.» *ускорителях*, где ускоряющее поле создаётся внеш. генератором. Идея К. м. у. восходит к В. И. Векслеру (1956). Суть К. м. у. состоит в том, что образованный тем или иным способом движущийся плотный сгусток эл-нов увлекает своим электрич. полем положит. ч-цы (протоны, ионы), сообщая им энергию, превышающую энергию эл-нов. Конечная энергия ионов во столько раз больше энергии эл-нов того же сгустка, во сколько раз масса иона больше массы эл-на; если ускоряются протоны, то это отношение равно 1836. Предложено свыше 10 схем К. м. у., отличающихся прежде всего способом создания движущихся сгустков релятив. эл-нов. Все они находятся в стадии разработки, наиб. разработанные из них описаны ниже.

Ускорение ионов интенсивным релятивистским электронным пучком. Пучок эл-нов, попадая в разреж. газ и ионизуя его, ускоряет часть ионов газа до энергий, значительно превышающих энергию эл-нов. Механизм ускорения окончательно пока не выяснен, предполагается, что ионы увлекаются электронным сгущением, образующимся на фронте пучка. Входящий в газ пучок тормозится собств. кулоновским полем, его передние ч-цы (фронт) замедляются, образуя более плотный сгусток. Происходящая под влиянием эл-нов ионизация газа постепенно нейтрализует «хвост» электронного пучка, его тормозящее действие ослабляется, и «голова» пучка всё время продвигается вперёд со скоростью, определяемой скоростью нейтрализации, увлекая за собой ионы газа. Т. о., электронный сгусток движется со скоростями, зависящими от времени ионизации. Положительно заряж. ионы, попавшие в начальный момент в уплотнённую часть электронного пучка, удерживаются отрицательно заряж. эл-нами и движутся вместе с таким скачком плотности вдоль трубки с той же скоростью, а следовательно (из-за их большой массы), обладают во много раз большей энергией, чем эл-ны. Разработаны способы управления скоростью движения фронта ионизации, что явл. решающим для этого метода.

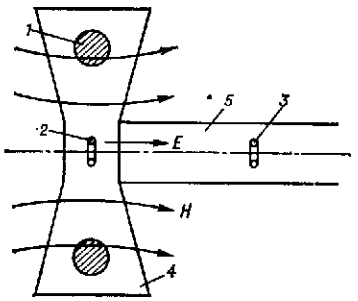
Авторезонансный метод ускорения в интенсивном релятив. электронном пучке. Состоит в использовании для ускорения ионов электрич. поля волн плотности заряда, бегущих в электронном пучке, находящемся в магн.

поле (идея, экспериментально ещё не подтверждена).

Принцип автоускорения основан на перераспределении энергии между ч-цами сгустка. При вз-ствии интенсивного сгустка ускоряемых ч-ц с окружающей средой одни ч-цы сгустка могут отдавать энергию среде, а другие получать от неё эту же энергию и ускоряться. Принцип автоускорения проверен экспериментально на резонансных структурах типов *радиоволновода*, *объёмного резонатора*. Он позволяет в неск. раз увеличить энергию интенсивного сгустка ч-ц.

Плазменный метод ускорения заключается в применении для ускорения ионов электрич. поля волн в *плазме*. При прохождении мощных электронных пучков сквозь плазму создаются условия, при к-рых часть энергии пучка расходуется на создание плазм. волны. Чтобы обеспечить регулярность этой волны, используется предварит. небольшая модуляция электронного пучка внеш. эл.-магн. полем. Изменяя частоту и фазу модуляции, а также плотность плазмы, можно управлять возникающей волной и сделать её пригодной для ускорения ч-ц. Осн. трудность метода состоит в эфф. возбуждении устойчивой сильной плазменной волны, имеющей требуемые для захвата и ускорения ч-ц параметры.

Ускорение ионов электронными кольцами (Векслер, 1967). В релятив. электронных то́ковых кольцах, в к-рые вводятся положит. ионы, кулоновское расталкивание эл-нов почти



Упрощённая схема ускорителя с то́ковыми кольцами: *1* — электронное кольцо, первоначально образованное в магн. поле *H*; *2* — сжатое кольцо, удерживающее ионы; *3* — кольцо, ускоряемое электрич. полем вместе с «захваченными» ионами; *4* — вакуумная камера; *5* — ускорит. трубка (волновод).

полностью компенсируется взаимным притяжением параллельных нитей тока, так что для устойчивости кольца достаточна небольшая дополнит. фокусирующая сила (внеш. фокусирующее поле или небольшая примесь положит. ионов). Сами же ионы будут удерживаться в кольце сильным кулоновским полем интенсивного кольца и при движении кольца увлекаться им, что создаёт возможность их ускорения. Этот вариант коллективного ускорения ионов имеет наибольшее практич. значение. В ОИЯИ (Дубна) впервые реализовано ускорение тяжёлых ионов то́ковыми кольцами. Интенсивный электронный пучок из линейного ускорителя «свёртывается» магн. полем в кольцо, затем благодаря сильному увеличению магн. поля это кольцо сжимается, становясь более плотным, в него вводятся ионы (образующиеся обычно за счёт ионизации газа в камере), после чего кольцо ускоряется перпендикулярно его плоскости (внеш. электрич. полем или выталкиванием из сильного магн. поля), увлекая с собой ионы и ускоряя их (рис.).

● Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П., Мощные электронные пучки и их применение, М., 1977; Саранцев В. П., Перельштейн Э. А., Коллективное ускорение ионов электронными кольцами, М., 1979. *Э. Л. Бурштейн.*

КОЛЛИМА́ТОР (от collimo, вместо правильного лат. collineo — направляю по прямой линии), оптич. устройство для получения пучков параллельных лучей. К. состоит из *объектива* или вогнутого зеркала, в фокальной плоскости к-рого помещён освещённый предмет. Наиболее часто таким предметом служит отверстие непрозрачной *диафрагмы*. Объектив и предмет укреплены в зачернённой изнутри трубе (или корпусе иной формы). Параллельность пучка, выходящего из К., явл. приближённой: лучи, испущенные одной точкой предмета, не могут быть совершенно точно параллельными между собой вследствие дифракции и аберраций объектива (см. *Аберрации оптических систем*); конечность размеров предмета обусловливает расхождение пучков лучей, исходящих из разных его точек. Фокусное расстояние, действующее отверстие и качество исправления аберраций объектива, а также форма и размеры предмета выбираются в соответствии с назначением К. и условиями его использования. К. применяются, напр., в астрономии для выверки больших измерит. инструментов и определения их коллимационной ошибки, в спектр. приборах для получения пучков света, направляемых в диспергирующую систему, в разнообразных измерит., испытат. и выверочных оптикомеханич. приборах. К. входит в состав автоколлимационных устройств (см. *Автоколлиматор*, *Автоколлимация*).

КОЛОРИ́МЕТР (от лат. color — цвет и греч. 'metréō — измеряю), 1) К. трёхцветный — прибор для измерения цвета в одной из трёхмерных колориметрич. систем, в к-рой предполагается, что любой цвет может быть представлен как результат оптич. сложения (смешения) определ. кол-в трёх цветов, принимаемых в ней за *основные цвета* (см. *Колориметрия*).

В визуальных колориметрах эти кол-ва осн. цветов — т. н. координаты цвета — подбираются наблюдателем так, чтобы получить цвет, неотличимый на глаз от измеряемого цвета ($Ц$). Результаты подбора фиксируются на измерит. шкалах К. В простейшем визуальном К. — диске Максвелла — оптич. смешение осн. цветов происходит при быстром попеременном восприятии их наблюдателем одного за другим. Внеш. кольцо этого диска разделено на три сектора. Регулировкой величины каждого сектора, окрашенного в один из осн. цветов, добиваются того, чтобы при быстром вращении диска воспринимаемый цвет не отличался от цвета образца, помещённого в центр диска. Более распространены визуальные К., в к-рых оптич. смешение осуществляется в пространстве одновременным освещением белой поверхности тремя световыми потоками с разл. цветовыми хар-ками; вклад каждого потока в получаемый цвет регулируется изменением его интенсивности.

Результаты измерений могут быть представлены в виде $Ц = к'(К) + з'(З) + с'(С)$, где $к'$, $з'$, $с'$ — считываемые по шкалам координаты $Ц$ в системе осн. цветов прибора $К$, $З$ и $С$ (обычно красного, зелёного и синего). Зная $к'$, $з'$ и $с'$, можно рассчитать координаты $Ц$ и в любой др. трёхмерной колориметрич. системе (с др. основными цветами); для этого достаточно знать координаты цветов $К$, $З$ и $С$ в такой др. системе. Чаще всего К. градуируют для пересчёта результатов измерений в международную систему XYZ.

Фотоэлектрические колориметры составляют др. класс К. В проводимых с их помощью измерениях используются соотношения, позволяющие рассчитать координаты цвета измеряемого излучения по его спектр. составу $I(\lambda)$ (интенсивности излучения как ф-ции длины волны). Эти соотношения представляют собой интегралы от произведений $I(\lambda)$ на удельные координаты цвета — известные ф-ции (т. н. кривые сложения) длины волны (в международной системе XYZ это ф-ции $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$). Фотоэлектрич. К. разделяются на спектроколориметры и приборы с селективными приёмниками. В первых измеряемое излучение разлагается диспергирующими призмами (или дифракционными решётками) в спектр, «считываемый» фотоэлектрич. приёмником. Сигналы приёмника непрерывно или через равные малые интервалы длин волн умножаются на ф-ции $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ и $\bar{z}(\lambda)$ и интегрируются по всему видимому спектру; результаты интегрирования представляют собой координаты измеряемого излучения. В К. с селективными приёмниками используются три приёмника излучения со *светофильтрами* или один приёмник, перед к-рым последовательно вводятся три светофильтра. Каждый светофильтр явл. комбинацией цветных

стёкол; их толщины рассчитывают так, чтобы с макс. точностью привести *спектральные чувствительности* сочетаний приёмник — светофильтр к кривым $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$. Если это осуществлено, то значения трёх фототоков пропорц. координатам цвета x, y, z.

Фотоэлектрич. К. разл. типов применяются в пром-сти для контроля цвета источников света, светофильтров и отражающих материалов, экранов цветных и чёрно-белых телевизоров и мн. др. изделий. Наиболее точные данные о цвете дают спектроколориметры. Высокой точностью измерений отличаются также фотоэлектрич. компараторы цвета, в к-рых измеряемый цвет сравнивается с близким по спектр. составу цветом эталонного образца.

2) К. в химии — оптич. прибор для измерения концентраций в-в в р-рах. Действие К. основано на св-ве окрашенных р-ров поглощать проходящий через них свет тем сильнее, чем выше в них концентрация с окрашивающего в-ва. Все измерения при помощи К. проводятся в монохроматич. свете того участка спектра, к-рый наиболее сильно поглощается данным в-вом в р-ре (и слабо — др. компонентами раствора). Поэтому К. снабжаются набором светофильтров.

●Гуревич М. М., Цвет и его измерение, М.—Л., 1950; Фотоэлектрические приборы для цветовых и спектральных измерений, М., 1969 (Светотехнические изделия, в. 10).

Д. А. Шкловер.

КОЛОРИМЕ́ТРИЯ (цветовые измерения), наука о методах измерения и количеств. выражении цвета. В результате цветовых измерений (ЦИ) определяются три числа, т. н. цветовые координаты (ЦК), полностью определяющие цвет при нек-рых строго стандартизованных условиях его рассматривания.

Цветовые координатные системы и цветность. Основой матем. описания цвета в К. явл. экспериментально установленный факт, что любой цвет при соблюдении упомянутых условий можно представить в виде смеси (суммы) определённых кол-в трёх линейно независимых цветов, т. е. таких цветов, каждый из к-рых не может быть представлен в виде суммы к.-л. кол-в двух других цветов. Групп (систем) линейно независимых цветов существует бесконечно много, но в К. используются лишь нек-рые из них. Три выбранных линейно независимых цвета наз. *основными цветами* (ОЦ); они определяют цветовую координатную систему (ЦКС). Тогда три числа, описывающие данный цвет, явл. кол-вами ОЦ в смеси, цвет к-рой зрительно неотличим от данного цвета; эти три числа и есть ЦК данного цвета.

Эксперим. результаты, к-рые кладут в основу разработки колориметрич. ЦКС, получают при усреднении данных наблюдений (в строго определённых условиях) большим числом наблюдателей; поэтому они не отражают точно св-в цветового зрения к.-л. конкретного наблюдателя, а относятся к т. н. среднему стандартному колориметрич. наблюдателю. Будучи отнесены к стандартному наблюдателю в определённых неизменных условиях, стандартные результаты смешения цветов и построенные на их основе колориметрич. ЦКС описывают фактически лишь физ. аспект цвета, не учитывая изменения цветовосприятия глаза при изменении условий наблюдения, интенсивности цвета и по др. причинам (см. *Цвет*).

Когда ЦК к.-л. цвета откладывают по трём взаимно перпендикулярным координатным осям, этот цвет геометрически представляется точкой в трёхмерном, т. н. цветовом, пространстве (ЦП) или же вектором, начало к-рого совпадает с началом координат, а конец — с упомянутой точкой цвета. Точечная и векторная геом. трактовки цвета равноценны и обе используются в К. Точки, представляющие все реальные цвета, заполняют нек-рую область ЦП. Но математически все точки пр-ва равноправны, поэтому можно условно считать, что и точки вне области реальных цветов представляют нек-рые цвета. Такое расширение толкования цвета как матем. объекта приводит к понятию нереальных цветов, к-рые невозможно наблюдать или как-либо реализовать практически. Тем не менее с этими цветами можно производить матем. операции так же, как и с реальными цветами, что оказывается чрезвычайно удобным. За единичные кол-ва ОЦ в ЦКС принимают такие их кол-ва, к-рые дают в смеси нек-рый исходный (опорный) цвет (чаще всего белый).

Своего рода «качество» цвета, наз. его цветностью, геометрически удобно характеризовать в двумерном пр-ве — на «единичной» плоскости ЦП, проходящей через три единичные точки координатных осей (осей ОЦ). Линии пересечения единичной плоскости с координатными плоскостями образуют на ней т. н. цветовой треугольник, в вершинах к-рого находятся единичные значения ОЦ. Если такой треугольник — равносторонний, его часто наз. треугольником Максвелла. Цветность к.-л. цвета определяется не тремя его ЦК, а соотношением между ними, т. е. положением в ЦП прямой, проведённой из начала координат через точку данного цвета. Другими словами, цветность определяется только направлением цветового вектора, а не абс. его величиной и, следовательно, её можно охарактеризовать положением точки пересечения этого вектора с единичной плоскостью. Вместо треугольника Максвелла часто используют цветовой треугольник более удобной формы — прямоуг. и равнобедренный. Положение точки цветности в нём определяется двумя координатами цветности, каждая из к-рых равна частному от деления одной из ЦК на сумму всех трёх ЦК. Двух координат цветности достаточно, т. к., по определению, сумма её трёх координат равна 1. Точка цветности опорного цвета, для к-рой три координаты равны между собой (каждая равна $^1/_3$), находится в центре тяжести цветового треугольника.

Представление цвета с помощью ЦКС должно отражать св-ва цветового зрения человека. Поэтому предполагается, что в основе всех ЦКС лежит т. н. физиологическая ЦКС. Эта система определяется тремя ф-циями *спектральной чувствительности* (СЧ) трёх разл. типов приёмников света (наз. колбочками), к-рые расположены в сетчатке глаза человека и реакции к-рых, согласно наиболее употребительной трёхкомпонентной теории цветового зрения, ответственны за человеческое цветовосприятие. Реакции этих приёмников на излучение считаются ЦК в физиол. ЦКС, но ф-ции СЧ глаза не удаётся установить прямыми измерениями. Их определяют косвенным путём и не используют непосредственно в кач-ве основы построения колориметрич. систем.

Смешение цветов; кривые сложения. Св-ва цветового зрения учитываются в К. по результатам экспериментов со смешением цветов. В таких экспериментах выполняется зрит. уравнивание чистых спектральных цветов одинаковой интенсивности (соответствующих *монохроматическому свету* с разл. длинами волн) со смесями трёх ОЦ. Оба цвета (чистый спектральный и смесь) наблюдают рядом на двух половинках фотометрич. поля сравнения. По достижении уравнивания измеряются кол-ва трёх ОЦ и их отношения к единичным кол-вам ОЦ. Полученные величины явл. ЦК уравниваемого цвета в ЦКС. Если единичные кол-ва красного, зелёного и синего ОЦ обозначить как (K), (3), (C), а их кол-ва в смеси (ЦК) — $к'$, $з'$, $с'$, то результат уравнивания можно записать в виде цветового ур-ния: $Ц^* = к'(K) + з'(3) + с'(C)$. Описанная процедура не позволяет уравнять большинство чистых спектр. цветов со смесями трёх ОЦ прибора. В таких случаях нек-рое кол-во одного из ОЦ (или даже двух) добавляют к уравниваемому цвету. Цвет получаемой смеси уравнивают со смесью оставшихся двух ОЦ прибора (или с одним). В цветовом ур-нии это формально учитывают переносом соответствующего члена из левой части в правую. Так, если в поле измеряемого цвета был добавлен красный цвет, то $Ц^* = -к'(K) + з'(3) + с'(C)$. При допущении отрицат. значений ЦК уже все спектр. цвета можно выразить через выбранную тройку ОЦ. При

усреднении результатов подобной процедуры для неск. наблюдателей получают усреднённые значения кол-в трёх ОЦ (**удельные координаты** Ц), смесь к-рых зрительно неотличима от чистого спектрального цвета.

Графич. зависимости кол-в ОЦ от длины волны дают т. н. кривые сложения цветов, или **кривые сложения**, по к-рым можно рассчитать кол-ва ОЦ, требуемые для получения смеси, зрительно неотличимой от цвета излучения сложного спектр. состава, т. е. определить ЦК такого цвета в ЦКС. Для этого цвет сложного излучения представляют в виде суммы чистых спектр. цветов, соответствующих его монохроматич. составляющим (с учётом их интенсивности). Возможность такого представления основана на одном из опытно установленных законов смешения цветов, согласно к-рому ЦК цвета смеси равны суммам соответствующих координат смешиваемых цветов. Т. о., кривые сложения характеризуют реакции на к.-л. излучение трёх разных типов приёмников света в человеческом глазе. Очевидно, что ф-ции СЧ этих приёмников представляют собой кривые сложения в физиол. ЦКС. Каждой из бесконечно большого числа возможных ЦКС соответствует своя группа из трёх кривых сложения, причём все группы сложения связаны между собой линейными соотношениями. Следовательно, кривые сложения любой ЦКС можно считать линейными комбинациями ф-ций СЧ трёх типов приёмников человеческого глаза.

Фактически основой всех ЦКС явл. система, кривые сложения к-рой были определены экспериментально описанным выше способом. Её ОЦ явл. чистые спектр. цвета, соответствующие монохроматич. излучениям с дл. волн 700,0 (красный), 546,1 (зелёный) и 435,8 (синий) нм. Исходная (опорная) цветность — цветность равноэнергетич. белого цвета E (т. е. цвета излучения с равномерным распределением интенсивности по всему видимому спектру). Кривые сложения этой системы, принятой Междунар. комиссией по освещению (МКО) в 1931 и известной под назв. междунар. колориметрич. системы МКО *RGB* (от англ., нем. red, rot — красный, green, grün — зелёный, blue, blau — синий, голубой), показаны на рис. 1. Кривые сложения системы МКО *RGB* имеют отрицат. участки (отрицат. кол-ва ОЦ) для нек-рых спектр. цветов, что неудобно при расчётах. Поэтому наряду с системой *RGB* МКО в 1931 приняла другую ЦКС, систему *XYZ*, в к-рой отсутствовали недостатки системы *RGB* и к-рая дала ряд возможностей упростить расчёты. ОЦ (X), (Y), (Z) системы *XYZ* — это нереальные цвета, выбранные так, что кривые сложения этой системы (рис. 2) не имеют отрицат. участков, а координата Y равна *яркости* наблюдаемого окрашенного объекта, т. к. кривая сложения $\bar{y}$ совпадает с ф-цией **относительной** *спектральной световой эффективности* стандартного наблюдателя МКО для дневного зрения. На рис. 3 показан график цветностей (цветовой треугольник) x, y системы *XYZ*. На нём приведены линия спектр. цветностей, линия пурпурных цветностей, цветовой треугольник (R) (G) (B) системы МКО *RGB*, линия цветностей излучения *абсолютно чёрного тела* и точки цветностей стандартных источников освещения МКО *A*, *B*, *C* и *D*. Цветность равноэнергетич. белого цвета *E* (опорная цветность системы *XYZ*) находится в центре тяжести цветового треугольника этой системы. Система *XYZ* получила всеобщее распространение и широко используется в К. Но она не отражает цветоразличит. св-в глаза, т. е. одинаковым расстояниям на графике цветностей x, y в разл. его частях не сопутствуют одинаковые зрит. различия между соответствующими цветами при одинаковой яркости (см. *Цветовой контраст*). Создать полностью зрительно однородное ЦП до сих пор не удаётся. В осн. это связано с нелинейным характером зависимости зрит. восприятия от интенсивности возбуждения светочувствит. приёмников в сетчатке глаза. Предложено много эмпирич. формул для подсчёта числа цветовых различий (**порогов цветоразличения**) между разл. цветами. Более ограниченная задача — создание зрительно однородного графика цветностей — приблизительно решена. МКО в 1960 рекомендовала такой график u, v, полученный в 1937 Д. Л. Мак-Адамом путём видоизменения графика, предложенного Д. Б. Джаддом (оба — США) на основании многочисл. эксперим. данных. Для подсчёта числа порогов цветоразличения ΔE между разл. цветами обычно используется эмпирич. формула Г. Вышецкого (Канада):

$$\Delta E = \sqrt{(U_1-U_2)^2+(V_1-V_2)^2+(W_1-W_2)^2},$$

где $W=25\,Y^{1/3}-17$, $U=13\,W(u-u_0)$, $V=13\,W(v-v_0)$. Здесь u_0, v_0 — цветность опорного белого цвета, Y — коэфф. отражения в данной точке объекта в % (100% для источника освещения или идеально отражающей поверхности). В 1976 МКО рекомендовала применять эту ф-лу в несколько модифицированном виде.

Приведённое описание показывает, что цель процесса измерения цвета — определение его ЦК в нек-рой ЦКС. Чаще всего это — стандартная колориметрич. система МКО *XYZ*. Когда цвет представлен спектр. распределением излучения (испускаемого источником, либо отражённого или пропущенного предметом), то для нахождения его ЦК нужно использовать кривые сложения как взвешивающие ф-ции, оценивающие это излучение. Такая оценка может выполняться двумя путями.

Измерение цвета с использованием кривых сложения. Первый путь (т. н. спектрофотометрич. метод ЦИ) состоит в измерении спектр. распределения энергии излучения и последующем расчёте ЦК при перемножении найденной ф-ции спектр. распределения на три ф-ции сложения и интегрировании произведений. Если $E(\lambda)$ — ф-ция спектр. распределения энергии излучения источника, $\rho(\lambda)$ — ф-ция

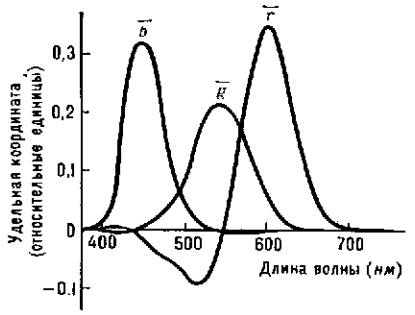


Рис. 1. Кривые сложения для ЦКС МКО *RGB*.

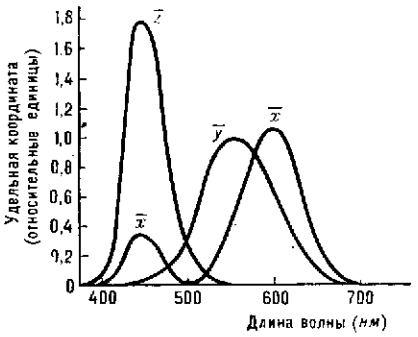


Рис. 2. Кривые сложения для ЦКС МКО *XYZ*.

Рис. 3. График цветностей x, y системы МКО *XYZ* и цветовой треугольник системы МКО *RGB*.

спектр. отражения или пропускания излучения предметом, а $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ — ф-ции сложения, то ЦК X, Y, Z определяются след. образом:

$$X=\int_{380}^{760} E(\lambda)\,\rho(\lambda)\,\bar{x}(\lambda)\,d\lambda;$$

$$Y=\int_{380}^{760} E(\lambda)\rho(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda;$$

$$Z=\int_{380}^{760} E(\lambda)\rho(\lambda)\bar{z}(\lambda)\,d\lambda$$

(интегрирование проводится в диапазоне длин волн видимого излучения — от 380 до 760 нм). Практически интегрирование заменяют суммированием через интервалы $\Delta\lambda$ (от 5 до 10 нм), т. к. подынтегральные спектральные ф-ции обычно неудобны для интегрирования: $X=\Delta\lambda\Sigma_\lambda E(\lambda)\rho(\lambda)\bar{x}(\lambda)$ и т. д. Спектр. распределение излучения и спектр. хар-ку отражения (пропускания) измеряют, разлагая свет в спектр, напр. в *спектрофотометре* или *монохроматоре*. Кривые сложения задаются в виде таблиц значений удельных координат через 5 или 10 нм. Имеются также таблицы величин $E(\lambda)\bar{x}(\lambda)$ и т. д. для стандартных источников света МКО A, B, C, D, представляющих наиболее типичные условия естеств. (B, C и D) и искусств. (A) освещения.

Второй путь ЦИ на основе кривых сложения — это анализ излучения с помощью трёх приёмников света, ф-ции СЧ к-рых совпадают с кривыми сложения. Каждый такой светоэлектрич. преобразователь выполняет действия перемножения двух спектр. ф-ций и интегрирования произведений, в результате чего на его выходе электрич. сигнал равен (при соответствующей калибровке прибора) одной из ЦК. Подобные цветоизмерит. приборы наз. фотоэлектрическими (или объективными) *колориметрами*. Они оценивают результирующее излучение, учитывая как избират. отражение (или пропускание) несамосветящихся предметов, так и освещение, т. е. прибор «видит» то, что видит глаз. Осн. трудностью при изготовлении фотоэлектрич. колориметров явл. достаточно точное «формирование» кривых сложения, для чего обычно подбирают соответствующие *светофильтры*. Если прибор предназначен для работы с кривыми сложения $\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{z}$, то наиболее трудно сформировать двугорбую кривую $\bar{x}$ (рис. 2). Обычно каждая из её ветвей формируется отдельно; тогда прибор содержит четыре канала (светофильтра). Иногда в колориметрах используют и другие ЦКС, все кривые сложения к-рых одногорбые. Один из каналов колориметра одновременно может служить *яркомером*. Часто в таких приборах имеется спец. устройство для расчёта координат цветности. Макс. точность ЦИ фотоэлектрич. колориметрами по цветности в координатах x, y составляет $(2—5)\cdot10^{-3}$.

Другие методы измерения цвета. В К. при нек-рых условиях возможно также прямое определение ЦК. В общем случае цветовые ощущения возбуждает световое излучение произвольного спектр. состава, а ЦК физически не существует. Прямое измерение ЦК возможно в «трёхцветных» устройствах получения цвета, используемых, напр., для воспроизведения цветных изображений. ОЦ такого устройства определяют ЦКС; колва ОЦ в смеси, дающей нек-рый цвет, и есть ЦК этого цвета в ЦКС устройства. Пример такого устройства — трёхцветный кинескоп, где раздельное управление свечениями трёх *люминофоров* обеспечивает получение всего множества цветов, цветности к-рых заключены в пределах цветового треугольника, определяемого ОЦ кинескопа. Для непосредств. измерения кол-в трёх ОЦ в цвете смеси, воспроизводимом на экране кинескопа (т. е. ЦК в ЦКС кинескопа), можно использовать фотоэлектрич. приёмник излучения с произвольной СЧ, лишь бы она не выходила за пределы видимого спектра. Измерит. прибором, подключённым к такому приёмнику, достаточно поочерёдно замерить интенсивности свечения отд. люминофоров кинескопа. (При измерении интенсивности свечения красного люминофора «отключаются» лучи, возбуждающие зелёный и синий цвет, и т. д.) Калибровка подобного прибора состоит в снятии его показаний при поочерёдном измерении интенсивностей свечения трёх люминофоров после установки на экране опорного белого цвета, т. е. цвета с опорной цветностью ЦКС кинескопа и макс. яркостью. В дальнейшем при измерениях разных цветов показания прибора делятся на показания для соответствующих ОЦ при опорном белом цвете. Результатами такого деления и будут ЦК в ЦКС кинескопа. Опорный белый цвет при калибровке устанавливается как можно более точно с помощью др. приборов (спектрофотометра, фотоэлектрич. колориметра) или визуально по спец. эталону белого цвета. Точность установки опорного белого цвета при калибровке определяет точность последующих ЦИ. Получить значения ЦК в других ЦКС (напр., международных) можно, пересчитав показания прибора по формулам преобразования ЦК. Для вывода пересчётных формул нужно знать координаты цветности опорного белого цвета и координаты ОЦ данного кинескопа, к-рые измеряют к.-л. др. методом. Большое преимущество такого непосредств. измерения ЦК по сравнению с ЦИ при помощи фотоэлектрич. колориметра состоит в отсутствии необходимости формировать определённые кривые СЧ фотоприёмника.

В К. ЦК можно определять также визуальными колориметрами. Наблюдатель, регулируя кол-ва трёх ОЦ такого прибора, добивается зрит. тождества цвета смеси этих цветов и измеряемого цвета. Затем вместо последнего измеряют цвет смеси. А её ЦК есть просто кол-ва ОЦ колориметра, отнесённые к единичным кол-вам этих же цветов. Т. о., при использовании визуальных колориметров измеряется не непосредственно цвет образца, а его метамер — зрительно неотличимый от него цвет смеси трёх ОЦ колориметра. Достоинством визуального колориметрирования явл. его высокая точность. Недостаток — то, что получаемые результаты действительны для конкретного (выполняющего зрит. уравнение двух цветов), а не для стандартного наблюдателя. Кроме того, этим методом трудно измерять цвета не отд. образцов, а предметов.

Принцип зрит. сравнения измеряемого цвета с цветом, ЦК к-рого известны или могут быть легко измерены, используется также в К. при ЦИ с помощью цветовых атласов, представляющих собой систематизированные наборы цветных образцов в виде окрашенных бумаг. При сравнении с измеряемым цветом подбирается образец из атласа, наиболее близкий к нему. Измеренный цвет получает наименование этого образца в соответствии с принятой в данном атласе системой обозначений. Для выражения его в междунар. ЦКС все образцы атласа заранее измеряются в этой системе при определённом освещении. Измеряемые цвета желательно наблюдать при том же освещении. Цветовые атласы позволяют измерять цвета предметов, а не только спец. образцов, но дискретность набора цветов в атласе снижает точность измерений, дополнительно понижающуюся ещё и от того, что условия зрит. сравнения здесь хуже, чем при визуальном колориметрировании. В СССР используют цветовые атласы Рабкина и ВНИИМ, в США — атлас Манселла (Мензелла). ЦИ при помощи цветовых атласов явл. прикидочными и могут с успехом производиться в случаях, когда большая точность не нужна или неудобно применять др. методы.

Выражение цвета в определённой ЦКС (заданием его ЦК или же яркости и координат цветности) универсально и наиболее употребительно. Но прибегают и к др. способам количеств. выражения цвета. Примером может служить вышеописанное выражение цвета в системе к.-л. цветового атласа. Ещё один такой способ — выражение цвета через его яркость, преобладающую длину волны и колориметрич. чистоту цвета. (Последние два параметра характеризуют цветность.) Достоинство этого способа заключается в близком соответствии трёх перечисленных параметров цвета привычным субъективным его хар-кам — соответственно светлоте, цветовому тону и насыщенности.

Было бы очень удобно характеризовать цветность одним числом. Но её двумерность требует для её выражения в общем случае двух чисел. Лишь для нек-рых совокупностей цветностей (линий на графике цветности) возможно одномерное выражение. Первая такая совокупность — чистые спектр. цвета и чистые пурпурные цвета, цветности к-рых определяются значениями преобладающей длины волны. Вторая совокупность цветностей, к-рые можно охарактеризовать одним числом,— это цветности излучения абсолютно чёрного тела, используемые для описания источников освещения с цветностями свечения, близкими к цветностям белых цветов. Величина, определяющая положение точки на линии цветностей излучения чёрного тела (и цветности упомянутых источников), есть *цветовая температура*, т. е. темп-ра в градусах Кельвина абсолютно чёрного тела, при к-рой оно имеет данную цветность.

● Гуревич М. М., Цвет и его измерение, М.—Л., 1950; Кривошеев М. И., Кустарев А. К., Световые измерения в телевидении, М., 1973; Нюберг Н. Д., Измерение цвета и цветовые стандарты, М., 1933.
А. К. Кустарёв.

КО́МА (от греч. kómē — волосы, хвост кометы), одна из *аберраций оптических систем*, вследствие к-рой нарушается симметрия пучка лучей относительно его оси. Луч, прошедший через центр системы под углом ω, пересекает плоскость изображения FF' в

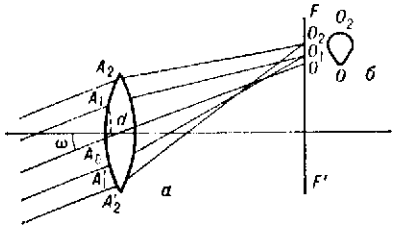


Рис. 1. Кома в простой оптич. системе при наклонном прохождении пучка параллельных лучей.

точке O (рис. 1, *а*). Каждая кольцевая зона оптич. системы A_1A_1', A_2A_2', отстоящая от её *оптической оси* на расстоянии d, формирует при наклонном прохождении лучей света изображение точки не в точке O, а в точках O_1, O_2, . . ., отстоящих от O на расстояние, пропорциональное d. В результате изображение точки, создаваемое системой, имеет вид несимметричного пятна рассеяния (рис. 1, *б*); его размеры пропорц. квадрату угл. *апертуры* системы и угл. удалению точки — объекта от оптич. оси. К. очень велика в телескопах с параболич. зеркалами; именно она в осн. ограничивает их *поле зрения* (рис. 2). В сложных оптич. системах К. исправляют совместно со *сферической аберрацией* подбором линз. Если осесимметричная оптич. система плохо центрирована, то К. искажает

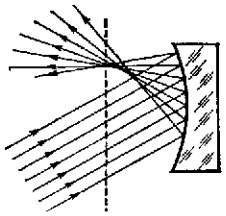


Рис. 2. Эффект комы в параболич. зеркале.

изображения и тех точек, к-рые находятся на оси системы.

КОМБИНАЦИО́ННОЕ РАССЕ́ЯНИЕ СВЕ́ТА, рассеяние света в-вом, сопровождающееся заметным изменением частоты рассеиваемого света. Если источник испускает линейчатый спектр, то при К. р. с. в спектре рассеянного излучения обнаруживаются дополнит. линии, число и расположение к-рых тесно связаны с мол. строением в-ва. К. р. с. открыто в 1928 Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом на кристаллах и одновременно инд. физиками Ч. В. Раманом и К. С. Кришнаном на жидкостях (в зарубежной литературе К. р. с. часто наз. эффектом Рамана). При К. р. с. преобразование первичного светового потока сопровождается обычно переходом рассеивающих молекул на др. колебат. и вращат. *уровни энергии* (см. *Молекулярные спектры*), причём частоты новых линий в спектре рассеяния явл. комбинациями частоты падающего света и частот колебат. и вращат. переходов рассеивающих молекул — отсюда и назв. «К. р. с.».

Для наблюдения спектров К. р. с. необходимо сконцентрировать интенсивный пучок света на изучаемом объекте. В качестве источника возбуждающего света применяют ртутную лампу, в последнее время чаще лазеры. Рассеянный свет фокусируется и регистрируется фотографич. (рис. 1) или фотоэлектрич. методом (см. *Спектральные приборы*).

К. р. с. наиболее часто связано с переходами между колебат. уровнями энергии молекул. Колебат. спектр К. р. с. состоит из системы спутников, расположенных симметрично отно-

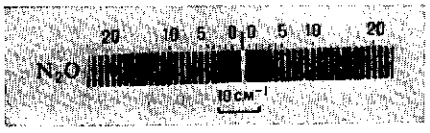


Рис. 1. Спектр комбинац. рассеяния света на вращат. уровнях молекул газа N_2O при возбуждении ртутной линией 2536,5 Å.

сительно возбуждающей линии с частотой ν (рис. 2). Каждому спутнику с частотой $\nu-\nu_i$ (красный, или стоксов, спутник) соответствует спутник с частотой $\nu+\nu_i$ (фиолетовый, или антистоксов, спутник). Здесь ν_i — одна из собств. частот колебаний молекулы. Т. о., измеряя частоты линий К. р. с., можно определить ча-

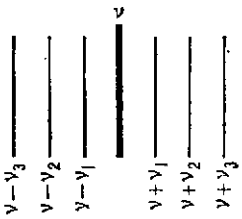


Рис. 2. Схема образования стоксовых (с частотами $\nu-\nu_1$; $\nu-\nu_2$; $\nu-\nu_3$) и антистоксовых ($\nu+\nu_1$; $\nu+\nu_2$; $\nu+\nu_3$) линий при комбинац. рассеянии света частоты ν.

стоты собств. (или нормальных) колебаний молекулы, проявляющихся в спектре К. р. с. Аналогичные закономерности имеют место и для вращат. спектра К. р. с. В простейшем случае вращат. спектр К. р. с. — последовательность почти равноотстоящих симметрично расположенных линий, частоты к-рых явл. комбинациями вращат. частот молекул и частоты возбуждающего света.

Согласно квант. теории, процесс К. р. с. состоит из двух связанных между собой актов — поглощения первичного фотона с энергией $h\nu$ и испускания фотона с энергией $h\nu'$ (где $\nu'=\nu\pm\nu_i$), происходящих в результате вз-ствия эл-нов молекулы с полем падающей световой волны. Молекула, находящаяся в невозбуждённом состоянии, под действием кванта с энергией $h\nu$ через промежуточное электронное состояние, испуская квант $h(\nu-\nu_i)$, переходит в состояние с колебат. энергией $h\nu_i$. Этот процесс приводит к появлению в рассеянном свете стоксовой линии с частотой $\nu-\nu_i$ (рис. 3, *а*). Если фотон поглоща-

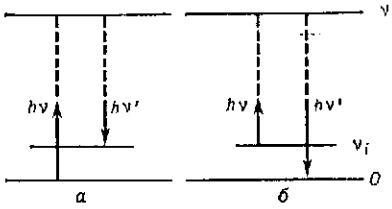


Рис. 3. Схемы стоксова (*а*) и антистоксова (*б*) переходов при комбинац. рассеянии света. 0 — основной уровень, ν_i — колебат. уровень, ν_e — промежуточный электронный уровень молекулы.

ется системой, в к-рой уже возбуждены колебания, то после рассеяния она может перейти в нулевое состояние, при этом энергия рассеянного фотона превышает энергию поглощённого. Этот процесс приводит к появлению антистоксовой линии с частотой $\nu+\nu_i$ (рис. 3, *б*).

Вероятность w К. р. с. (а следовательно, интенсивность линий К. р. с.) зависит от интенсивностей возбуждающего I_0 и рассеянного I излучения: $w=aI_0(b+I)$, где a и b — постоянные; при возбуждении К. р. с. обычными источниками света (напр., ртутной лампой) второй член (aI_0I) мал, и им можно пренебречь. Интенсивность

линий К. р. с. в большинстве случаев весьма мала, причём при обычных темп-рах интенсивность антистоксовых линий $I_{аст}$, как правило, значительно меньше интенсивности стоксовых линий $I_{ст}$ (отношение $I_{аст}/I_{ст}$ определяется отношением населённостей возбуждённого и основного уровней). С повышением темп-ры населённость возбуждённого уровня возрастает (см. *Больцмана статистика*), что приводит к увеличению интенсивности антистоксовых линий.

Интенсивность линий К. р. с. зависит от ν возбуждающего света; на больших расстояниях (в шкале ν) от области электронного поглощения молекул она $\sim\nu^4$, при приближении к полосе электронного поглощения наблюдается более быстрый рост интенсивности линий К. р. с. В нек-рых случаях при малых концентрациях в-ва удаётся наблюдать р е з о н а н с н о е К. р. с., когда частота возбуждающего света попадает в область полосы поглощения в-ва. При возбуждении К. р. с. лазерами большой мощности вероятность К. р. с. возрастает и возникает вынужденное К. р. с. (см. *Вынужденное рассеяние света*), интенсивность к-рого того же порядка, что и интенсивность возбуждающего света.

Линии К. р. с. в большей или меньшей степени поляризованы (см. *Поляризация света*). При этом разл.

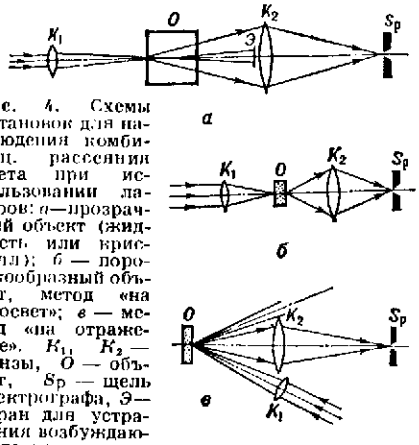


Рис. 4. Схемы установок для наблюдения комбинац. рассеяния света при использовании лазеров: *а* — прозрачный объект (жидкость или кристалл); *б* — порошкообразный объект, метод «на просвет»; *в* — метод «на отражение». K_1, K_2 — линзы, O — объект, S_p — щель спектрографа, Э — экран для устранения возбуждающего излучения.

спутники одной и той же возбуждающей линии имеют разл. степень поляризации, характер же поляризации стоксова и антистоксова спутников всегда одинаков.

К. р. с. явл. эфф. методом исследования строения молекул и их вз-ствия с окружающей средой. Существенно, что спектр К. р. с. и ИК спектр поглощения не дублируют друг друга, поскольку определяются разл. *отбора правилами*. Сопоставление частот, наблюдаемых в спектре К. р. с. и ИК спектре одного и того же соединения, позволяет судить о симметрии нормальных колебаний и, следовательно, о симметрии молекулы в целом и её структуре. Методами К. р. с. изучают *квазичастицы* в твёрдом теле. Специфичность спектров К. р. с. соединений позволяет идентифицировать их и обнаруживать в смесях (см. *Спектральный анализ*).

Благодаря применению лазеров в качестве источников возбуждающего света значительно расширился круг объектов, доступных для исследования методами К. р. с. (рис. 4), стало возможным более широкое изучение газов и порошков окрашенных в-в, напр. ПП материалов. Кроме того, применение лазеров резко сократило требования к количеству исследуемого вещества (см. *Лазерная спектроскопия*).

● С у щ и н с к и й М. М., Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов, М., 1969; Л а н д с б е р г Г. С., Б а ж у л и н П. А., С у щ и н с к и й М. М., Основные параметры спектров комбинационного рассеяния углеводородов, М., 1956; Б р а н д м ю л л е р И., М о з е р Г., Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света, пер. с нем., М., 1964; С у щ и н с к и й М. М., Комбинационное рассеяние света и строение вещества, М., 1981.

М. М. Сущинский.

КОМБИНАЦИО́ННЫЕ ТОНА́, *тона*, возникающие в нелинейной акустич. системе при наличии двух или неск. синусоидальных звуковых колебаний. Частота К. т. выражается через суммы (суммовые К. т.) или разности частот первичных тонов (разностные К. т.).

К. т., возникающие в слуховом аппарате человека при воздействии на него звука большой интенсивности, наз. субъективными (напр., тона Тартини). Причиной их образования явл. нелинейность процесса восприятия звука, а также нелинейность механич. системы слухового аппарата. Особое значение имеют разностные субъективные К. т., из-за к-рых более громкие звуки кажутся богаче низкими тонами.

Объективными наз. К. т., образующиеся вне человеческого уха, напр. благодаря нелинейности самого источника звука или звукопроводящей среды. К. т. рассматриваются в теории муз. инструментов и при исследованиях нелинейных искажений в акустич. аппаратуре. При параметрич. излучении низкочастотного звука с острой направленностью используют разностные К. т., обусловленные нелинейностью среды.

● Г о р е л и к Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М.—Л., 1959.

КОМБИНИ́РОВАННАЯ ИНВЕ́РСИЯ (*CP*), операция сопоставления физ. системе, состоящей из к.-л. ч-ц, др. системы, состоящей из соответствующих *античастиц* и являющейся зеркальным изображением первой. Математически К. и. представляет собой произведение двух операций: *зарядового сопряжения C* (переход от ч-ц к античастицам) и *пространственной инверсии P* (замены координат ч-ц r на $-r$). В 1956 (в связи с открытием несохранения пространств. *чётности в слабом взаимодействии*) Л. Д. Ландау и кит. физики Ли Цзундао и Янг Чжэньнин высказали гипотезу о том, что любые вз-ствия в природе инвариантны относительно К. и. Эл.-магн. и сильное вз-ствия для любой системы не меняются при преобразованиях C и P в отдельности, поэтому они не меняются и при К. и. (CP). Слабое вз-ствие меняется при операциях C и P, но одинаково для систем, полученных одна из другой преобразованием CP. Напр., распад ч-ц под влиянием слабого вз-ствия выглядит как зеркальное изображение распада соответствующих античастиц. *Истинно нейтральная частица* (или система) при К. и. переходит сама в себя. Поэтому для таких ч-ц и систем можно ввести понятие к о м б и н и р о в а н н о й ч ё т н о с т и (CP-чётности) — чётности относительно К. и., т. к. при отсутствии в системе сил, меняющихся при К. и., волн. ф-ция преобразованной системы либо совпадает с волн. ф-цией первонач. системы, либо отличается от неё знаком. В первом случае говорят, что система обладает положит. CP-чётностью [таковы, напр., K_1^0 (см. *К-мезоны*), система $(\pi^+\pi^-)$ при чётном орбит. моменте], во втором — отрицательной (напр., $\pi^0K_2^0$). Закон сохранения CP-чётности запрещает, в частности, распад K_2^0 на два π-мезона. Открытие в 1964 распада т. н. долгоживущего нейтрального К-мезона на 2π обнаружило существование сил, меняющихся при К. и. Природа этих сил ещё не установлена.

● Л и Ц., В у Ц., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; О к у н ь Л. Б., Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., 1963.

С. С. Герштейн.

КОМБИНИ́РОВАННАЯ ЧЁТНОСТЬ, чётность *истинно нейтральной частицы* (системы) относительно операции *комбинированной инверсии*.

КОМБИНИ́РОВАННЫЙ ЭЛЕКТРОИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ ПРИБО́Р, средство для измерения неск. разнородных электрич. величин (тока, напряжения, сопротивления, ёмкости и др.). К. э. п. состоит из неск. цепей, преобразующих разнородные электрич. величины в одну определ. электрич. величину, воспринимаемую измерит. механизмом или аналого-цифровым преобразователем. Чувствительность цепи для каждой из измеряемых электрич. величин регулируется в широких пределах, что позволяет охватывать широкий диапазон значений каждой величины.

Наибольшую группу К. э. п. составляют малогабаритные переносные стрелочные ампервольтомметры средней точности с *магнитоэлектрическим измерительным механизмом*, предназначенные для измерений силы тока и напряжения в цепях пост. и перем. тока и активного электрич. сопротивления цепей. Выпускаются модификации таких приборов, позволяющие

измерять также ёмкость, отношение напряжений, параметры ПП элементов и др. Такие К. э. п. снабжаются защитой от перегрузок и от ошибочного включения. Охватываемые диапазоны значений измеряемых электрич. величин (верх. пределы измерений): на пост. токе 15 мкА — 10 А, 75 мВ — 1500 В; на перем. токе 0,3 мА — 7,5 А, 0,3—1000 В в частотном диапазоне до 20 кГц; сопротивление 10 Ом — 200 МОм. Осн. погрешность от верхнего предела измерений 0,5—2,5%. Пром-стью выпускаются также цифровые К. э. п. данной группы. Цифровые настольные лаб. К. э. п. обладают повышенной точностью и универсальностью (в зарубежной литературе их называют также мультиметрами). К. э. п. такой группы совмещают измерения напряжения и силы пост. и перем. тока, сопротивления, ёмкости, индуктивности, частоты, интервала времени, кол-ва импульсов. Осн. погрешность от верх. предела диапазона измерений составляет от 0,05 до 1%.

Техн. требования к К. э. п. стандартизованы в ГОСТе 22261—76, к переносным К. э. п.— в ГОСТе 10374—74.

● Справочник по электроизмерительным приборам. 2 изд., Л., 1977. *В. П. Кузнецов.*

КОММУТАЦИО́ННЫЕ СООТНОШЕ́НИЯ, то же, что *перестановочные соотношения*.

КОМПАРА́ТОР (от лат. comparo — сравниваю), прибор для сравнения измеряемых величин с мерами или шкалами (см. *Сравнение с мерой*). К. измеряют разность двух близких по величине одноимённых физ. величин, чем достигается высокая точность. Пример — К. для измерений длин. При помощи такого К. линейный размер тела сравнивают с расстоянием между штрихами образцовой шкалы (штриховой К.) или с концевыми мерами длины (концевой К.). В качестве измерит. устройств в К. для измерений длин применяют микроскопы с окулярным винтовым, шкаловым или оптич. микрометрами, фотоэлектрич. микроскопы с цифровым отсчётом, интерферометры и др.

КОМПАРИ́РОВАНИЕ, сравнение мер или измеряемой величины с величиной, воспроизводимой мерой, в процессе измерения. К. производят при помощи приборов сравнения (компарирующих приборов): равноплечных весов, электрич. компенсац. цепей, радиац. пирометров, компараторов для мер длины и т. п. К.— один из наиболее точных методов поверки средств измерений. *К. П. Широков.*

КОМПЕНСА́ТОР ОПТИ́ЧЕСКИЙ (от лат. compenso — возмещаю, уравновешиваю), устройство, с помощью к-рого двум лучам света сообщается определённая *разность хода* либо уже имеющаяся разность хода сводится к нулю или нек-рому пост. значению. Обычно К. о. снабжаются отсчётными приспособлениями, превращающими их в измерители разности хода. Общий принцип конструкций К. о.— возможность введения малых разностей хода посредством сравнительно грубых перемещений. Наиболее употребительны два типа К. о.

Интерферометрические К. о. применяются в двухлучевых *интерферометрах* для уравнивания разностей хода в интерферирующих лучах. Примером К. о. этого типа явл. плоскопараллельная пластинка, в к-рой *оптическая длина пути* луча зависит от угла его падения на пластинку. Обычно на пути каждого из двух интерферирующих лучей помещают по пластинке одинаковой толщины; если они строго параллельны друг другу, то вносимая ими дополнит. разность хода равна нулю. Одна из пластинок снабжается приспособлением, позволяющим поворачивать её на небольшой угол относительно другой; сообщаемая при этом разность хода может быть измерена по углу поворота. Имеется ряд более сложных конструкций — К. о. с передвижным клином и т. п.

Поляризационные К. о. применяются для анализа эллиптически поляризованного света (см. *Поляризация света*). В них используется явление *двойного лучепреломления* в кристаллах. Скорости обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле (а следовательно, и оптич. длины их путей) различны; поэтому, проходя через кристалл, они приобретают разность хода, определяемую его толщиной. Простейший К. о. такого типа — пластинка четверть длины волны (по вносимой ею разности хода). Поляризац. К. о. превращают эллиптически поляризованный свет в поляризованный линейно или по кругу. Точность измерения разности хода с их помощью достигает $10^{-5} \cdot 2\pi$.

К. о. широко применяются при изучении распределения напряжений в прозрачных объектах с помощью поляризов. света, при изучении структуры органич. в-в, в *сахариметрии* и в особенности в *кристаллооптике*, где К. о. явл. важнейшим вспомогат. прибором, используемым совместно с поляризац. *микроскопом*.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Захарьевский А. Н., Интерферометры, М., 1952.

КОМПЕНСАЦИО́ННЫЙ МЕ́ТОД ИЗМЕРЕ́НИЙ, основан на компенсации (уравнивании) измеряемого напряжения (эдс) напряжением, создаваемым на известном сопротивлении током от вспомогат. источника. К. м. п. применяют не только для электрич. величин (эдс, напряжений, токов, сопротивлений), но и для др. физ. величин (механич., световых, темп-ры и т. д.), к-рые обычно предварительно преобразуют в электрич. величины. К. м. и. явл. по существу нулевым методом измерений, в нём результирующий эффект воздействия сравниваемых величин на прибор сравнения (*нулевой прибор*) доводят до нуля. Однако в области электрич. измерений его традиционно называют К. м. п. Для К. м. и. характерна высокая точность, к-рая зависит от чувствительности нулевого прибора и от точности определения величины, компенсирующей измеряемую величину.

К. м. и. электрич. напряжения в цепи пост. тока состоит в следующем. Измеряемое напряжение U_x (рис.)

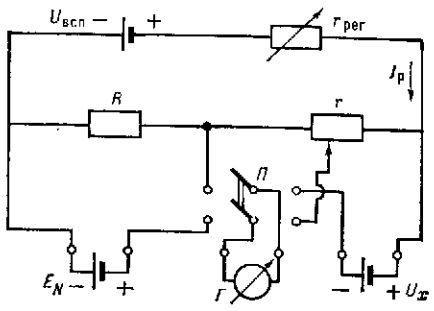


Рис. Схема компенсатора эдс с нормальным элементом: $U_{всп}$ — источник вспомогат. напряжения, R — калиброванное сопротивление, $r_{рег}$ — регулировочное сопротивление, E_N — нормальный элемент, $I_р$ — рабочий ток, $Г$ — гальванометр, $П$ — переключатель, U_x — измеряемое напряжение.

компенсируется падением напряжения, создаваемым на известном сопротивлении r током от вспомогат. источника $U_{ВСП}$ (рабочим током $I_р$). Гальванометр $Г$ (нулевой прибор) включается в цепь сравниваемых напряжений перемещением переключателя $П$ в правое положение. Когда напряжения скомпенсированы, ток в гальванометре, а следовательно и в цепи измеряемого напряжения U_x, отсутствует. Это явл. большим преимуществом К. м. и. перед др. методами, т. к. он позволяет измерять полную эдс источника U_x и, кроме того, на результаты измерений этим методом не влияет сопротивление соединит. проводов и гальванометра. Рабочий ток устанавливают по *нормальному элементу* с известной эдс E_N, компенсируя её падением напряжения на сопротивлении R (когда переключатель $П$ в левом положении). Значение напряжения U_x находят по ф-ле $U_x = E_N r/R$, где r — сопротивление, падение напряжения на к-ром компенсирует U_x. Электроизмерит. приборы, основанные на К. м. и., наз. потенциометрами или электроизмерит. компенсаторами.

● Карандеев К. Б., Специальные методы электрических измерений, М.—Л., 1963; Электрические измерения, под ред. Е. Т. Шрамкова, М., 1972. *К. П. Широков.*

КОМПЕНСИ́РОВАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИ́К, *полупроводник*, содержащий одновременно доноры и акцепторы. Эл-ны, отдаваемые донорами, захватываются акцепторами, что приводит к уменьшению концентрации n подвижных носителей заряда. На-

личие даже малой концентрации компенсирующей примеси (при нек-рых условиях) позволяет управлять величиной и температурной зависимостью концентрации осн. носителей. Для полупроводника n-типа, компенсированного акцепторами ($N_д > N_а$, где $N_д$ — концентрация доноров, $N_а$ — концентрация акцепторов), концентрация эл-нов в зоне проводимости описывается ф-лой:

$$n=\frac{1}{2}(N_а-n_1)\left(\sqrt{1+\frac{4(N_д-N_а)n_1}{(N_а+n_1)^2}}-1\right); \quad (1)$$

$$n_1=\frac{g_0}{g_1}N_c\exp(-I/kT).$$

Здесь T — абс. темп-ра, N_c — эфф. плотность состояний в зоне проводимости, I — энергия ионизации донора, g_0 и g_1 — статистич. веса пустого и заполненного донорных уровней. При достаточно высоких темп-рах, когда $\frac{(N_д-N_а)n_1}{(N_а+n_1)^2} \ll 1$ и $n_1 \gg N_а$; $n=N_д-N_а$. При низких темп-рах, когда $n_1 \ll N_а$ и $n_1 \ll (N_д-N_а)^{-1}N_а^2$,

$$n=\frac{N_д-N_а}{N_а}n_1 \ll N_д-N_а. \quad (2)$$

Из (2) следует, что концентрация компенсирующих акцепторов сильно влияет на концентрацию эл-нов проводимости и может изменять её на много порядков. Это означает, что введением соответствующих примесей можно изменять электрич., оптич. и др. св-ва ПП.

● См. лит. при ст. *Полупроводники*.

Э. М. Эпштейн.

КОМПЕНСИ́РУЮЩИЕ ПОЛЯ, то же, что *калибровочные поля*.

КО́МПЛЕКСНАЯ АМПЛИТУ́ДА, представление амплитуды A и фазы φ гармонич. колебания $x=A\cos(\omega t+\varphi)$ с помощью комплексного числа $\tilde{A}=A\exp i\varphi=A(\cos\varphi+i\sin\varphi)$. При этом гармонич. колебание описывается выражением $x=\mathrm{Re}[\tilde{A}\exp(i\omega t)]$, где Re — вещественная часть комплексного числа, стоящего в квадратных скобках. Введение К. а. в теории колебаний позволяет перейти от дифф. ур-ний к алгебраическим. В случае перем. тока связь между К. а. тока и напряжения для активного сопротивления R определяется законом Ома: $\tilde{I}=\tilde{U}/R$; для индуктивности L: $\tilde{I}=\tilde{U}/i\omega L$, а для ёмкости C: $\tilde{I}=\tilde{U}\cdot i\omega C$. Величины $i\omega L$ и $1/i\omega C$ играют роли индуктивного и ёмкостного сопротивлений. К. а. тока для участка электрич. цепи, содержащего элементы L, C и R, на к-рый действует внешняя гармонич. эдс частоты ω, определяется соотношением $\tilde{I}=\tilde{U}/Z$. Здесь $Z=R+i\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)$ — комплексное сопротивление участка цепи. К. а. тока позволяет определить амплитуду и фазу реального тока в цепи.

КО́МПЛЕКСНЫХ УГЛОВЫХ МОМЕ́НТОВ МЕ́ТОД, то же, что *Редже полюсов метод*.

КОМПОНЕ́НТЫ (от лат. componens, род. падеж componentis — составляющий) в термодинамике, химически индивидуальные в-ва, из к-рых состоит термодинамич. система и к-рые могут быть выделены из системы и существовать вне её. Числом независимых К. наз. не общее число составляющих систему в-в, а наименьшее их число, достаточное для построения любой фазы системы. Так, в системе из CaO и CO_2 образуется $CaCO_3$ по реакции $CaO+CO_2 \rightleftarrows CaCO_3$. Здесь за независимые К. можно принять CaO и CO_2, а $CaCO_3$ рассматривать как продукт их соединения. С равным правом К. можно считать CaO и $CaCO_3$, а CO_2 — продуктом термич. диссоциации $CaCO_3$. Независимые К. часто наз. просто К.

Для независимых К. характерно то, что масса каждого из них в системе не зависит от массы других. Поэтому в хим. системах (в к-рых составляющие в-ва вступают в хим. реакции) число независимых К. определяется разностью между числом составляющих в-в и числом независимо протекающих хим. реакций. Систему, в к-рой в-ва не реагируют друг с другом, наз. физической (напр., жидкая смесь бензол—глицерин), для неё число К. равно числу составляющих в-в. В зависимости от числа К. различают системы однокомпонентные, двухкомпонентные (двойные системы), трёхкомпонентные (тройные системы) и многокомпонентные (см. *Гиббса правило фаз*). Понятие «К.» было введено в 1875—76 амер. физиком Дж. У. Гиббсом.

● Гиббс Дж. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М.—Л., 1950, с. 104; Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, 2 изд., т. 1, М., 1969, с. 331; Исаев С. И., Курс химической термодинамики, М., 1975.

КО́МПТОНА ЭФФЕ́КТ (комптон-эффект), упругое рассеяние эл.-магн. излучения на свободных (или слабо связанных) эл-нах, сопровождающееся увеличением длины волны; наблюдается при рассеянии излучения малых длин волн — рентгеновского и γ-излучений. Открыт в 1922 амер. физиком А. Комптоном (A. Compton) при исследовании рассеяния рентг. лучей в парафине. В К. э. впервые во всей полноте проявились корпускулярные св-ва эл.-магн. излучения (в частности, света).

Согласно классич. теории рассеяния света (развитой англ. физиком Дж. Томсоном), длина световой волны при рассеянии не должна меняться: под действием периодич. электрич. поля световой волны эл-н колеблется с частотой поля и поэтому излучает вторичные (рассеянные) волны той же частоты.

Первоначальная теория К. э. на основе квант. представлений была дана Комптоном и независимо от него голл. физиком П. Дебаем. По квант. теории, световая волна представляет собой поток световых квантов — фотонов. Каждый фотон имеет определённую энергию $\mathcal{E}_\gamma=h\nu=hc/\lambda$ и импульс $\boldsymbol{p}_\gamma=(h/\lambda)\boldsymbol{n}$, где λ и ν — длина волны и частота падающего света, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор в направлении распространения волны. К. э. в квант. теории выглядит как упругое столкновение двух ч-ц — налетающего фотона и покоящегося эл-на. В каждом акте столкновения соблюдаются законы сохранения энергии и импульса. Фотон передаёт часть своей энергии и импульса эл-ну и изменяет направление движения — рассеивается; уменьшение энергии фотона и означает увеличение длины волны рассеянного света. Эл-н, получивший от фотона энергию и импульс, приходит в движение — испытывает отдачу. Направления движения ч-ц после столкновения и их энергии определяются законами сохранения энергии и импульса. (Т. к. при рассеянии фотонов высокой энергии эл-н отдачи может приобрести значит. скорость, необходимо учитывать релятив. зависимость энергии и импульса эл-на от его скорости.) Рис. 1 иллюстрирует закон сохранения импульса при К. э. Совместное решение ур-ний, выражающих законы сохранения энергии и импульса при К. э., даёт для сдвига длины световой волны $\Delta\lambda$ ф-лу Комптона:

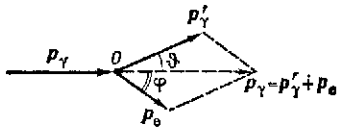


Рис. 1. Упругое столкновение фотона и эл-на в комптон-эффекте. До столкновения эл-н покоится. p_γ и p'_γ — импульсы налетающего и рассеянного фотонов; p_e — импульс эл-на отдачи; ϑ — угол рассеяния фотона; φ — угол, под к-рым летит эл-н отдачи относительно направления падающего фотона.

$$\Delta\lambda=\lambda'-\lambda=\lambda_0(1-\cos\vartheta). \quad (1)$$

Здесь λ' — длина волны рассеянного света, ϑ — угол рассеяния фотона, а $\lambda_0=h/m_ec\approx 2{,}426\cdot10^{-10}$ см $\approx 0{,}024$ Å — т. н. *комптоновская длина волны* эл-на (m_e — масса покоя эл-на). Из ф-лы (1) следует, что $\Delta\lambda$ не зависит от длины волны падающего света, а определяется лишь углом ϑ и максимален при $\vartheta=180°$ (при рассеянии назад): $\Delta\lambda_{макс}=2\lambda_0$. Из этих же ур-ний можно получить выражение для энергии $\mathcal{E}_e$ эл-на отдачи («комптоновского» эл-на) в зависимости от угла его вылета φ. Эл-ны отдачи всегда имеют составляющую скорости по направлению движения падающего фотона (т. е. $\varphi<90°$). Опыт подтвердил предсказанную зависимость $\Delta\lambda$ от ϑ и наличие эл-нов отдачи. Т. о. экспериментально была доказана правильность корпускулярных представлений о механизме К. э. и тем

самым — правильность исходных положений квант. теории.

В реальных опытах по рассеянию фотонов в-вом эл-ны не свободны, а связаны в атомах. Если $\mathcal{E}_\gamma$ велика по сравнению с энергией связи эл-нов в атоме ($\mathcal{E}_{св}$), то рассеяние происходит, как на свободных эл-нах. Если же $\mathcal{E}_\gamma$ недостаточна для того, чтобы вырвать эл-н из атома, то фотон обменивается энергией и импульсом с атомом в целом. Т. к. масса атома очень велика (по сравнению с эквивалентной массой фотона $\mathcal{E}_\gamma/c^2$), то отдача практически отсутствует и рассеяние фотонов происходит без изменения их энергии, т. е. без изменения длин волн,— к о г е р е н т н о. В тяжёлых атомах лишь периферич. эл-ны связаны слабо, поэтому в спектре рассеянного излучения присутствует как смещённая, комптоновская, линия от рассеяния на таких эл-нах, так и несмещённая линия от рассеяния на атоме в целом.

Рассмотренная упрощённая теория К. э. не позволяет вычислить все хар-ки комптоновского рассеяния, в частности интенсивность рассеяния фотонов под разными углами. Полную теорию К. э. даёт *квантовая электродинамика*. В этой теории К. э. представляется так: эл-н e поглощает (в точке *1*) падающий на него фотон γ и

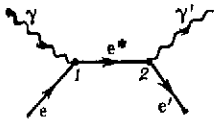


Рис. 2.

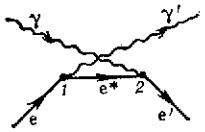


Рис. 3.

переходит из начального в нек-рое промежуточное (виртуальное) состояние e*, после чего виртуальный эл-н испускает (в точке *2*) новый, конечный фотон γ', а сам переходит в конечное состояние e'. Этот процесс можно представить в виде *Фейнмана диаграммы*, изображённой на рис. 2. Возможна и др. последовательность процесса: начальный эл-н сначала испускает конечный фотон и переходит в виртуальное состояние, а затем, поглощая начальный фотон, превращается в конечный эл-н (рис. 3). Испускание и поглощение эл-ном фотона происходят в результате вз-ствия эл-на с эл.-магн. полем, к-рое на диаграммах осуществляется в точках *1* и *2*.

Интенсивность комптоновского рассеяния зависит как от угла рассеяния, так и от длины волны падающего излучения. В угл. распределении рассеянных фотонов наблюдается асимметрия: больше фотонов рассеивается по направлению вперёд, причём эта асимметрия увеличивается с ростом $\mathcal{E}_\gamma$. Полная интенсивность (или сечение σ) комптоновского рассеяния падает с ростом $\mathcal{E}_\gamma$. Зависимость σ от $\mathcal{E}_\gamma$ даётся ф-лой Клейна — Нишины, представляющей собой результат расчётов, отвечающих двум диаграммам Фейнмана на рис. 2 и 3. Эту ф-лу можно записать в виде: $\sigma=\sigma_T[1-f(\varepsilon)]$, где $\sigma_T=\frac{8}{3}\pi r_0^2$ — сечение томсоновского рассеяния, $r_0=e^2/m_ec^2\approx2{,}8\cdot10^{-13}$ см — т. н. классич. радиус эл-на, ε — энергия падающих фотонов в ед. m_ec^2 ($\varepsilon=\mathcal{E}_\gamma/m_ec^2$), а $f(\varepsilon)$ — ф-ция, возрастающая при увеличении ε. При малых энергиях фотона $f(\varepsilon)\to0$ и $\sigma=\sigma_T\approx7\cdot10^{-24}$ см^2. С ростом ε уменьшается σ и при очень высоких ε оно

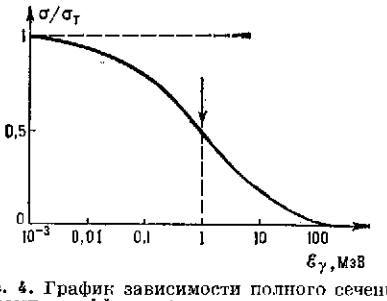


Рис. 4. График зависимости полного сечения σ комптон-эффекта (в ед. сечения классич. рассеяния σ_T) от энергии фотона $\mathcal{E}_\gamma$; стрелка указывает энергию, при к-рой начинается рождение электрон-позитронных пар.

падает до нуля, т. к. в этом случае $f(\varepsilon)\to1$ (рис. 4).

Такая зависимость сечения от энергии определяет место К. э. среди др. эффектов вз-ствия излучения с в-вом, ответственных за потери энергии фотонами при их пролёте через в-во. К. э. даёт гл. вклад в энергетич. потери фотонов в свинце при $\mathcal{E}_\gamma$ порядка 1—10 МэВ (в более лёгком элементе — алюминии этот диапазон составляет 0,1—30 МэВ); ниже этой области с ним успешно конкурирует *фотоэффект*, а выше — рождение пар (см. рис. 2 в ст. *Гамма-излучение*).

Комптоновское рассеяние широко используется в исследованиях γ-излучения ат. ядер, лежит в основе принципа действия нек-рых гамма-спектрометров и др.

К. э. возможен не только на эл-пах, но и на др. заряж. ч-цах, напр. на протонах, однако из-за большой массы протона отдача его заметна лишь при рассеянии фотонов очень высокой энергии.

Обратный Комптона эффект. Если эл-ны, на к-рых упруго рассеивается эл.-магн. излучение, релятивистские, то энергия (и импульс) фотонов будет увеличиваться за счёт энергии (и импульса) эл-нов, т. е. длина волны при рассеянии будет уменьшаться. Это явление наз. обратным К. э. Его часто привлекают для объяснения механизма рентг. излучения косм. источников, образования рентг. компоненты фонового галактич. излучения, трансформации плазм. волн в эл.-магн. волны высокой частоты.

●Б о р н М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970; Ф е й н м а н Р., Теория фундаментальных процессов, пер. с англ., М., 1978.
В. П. Павлов.

КОМПТОНОВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ, величина размерности длины, характерная для релятив. квант. процессов; выражается через массу m ч-цы и универсальные постоянные h и c: $\lambda_0=h/mc$. Назв. К. д. в. связано с тем, что λ_0 определяет изменение длины волны $\Delta\lambda$ эл.-магн. излучения при комптоновском рассеянии на эл-не (см. *Комптона эффект*). Чаще К. д. в. называют величину $\lambda_0=\hbar/mc$. Для эл-на $\lambda_0\approx3{,}9\cdot10^{-11}$ см, для протона $\lambda_0\approx2{,}1\cdot10^{-14}$ см.

К. д. в. определяет масштаб пространств. неоднородностей полей, при к-рых становятся существенными квант. релятив. процессы. Напр., если рассматривается эл.-магн. поле, длина волны к-рого λ меньше К. д. в. эл-на, то энергия квантов этого поля $\mathcal{E}=h\nu$ (где $\nu=c/\lambda$ — частота) оказывается больше, чем энергия покоя эл-на m_ec^2 ($\mathcal{E}=hc/\lambda>m_ec^2$), и, следовательно, в этом поле становятся существенны процессы рождения электрон-позитронных пар, к-рые описываются релятив. квант. теорией поля.

К. д. в. определяет также расстояние, на к-рое может удалиться *виртуальная частица* массы m от точки своего рождения. Поэтому радиус действия яд. сил (определяемый самыми лёгкими из виртуальных адронов — π-мезонами) по порядку величины равен К. д. в. π-мезона ($\sim10^{-13}$ см). Аналогично *поляризация вакуума* за счёт рождения виртуальных электрон-позитронных пар проявляется на расстояниях порядка К. д. в. эл-на. *В. И. Григорьев.*

КОНВЕКЦИО́ННЫЙ ТОК, перенос электрич. зарядов, осуществляемый перемещением заряж. макроскопич. тела. С точки зрения электронной теории, любой перенос зарядов в конечном счёте обусловлен конвекцией (перемещением) заряж. микрочастиц. Этим объясняется полная тождественность магн. св-в К. т. и тока проводимости (упорядоченного движения эл-нов, ионов и т. п.), установленная в опытах амер. физика Г. Роуланда (1879) и А. А. Эйхенвальда (1903).

КОНВЕ́КЦИЯ (от лат. convectio — принесение, доставка), перенос теплоты в жидкостях, газах или сыпучих средах потоками в-ва. Естественная (свободная) К. возникает в поле силы тяжести при неравномерном нагреве (нагреве снизу) текучих или сыпучих в-в. Нагретое в-во под действием архимедовой силы $F_A=\Delta\rho gV$ ($\Delta\rho$ — разность плотности нагретого в-ва и окружающей среды, V — его объём, g — ускорение свободного падения; см. *Архимеда закон*) перемещается относительно менее нагретого в-ва в направлении, противоположном направлению силы тяжести. К. приводит к выравниванию темп-ры в-ва. При стационарном подводе теплоты к в-ву в нём возникают стационарные конвекц. потоки. Интенсивность К. зависит от разности темп-р между слоями, теплопроводности и вязкости среды.

На К. понизованного газа (напр., солнечной плазмы) существенно влияет магн. поле, степень понизации газа и т. д.

При вынужденной К. перемещение в-ва происходит гл. обр. с помощью насоса, мешалки и др. устройств.

К. широко распространена в природе: в нижнем слое земной атмосферы, в океане, в недрах Земли, в звёздах.

КОНВЕРСИО́ННЫЕ ЭЛЕКТРО́НЫ, электроны, испускаемые атомом в результате эл.-магн. перехода возбуждённого ат. ядра в состояние с меньшей энергией, когда избыток энергии ядро отдаёт одному из ат. эл-нов (см. *Конверсия внутренняя*).

КОНВЕ́РСИЯ ВНУ́ТРЕННЯЯ гамма-излучения, явление, при к-ром энергия, высвобождаемая при эл.-магн. переходе возбуждённого ат. ядра в состояние с меньшей энергией, передаётся непосредственно одному из эл-нов того же атома. При этом испускается т. н. конверсионный электрон. Эл-ны могут быть выбиты с разл. оболочек атома, и соответственно различают *K*-, *L*-, *M*- и т. д. эл-ны. Энергия эл-на равна разности энергии конвертированного яд. перехода и энергии связи электрона оболочки (небольшая доля энергии — сотые или тысячные доли % — передаётся конечному атому вследствие неизбежного эффекта «отдачи»).

Измерение энергетич. спектров конверсионных эл-нов позволяет определить энергию яд. переходов и их мультипольность.

Вероятность К. в. по отношению к вероятности перехода с испусканием γ-кванта характеризуется коэфф. внутр. конверсии — отношением интенсивности потока конверсионных эл-нов к интенсивности соответствующего γ-излучения. Коэфф. К. в. возрастает с уменьшением энергии перехода, ростом его мультипольности и заряда ядра. В зависимости от этих параметров коэфф. К. в. может меняться в широких пределах от $\sim 10^{-2}$ — 10^{-3} до величин $\gg 1$. Для переходов между яд. состояниями со спинами, равными нулю, испускание γ-квантов запрещено правилами отбора и переход происходит только путём К. в. Сравнение измеренных коэфф. К. в. с рассчитанными теоретически — один из осн. методов определения мультипольностей переходов, *спинов* и *чётностей* яд. состояний.

При энергиях $\mathcal{E}$ яд. переходов, превышающих удвоенную энергию покоя эл-на (1,022 МэВ), может происходить К. в. с образованием электрон-позитронных пар (парная конверсия), вероятность к-рой растёт с ростом энергии и падает с увеличением мультипольности перехода (в отличие от К. в. на эл-нах атома). Спектры эл-нов и позитронов — непрерывные, причём суммарная кинетич. энергия эл-на и позитрона равна $\mathcal{E}-2mc^2$ (m — масса электрона).

● Гамма-лучи, М.—Л., 1961; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., в. 3—4, М., 1969.

А. А. Сорокин.

КОНДЕНСА́ЦИЯ (от позднелат. condensatio — уплотнение, сгущение), переход в-ва вследствие его охлаждения или сжатия из газообразного состояния в конденсированное (жидкое или твёрдое). К. пара возможна только при темп-рах ниже критической для данного в-ва (см. *Критическое состояние*). К., как и обратный ей процесс — испарение, относится к *фазовым переходам* I рода. При К. выделяется то же кол-во теплоты, к-рое было затрачено на испарение сконденсировавшегося в-ва. Дождь, снег, роса, иней — следствия конденсации водяного пара в атмосфере. К. широко применяется в энергетике, в хим. технологии, в холодильной и криогенной технике, в опресните. установках и т. д. В технике К. обычно осуществляется на охлаждаемых поверхностях. Известны два режима поверхностной К.: плёночный и капельный. Первый наблюдается при К. на смачиваемой поверхности и характеризуется образованием сплошной плёнки конденсата. На несмачиваемых поверхностях конденсат образуется в виде отд. капель. При капельной К. интенсивность теплообмена (отводы теплоты к поверхности охлаждения) значительно выше, чем при плёночной, т. к. сплошная плёнка конденсата затрудняет теплообмен (ср. *Кипение*).

Скорость поверхностной К. тем выше, чем ниже темп-ра поверхности по сравнению с темп-рой насыщения пара при заданном давлении. Наличие в объёме наряду с паром др. газа уменьшает скорость поверхностной К., т. к. газ затрудняет поступление пара к поверхности охлаждения. В присутствии неконденсирующихся газов К. начинается при достижении паром у поверхности охлаждения парциального давления и темп-ры, соответствующих состоянию насыщения (точке росы).

К. может происходить также внутри объёма пара (парогазовой смеси). Для начала объёмной К. пар должен быть заметно пересыщен. Мерой пересыщения служит отношение давления пара p к давлению насыщ. пара p_s, находящегося в равновесии с жидкой или тв. фазой, имеющей плоскую поверхность. Пар пересыщен, если $p/p_s>1$, при $p/p_s=1$ пар насыщен. Степень пересыщения $\varepsilon=p/p_s$, необходимая для начала К., зависит от содержания в паре мельчайших пылинок (аэрозолей), к-рые явл. готовыми центрами К. Чем чище пар, тем выше должна быть нач. степень пересыщения. Зародышами, или центрами, К. могут служить также электрически заряжённые частицы, в частности ионизованные атомы, присутствующие в паре.

Кинетика процесса К. изучается теоретически как задача *кинетики физической*.

●Хирс Д., Паунд Г., Испарение и конденсация, пер. с англ., М., 1966; Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С., Теплопередача, 3 изд., М., 1975; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, гл. 12.

КОНДЕНСИ́РОВАННОЕ СОСТОЯ́НИЕ вещества, твёрдое и жидкое состояния в-ва. В отличие от газообразного состояния, у в-ва в К. с. существует упорядоченность в расположении ч-ц (ионов, атомов, молекул). Крист. тв. тела обладают высокой степенью упорядоченности — дальним порядком в расположении ч-ц (см. *Кристаллическая решётка*). Ч-цы жидкостей и аморфных тв. тел располагаются более хаотично, для них характерен ближний порядок (см. *Дальний и ближний порядок*). Св-ва в-ва в конденсиров. состоянии определяются его структурой и вз-ствием ч-ц (см. *Твёрдое тело*, *Жидкость*).

КОНДЕНСО́Р, короткофокусная *линза* или система линз, используемая в оптическом приборе для освещения рассматриваемого или проецируемого предмета. К. собирает и направляет на предмет лучи от источника света, в т. ч. и такие, к-рые в его отсутствие проходят мимо предмета, в результате резко возрастает освещённость предмета. К. применяются в *микроскопах*, *спектральных приборах*, *проекционных аппаратах* разл. типов. Конструкция К. тем сложнее, чем больше его *апертура*. При числовых апертурах до 0,1 применяют простые линзы; при апертурах 0,2—0,3 — двухлинзовые, выше 0,3 — трёхлинзовые К. Наиболее распространён К. из двух одинаковых плоско-выпуклых линз,

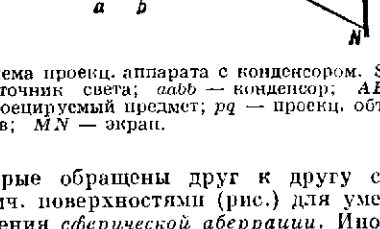


Схема проекц. аппарата с конденсором. S — источник света; $aabb$ — конденсор; AB — проецируемый предмет; pq — проекц. объектив; MN — экран.

к-рые обращены друг к другу сферич. поверхностями (рис.) для уменьшения *сферической аберрации*. Иногда поверхности линз К. имеют более сложную форму — параболоидальную, эллипсоидальную и т. д. *Разрешающая способность* микроскопа повышается с увеличением апертуры его К. Часто К. из неск. линз (с диафрагмой) используется в спектр. приборах для получения однородного освещения предмета при неоднородной структуре источника света.

● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 2, М.—Л., 1952.

КОНДО ЭФФЕКТ, аномальная температурная зависимость уд. электрич. сопротивления нек-рых нормальных металлов (Au, Ag, Cu, Al, Zn и др.): при понижении темп-ры уд. сопротивление этих металлов ρ проходит через минимум при т. н. температуре Кондо T_K, а затем возрастает, приближаясь к конечному пределу ρ_0. К. э. обнаружен экспериментально в кон. 50-х гг., был объяснён япон. физиком Кондо в 1964. Причина К. э.— присутствие в металле примесных атомов Mn, Fe, Cr, Co и др. с незаполненными электронными оболочками, обладающими отличным от нуля магн. моментом (см. *Парамагнетик*). T_K варьируется в широком интервале, напр. в случае Zn с примесью Mn: $T_K=1$К, а в Al с примесью Mn: $T_K=500$К.

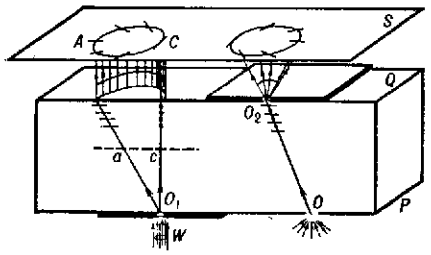
Рассеяние эл-на проводимости на парамагн. атоме может сопровождаться переворотом *спинов* эл-на и примесного атома. Своеобразный хар-р зависимости такого рассеяния от энергии эл-на проводимости и приводит к К. э. Рост уд. сопротивления при понижении темп-ры ниже T_K прекращается, когда начинается упорядочение ориентации спинов примесных атомов, т. е. возникает ферромагнетизм или антиферромагнетизм. При этом ориентация спинов примесных атомов фиксируется и исчезает возможность рассеяния с переворотом спина. Др. проявление К. э.— уменьшение сопротивления в магн. поле, связанное с фиксацией спинов примесных атомов внеш. магн. полем.

● Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972.

Э. М. Эпштейн.

КОНИ́ЧЕСКАЯ РЕФРА́КЦИЯ, в *кристаллооптике* особый вид преломления пучка лучей света на грани двуосного кристалла, наблюдаемый в тех случаях, когда направление пучка совпадает с к.-л. оптич. осью (бинормалью или биралью) такого кристалла. При К. р. каждый падающий на грань луч распадается на бесконечное число лучей, направленных по образующим конуса, вершина к-рого находится в точке падения луча на грань. К. р. была теоретически предсказана в 1832 прл. математиком У. Р. Гамильтоном (обнаружена на опыте англ. физиком Х. Ллойдом в 1833), применившим *Гюйгенса — Френеля принцип* при рассмотрении распространения света по указанным направлениям в двуосном кристалле.

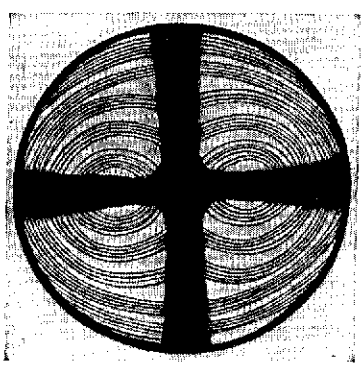
Пусть грани P и Q пластинки, вырезанной из двуосного кристалла, перпендикулярны к одной из его оптич. осей (бинормали O_1c, рис.). Если пучок неполяризованных параллельных лучей, падающих перпендикулярно на входную грань P, пропустить через узкий прокол O_1 в непрозрачном экране, то можно наблюдать внутреннюю К. р.— пучок будет расходиться из O_1 внутри пластинки полым конусом с непрерывно меняющейся от участка к участку конуса линейной поляризацией световой волны (направления поляризации, т. е. направления колебаний вектора электрич. индукции, помечены точками и чёрточками на лучах и чёрточками на экране S). Преломившись на выходной грани Q, пучок образует в воздухе полый цилиндр, дающий светлое кольцо на S. Внешнюю К. р. можно наблюдать с той же пластинкой. Если узкое отверстие O осветить рассеянным светом и через прокол O_2 на выходной грани Q пропустить в воздух лучи, направления к-рых внутри кристалла очень близки к биралиали, то из O_2 будут тоже выходить пучки плоскополяризов. лучей, образующие полый конус с вершиной в O_2.



К. р. испытывают только те немногие лучи, направление к-рых до преломления точно совпадает с направлением бинормали или биралиали. Лучи же близких к ним направлений, гораздо более многочисленные, испытывают лишь обычное *двойное лучепреломление*, образуя внутри и вне слабо освещённых колец К. р. более яркие кольца.

● См. лит. при ст. *Кристаллооптика.*

КОНОСКОПИЯ (от греч. kónos — конус и skopéō — смотрю, наблюдаю), изучение оптич. св-в кристаллов с помощью интерференц. фигур, наблюдаемых в верхней фокальной плоскости объектива поляризац. *микроскопа*. Каждая точка фигуры отвечает определ. направлению света, прошедшего через кристалл. В коноскопич. фигуре (рис.) на фоне изогнутых полос интерференц. окраски видны одна или две тёмные полосы (изогиры), по форме к-рых и их поведению при вращении столика поляризац. микроскопа можно определить осность кристалла, оценить величину угла между оптич. осями, расположение осей оптич. *индикатрисы* и др.



Коноскопич. фигура двуосного кристалла в разрезе, перпендикулярном к биссектрисе острого угла между оптич. осями.

В. Б. Татарский.

КОНСЕРВАТИ́ВНАЯ СИСТЕ́МА (от лат. conservo — сохраняю), механич. система, для к-рой имеет место закон сохранения механич. энергии, т. е. сумма кинетич. энергии T и потенц. энергии Π системы постоянна: $T+\Pi=$ $=\text{const}$. Др. законы сохранения, напр. кол-ва движения, могут при этом не соблюдаться. Пример К. с.— Солн. система. В земных условиях, где неизбежно наличие сил сопротивления (трения, сопротивления среды и др.), вызывающих убывание механич. энергии и переход её в др. формы энергии, напр. в тепло, К. с. осуществляется лишь грубо приближённо.

КОНСТА́НТА СВЯЗИ (константа взаимодействия), параметр, характеризующий силу взаимодействия ч-ц или полей. К. с. обычно определяется через амплитуду рассеяния двух ч-ц при данных (выбранных по соглашению) энергии и передаче импульса. При этом одним из наиб. важных требований, накладываемых на теорию, явл. независимость физ. результатов от изменения такого соглашения — т. н. ренормализационная инвариантность (см. *Перенормировка*). По величине К. с. в физике элем. ч-ц различают сильное вз-ствие, характеризуемое безразмерной постоянной $g^2/\hbar c\approx 14$, эл.-магн. вз-ствие, характеризуемое величиной $\alpha=e^2/\hbar c\approx 1/137$, а также слабое и гравитац. вз-ствия, характеризуемые соответственно величинами $G_F M^2 c/\hbar^3\approx 10^{-5}$ и $GM^2/\hbar c\approx 3{,}5\cdot 10^{-12}$. Здесь g — константа сильного вз-ствия, e — элем. электрич. заряд (константа эл.-магн. вз-ствия), G_F — фермиевская константа слабого вз-ствия, G — гравитац. постоянная, M — масса нуклона.

В объединённой теории эл.-магн. и слабого вз-ствий константа G_F выражается через постоянную α и массу *промежуточного векторного бозона*. Имеется тенденция построения единой теории всех вз-ствий (*«великое объединение»*), в к-рой все К. с. выражались бы друг через друга.

А. В. Ефремов.

КОНТА́КТНАЯ РА́ЗНОСТЬ ПОТЕНЦИА́ЛОВ, разность потенциалов, возникающая между разными контактирующими проводниками в условиях термодинамич. равновесия. Если два тв. проводника привести в соприкосновение, то между ними происходит обмен эл-нами. В результате проводники заряжаются (с меньшей *работой*

выхода положительно, а с большей — отрицательно) до тех пор, пока потоки эл-нов в обоих направлениях не уравновесятся. Установившаяся К. р. п. равна разности работ выхода проводников, отнесённой к заряду эл-на. Если составить электрич. цепь из неск. проводников, то К. р. п. между крайними проводниками определяется только их работами выхода и не зависит от промежуточных членов цепи (п р а в и л о В о л ь т а). К. р. п. может достигать неск. В. Она зависит от строения проводника и от состояния его поверхности. Поэтому К. р. п. можно изменять обработкой поверхностей (покрытиями, адсорбцией и т. п.), введением примесей (для *полупроводников*) и сплавлением с др. в-вами (в случае *металлов*).

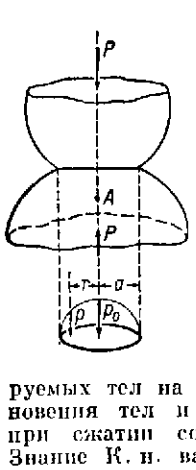
Электрич. поле К. р. п. сосредоточено вблизи границы раздела и в зазоре между проводниками. Линейные размеры этой области тем больше, чем меньше концентрация эл-нов проводимости в проводниках: в металлах $\sim 10^{-8}$—10^{-7} см, в ПП до 10^{-4}—10^{-5} см.

Учёт К. р. п. существен при конструировании электровакуумных приборов. В электронных лампах К. р. п. влияет на вид вольтамперных хар-к. В термоэлектронном преобразователе энергии К. р. п. используется для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. К. р. п. обусловливает нелинейность вольтамперных хар-к контактов металл — ПП и св-ва *электронно-дырочных переходов*.

● П и к у с Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965; Ц а р е в Б. М., Контактная разность потенциалов и ее влияние на работу электровакуумных приборов, 2 изд., М., 1955.

В. Б. Сандомирский.

КОНТА́КТНЫЕ НАПРЯЖЕ́НИЯ, напряжения, к-рые возникают при механич. взаимодействии тв. деформируемых тел на площадках соприкосновения тел и вблизи них (напр., при сжатии соприкасающихся тел). Знание К. н. важно для расчёта на прочность подшипников, зубчатых и червячных передач, шариковых и цилиндрич. катков, соударяющихся тел и т. п. Размер поверхности контакта часто мал по сравнению с размерами тел, причём К. н. быстро убывают при удалении от места контакта. Распределение К. н. по площадке контакта (рис.) и в её окрестности неравномерно, причём макс. касат. напряжения, к-рые в значит. мере предопределяют прочность сжимаемых тел, возникают на нек-ром удалении (точка A) от площадки контакта.



Распределение напряжений при сжатии сферич. тел: P — сжимающая сила; p_0 — макс. напряжение в центре площадки контакта; p — напряжение на расстоянии r от центра; a — радиус площадки; A — точка, в к-рой напряжение максимально.

КОНТРАГИ́РОВАННЫЙ РАЗРЯ́Д (от лат. contrahо — стягиваю, сжимаю), *электрический разряд в газе*, самосжатый в поперечном направлении, наблюдаемый при больших плотностях тока. Вдоль оси разрядной трубки наблюдается ярко светящийся тонкий токовый шнур, понизация и плотность тока вне шнура невелики по сравнению со значением в шнуре. Осн. причины К. р.— термич. неоднородность и собств. магн. поле разряда. Первая причина играет роль преим. при давлениях порядка атмосферного. С ростом тока в радиально неоднородном столбе *плазмы* изменяются условия энергетич. баланса (в мол. газах, напр., при приближении диссоциации к полной резко увеличивается скорость переноса тепла) — в результате происходит к о н т р а к ц и я разряда. Это наблюдается при ср. плотности тока по сечению трубки $\sim 5{,}3$ мА/см^2; плотность эл-нов по оси трубки при К. р. $\sim 10^{11}$ см$^{-3}$. Чем выше давление газа, тем при меньших токах может произойти переход к К. р.

При низких давлениях К. р. обусловлен в основном магн. полем. При токах $\sim 10^4$—10^5 А (в атомарных газах) давление собственного магн. поля становится больше газокинетического и разряд переходит в К.р. (подробнее см. *Пинч-эффект*).

Л. А. Сена.

КОНТРА́СТ (от франц. contraste — противоположность) в оптике, характеризует макс. различие в светимости разл. частей объекта. В геом. оптике К. выражается как $k=\frac{B_{макс}-B_{мин}}{B_{макс}+B_{мин}}$, где $B_{макс}$ и $B_{мин}$ — макс. и мин. *светимости* (для объекта) или *освещённости* (для изображения). k изменяется от единицы (при $B_{мин}=0$) до 0 (при $B_{мин}=B_{макс}$). Отношение $\varkappa=k'/k$, где k' — К. изображения, а k — К. предмета, наз. к о э ф ф и ц и е н т о м п е р е д а ч и К. через оптическую систему. При определении $\varkappa$ обычно пользуются стандартным объектом — решёткой, состоящей из параллельных светлых и тёмных полос равной ширины. Вследствие аберраций и рассеяния света в оптич. системе $\varkappa$ обычно меньше единицы и зависит от числа полос R на ед. длины в решётке. Функция $\varkappa(R)$ наз. *частотно-контрастной характеристикой* оптич. системы и наиболее полно описывает кач-во изображения.

Термин «К.» широко используется в др. областях оптики: ф о т о г р а ф и ч е с к и й К.— разность наибольшей и наименьшей оптич. плотностей; К. *интерференционной картины* — отношение разности яркостей в разл. её точках к соответствующей разности хода; ц в е т о в о й К. служит хар-кой макс. различия в цветах объекта; з р и т е л ь н ы й К. характеризует особенность зрит. восприятия, в силу к-рой визуальная оценка яркости наблюдаемого объекта меняется в зависимости от окружающего фона либо от предыдущих зрит. впечатлений. Понятие «К.» используется в методе *фазового контраста*, к-рый состоит в пропорц. преобразовании разности фаз соседних частей пучка в разность интенсивностей.

● Б о р н М., В о л ь ф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1973; Р у с и н о в М. М., Техническая оптика, Л., 1979.

А. П. Гагарин.

КОНЦЕНТРА́ТОР АКУСТИ́ЧЕСКИЙ, устройство для увеличения *интенсивности звука*. К. а. подразделяются на низкочастотные и высокочастотные. Низкочастотный К. а. — устройство для увеличения амплитуды колебат. смещения низкочастотных УЗ излучателей; представляет собой отрезок стержневого звукопровода перем. сечения или перем. плотности, присоединяемый к излучателю более широким концом или концом с большей плотностью материала. Действие его основано на увеличении амплитуды смещения ч-ц стержня вследствие уменьшения поперечного сечения или плотности последнего в соответствии с законом сохранения кол-ва движения. Применяется гл. обр. на частотах от 18 до 44 кГц. Для эфф. работы низкочастотных К. а. должны выполняться соотношения $D<\lambda'/2$, $l=n\lambda'/2$, где $n=1, 2, 3, \ldots$, D — макс. поперечный, а l — продольный размер К. а., λ' — длина волны в нём. Применяются низкочастотные К. а. в УЗ технологии при резке, дроблении и диспергировании материалов, при сварке и т.д., а также в УЗ хирургии.

Высокочастотный К. а.— устройство для увеличения плотности энергии в нек-рой части пр-ва по сравнению с плотностью энергии у поверхности УЗ излучателя. Действие его основано на *фокусировке звука*, поэтому в кач-ве К. а. могут быть использованы любые фокусирующие устройства — акустич. линзы, зеркала, зональные пластинки, рефлекторы, а также спец. К. а., к-рые представляют собой УЗ фокусирующие излучатели, имеющие форму части сферы, прямого кругового цилиндра или трубы. Они могут создавать в фокальной области интенсивности до неск. кВт/см^2 и даже МВт/см^2 (т. н. сверхмощные К. а.). В сверхмощных К. а. применяется фокусирование как в жидкости, так и в тв. теле. Высокочастотные К. а. используют гл. обр. в УЗ технологии для эмульгирования, диспергирования, распыления, мойки, сушки и др.; в физике — для исследования действия мощного УЗ на

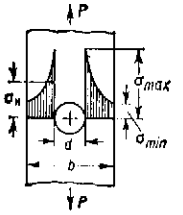
в-во; в биологии — для уничтожения микроорганизмов, исследования влияния УЗ на клетки и т. п., в эксперим. медицине — преим. в нейрохирургии.

И. Н. Каневский.

КОНЦЕНТРА́ЦИЯ (от новолат. concentratio — сосредоточение), величина, определяющая содержание компонента в смеси, р-ре, сплаве. Способы выражения К. различны. Д о л е в а я К. по м а с с е — процентное отношение массы компонента к общей массе смеси (весовые %). А т о м н а я (м о л ь н а я) д о л е в а я К.— процентное отношение содержащихся в смеси *грамм-атомов* компонента к общему кол-ву грамм-атомов смеси (атомные, или мольные, %). О б ъ ё м н а я д о л е в а я К.— процентное отношение объёма компонента к общему объёму системы (объёмные %). К. жидких систем часто выражают массой в-ва, растворённого в 100 г или в 1 л растворителя, а также числом молей в-ва в 1000 молей растворителя. В учении о р-рах пользуются понятиями м о л я р н о с т и (число молей в-ва в 1 л р-ра) и м о л я л ь н о с т и (число молей в-ва в 1 кг растворителя). К способам выражения К. относится также н о р м а л ь н о с т ь (число грамм-эквивалентов в-ва в 1 л р-ра) и т и т р (масса в-ва в 1 мл р-ра). В физике К. наз. кол-во ч-ц в ед. объёма.

К. определяют с помощью разл. хим. методов (напр., титрованием), методами *спектрального анализа*, *лазерной спектроскопии*, *рентгеновской спектроскопии*, *поляриметрии* и др.

КОНЦЕНТРА́ЦИЯ НАПРЯЖЕ́НИЙ в теории упругости и пластичности, увеличение напряжений в малых областях, примыкающих к местам с резким изменением формы поверхности тела, его сечения или с локализов. неоднородностью материала внутри тела. Факторами, обусловливающими К. н. (т. н. концентраторами напряжений или концентраторами), могут быть надрезы, выточки, выбоины, полости, усадочные раковины, трещины, инородные включения, царапины и т. п. К. н. может быть причиной разрушения тел, т. к. она снижает сопротивление тела ударным нагрузкам. При удалении от концентратора напряжения убывают быстро (рис.).



Концентрация напряжений при растяжении силой P полосы шириной b с круглым отверстием диаметром d.

Для количеств. оценки К. н. вводится понятие номинального напряжения $\sigma_н$ — напряжения, к-рое было бы при тех же нагрузках в теле без концентратора напряжений (напр., для полосы с отверстием — равномерно распределённое норм. напряжение в той части полосы, где нет отверстия). Отношение макс. напряжения к номинальному в той же точке наз. коэфф. К. н. $\alpha=\sigma_{макс}/\sigma_н$, где под $\sigma_{макс}$ и $\sigma_н$ понимаются нормальные, или касательные напряжения, или их комбинация (напр., интенсивность напряжений). Значение коэфф. К. н. зависит от формы концентратора и его абс. и относит. размеров, типа нагрузки, структуры и механич. св-в материала. К существ. перераспределению напряжений и ослаблению эффекта К. н. приводит возникновение пластич. деформации в зоне концентратора напряжений.

Для уменьшения К. н. используются разгружающие надрезы, усиление зоны К. н. (напр., увеличение толщины пластинки вокруг отверстия), технологич. приёмы упрочнения материала в зоне концентратора напряжений и т. п.

Распределение напряжений при наличии концентратора напряжений определяется методами теории упругости и пластичности, а также экспериментально (тензометрированием, методом лаковых покрытий, поляризационно-оптическим методом и др.).

В. С. Ленский.

КООРДИНАЦИО́ННАЯ СВЯЗЬ, то же, что *донорно-акцепторная связь*.

КООРДИНАЦИО́ННОЕ ЧИСЛО́, число ближайших к данному атому соседних атомов в *кристаллической решётке* (атомной структуре кристалла) или молекул в *молекулярных кристаллах*. Если центры этих ближайших соседей соединить друг с другом прямыми линиями, то получится плоская фигура или многогранник, наз. координационными. Значение К. ч. колеблется от 2 до 14. Напр., в структуре алмаза, Ge, Si и ZnS К. ч. равно 4, координац. многогранник — тетраэдр. В структурах типа NaCl К. ч. равно 6, координац. многогранник — октаэдр. В нек-рых металлах (Cu, Au и др.) К. ч. равно 12, многогранник — кубооктаэдр. Понятие «К. ч.» применяется и при описании структуры аморфных тел и жидкостей. В этом случае оно явл. статистическим, поэтому К. ч. может оказаться не целым. Для жидкостей К. ч. мера ближнего порядка; по тому, насколько К. ч. жидкости близко к К. ч. кристалла, судят о близости её структуры к структуре кристалла.

● См. лит. при ст. *Кристаллохимия*.

КОРИОЛИ́СА СИ́ЛА, одна из *сил инерции*; вводится для учёта влияния вращения подвижной системы отсчёта на *относительное движение* материальной точки; названа по имени франц. учёного Г. Кориолиса (G. Coriolis). К. с. равна произведению массы точки на её *Кориолиса ускорение* и направлена противоположно этому ускорению. Эффект, учитываемый К. с., состоит в том, что во вращающейся системе отсчёта материальная точка, движущаяся непараллельно оси этого вращения, отклоняется по направлению, перпендикулярному к её относит. скорости, или оказывает давление на тело, препятствующее такому отклонению. На Земле этот эффект, обусловленный её суточным вращением, заключается в том, что свободно падающие тела отклоняются от вертикали к востоку (в первом приближении), а тела, движущиеся вдоль земной поверхности, отклоняются в Сев. полушарии вправо, а в Южном — влево от направления их движения. Вследствие медленного вращения Земли эти отклонения весьма малы и заметно сказываются или при очень больших скоростях движения (напр., у ракет и у артиллерийских снарядов с большими дальностями полёта), или когда движение длится очень долго, напр. подмыв соответствующих берегов рек (т. н. закон Бэра), возникновение нек-рых возд. и мор. течений и др. В технике К. с. учитывается в теории гироскопов, турбин и мн. др. вращающихся систем.

● См. лит при ст. *Механика*.

С. М. Targ.

КОРИОЛИ́СА УСКОРЕ́НИЕ (поворотное ускорение), составляющая полного *ускорения* точки, к-рая появляется при т. н. сложном движении (см. *Относительное движение*), когда переносное движение, т. е. движение подвижной системы отсчёта, не является поступательным. К. у. возникает вследствие изменения относит. скорости точки $v_{от}$ при переносном движении и переносной скорости при относит. движении точки. Численно К. у. $w_{кор}=2\omega_{пер}v_{от}\sin\alpha$; как вектор К. у. определяется ф-лой $w_{кор}=2[\omega_{пер}v_{от}]$, где $\omega_{пер}$ — угл. скорость поворота подвижной системы отсчёта относительно неподвижной, α — угол между $v_{от}$ и $\omega_{пер}$. Направление К. у. можно получить, спроектировав вектор $v_{от}$ на плоскость, перпендикулярную к $\omega_{пер}$, и повернув эту проекцию на 90° в сторону переносного вращения. Таким образом, К. у.— это часть ускорения точки по отношению к основной, а не к подвижной системе отсчёта. Напр., при движении вдоль поверхности Земли вследствие её вращения точка будет иметь К. у. по отношению к звёздам, а не к Земле. К. у. равно нулю при поступат. переносном движении ($\omega_{пер}=0$) или когда $\alpha=0$.

● См. лит. при ст. *Механика*.

С. М. Targ.

КОРО́НА ВЫСОКОЧАСТО́ТНАЯ, высокочастотный *коронный разряд*, наблюдается на частотах $\geqslant 10^5$ Гц. При частотах $\geqslant 10$ МГц переходит в *факельный разряд*.

КОРО́ННЫЙ РАЗРЯ́Д, высоковольтный самостоят. *электрический разряд в газе* при давлении $p\geqslant 1$ атм, возникающий в резко неоднородном электрич. поле вблизи электродов с большой кривизной поверхности (острия,

провода). В этих зонах происходят ионизация и возбуждение нейтр. ч-ц газа при их соударениях с эл-нами, в результате вокруг электродов возникает святящийся ореол — «корона». При пост. напряжении различают два вида короны: 1) униполярную (положительную или отрицательную), когда коронирует электрод только одного знака и во внеш. зоне движутся ионы этого же знака; если коронирует катод. во внеш. зоне в электроотрицат. газе движутся отрицат. ионы, в электроположительном — эл-ны; 2) биполярную, когда коронируют электроды обоих знаков и во внеш. зоне навстречу друг другу движутся ионы разных знаков.

Осн. процессами генерации эл-нов, обеспечивающими воспроизводство лавин и, следовательно, самостоятельность К. р., являются *фотоэффект* на поверхности электродов и объёмная *фотоионизация* собств. излучением разряда. Носители заряда, знак к-рых совпадает со знаком напряжения на коронирующем электроде, выносятся из зоны ионизации во внеш. зону, где условие самостоятельности разряда уже не выполняется. Объёмный заряд внеш. зоны ослабляет напряжённость поля в зоне ионизации и ограничивает силу тока короны. С увеличением приложенного напряжения сила тока увеличивается, но напряжённость электрич. поля на поверхности коронирующего электрода сохраняется неизменной, равной или близкой к напряжённости возникновения короны. В воздухе при атм. давлении напряжённость поля, при к-рой начинается К. р. на проводе радиусом 1 см, равна 39 кВ/см.

Структура зоны ионизации различна в зависимости от давления и рода газа, полярности и типа приложенного напряжения, размеров и формы коронирующего электрода. Она может быть непрерывной (напр., положит. К. р. на тонких проволоках) и прерывистой (К. р. на толстых проводах). При К. р. перем. тока конвективный ток, обусловленный движением объёмного заряда во внеш. зоне, замыкается на противолежащий электрод токами смещения. При напряжении с частотой $\geqslant 10^5$ Гц возникает т. н. **высокочастотная корона**, резко отличающаяся от перечисленных выше структурой области ионизации и величиной тока.

Корона на проводах возд. линий электропередачи высокого напряжения приводит к потерям энергии. Прерывистый характер короны создаёт также дополнит. радиопомехи и акустич. шумы.

К. р. применяется в пром-сти, в электрофильтрах для очистки газов, а также в процессах т. н. электронно-ионной технологии при нанесении порошковых и лакокрасочных покрытий.

● Каплцов Н. А., Электроника, 2 изд., М., 1956; Левитов В. И., Корона переменного тока, [2 изд.], М., 1975.

Н. Б. Богданова.

КОРПУ́СКУЛА (от лат. corpusculum — частица), ч-ца в классической (неквантовой) физике. Чаще употребляется прилагательное от К.— корпускулярный, т. е. обладающий св-вами ч-цы.

КОРПУСКУЛЯ́РНАЯ ОПТИКА, раздел физики, в к-ром изучаются законы движения заряж. ч-ц (эл-нов и ионов) в электрич. и магн. полях. Назв. «К. о.» отвечает аналогии, существующей между движением ч-ц в этих полях и распространением света в оптически неоднородных средах. Подробнее см. *Электронная и ионная оптика.*

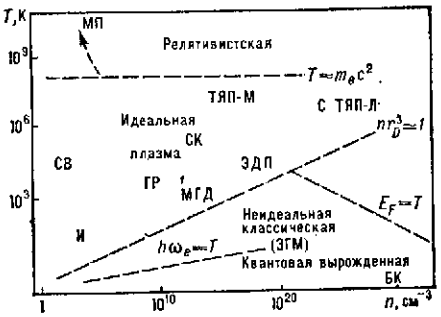
КОРПУСКУЛЯ́РНО-ВОЛНОВО́Й ДУАЛИ́ЗМ, лежащее в основе квант. теории представление о том, что в поведении микрообъектов проявляются как корпускулярные, так и волн. черты. По представлениям классич. (неквантовой) физики, движение ч-ц и распространение волн — принципиально разные физ. процессы. Однако опыты по вырыванию светом эл-нов с поверхности металлов (*фотоэффект*), изучение рассеяния света на эл-нах (*Комптона эффект*) и результаты ряда др. экспериментов убедительно показали, что свет — объект, имеющий, согласно классич. теории, волн. природу, обнаруживает сходство с потоком ч-ц — фотонов, обладающих энергией $\mathscr{E}$ и импульсом p, к-рые связаны с частотой ν и длиной волны λ света соотношениями: $\mathscr{E}=h\nu$, $p=h/\lambda$. С др. стороны, пучок эл-нов, падающих на кристалл, даёт дифракц. картину, к-рую можно объяснить лишь на основе волн. представлений: со свободно движущимся эл-ном сопоставляется т. н. *волна де Бройля*, длина волны и частота к-рой связаны соотношениями $\lambda=h/p$, $\nu=\mathscr{E}/h$, где p — импульс, $\mathscr{E}$ — энергия эл-на. Позже было установлено, что это явление свойственно вообще всем микрочастицам (см. *Дифракция микрочастиц*). Такой дуализм корпускулярных и волн. св-в не может быть понят в рамках классич. физики; так, возникновение дифракц. картины при рассеянии ч-ц несовместимо с представлением о движении их по траекториям. Естеств. истолкование К.-в. д. получил в *квантовой механике.*

Д. В. Гальцов.

КОСМИ́ЧЕСКАЯ ПЛА́ЗМА, *плазма* в косм. пространстве и в косм. объектах: звёздах, звёздных атмосферах, галактич. туманностях и т. п. Плазменное состояние — наиб. распространённое состояние в-ва во Вселенной.

В околоземном косм. пространстве К. п. можно рассматривать в известном смысле как плазму ионосферы, имеющую плотность n до $\sim 10^5$ см$^{-3}$ на высотах $\sim$350 км; плазму *радиационных поясов Земли* ($n\sim 10^7$ см$^{-3}$) и *магнитосферы*; вплоть до неск. земных радиусов простирается т. н. плазмосфера, характеризующаяся плотностью ч-ц $\sim 10^2$ см$^{-3}$. Потоки солн. плазмы, двигающейся радиально от Солнца (т. н. солнечный ветер), по данным прямых измерений в космосе, имеют плотность $\sim$(1—10) см$^{-3}$. Наименьшими плотностями характеризуется К. п. в межзвёздном и межгалактич. пространстве (вплоть до n 10^{-3}—10^{-4} см$^{-3}$). В таких К. п., как правило, отсутствует термодинамич. равновесие, в частности между электронной и ионной компонентами. По отношению к быстропротекающим процессам (напр., *ударным волнам*) такие плазмы явл. бесстолкновительными.

Солнце и звёзды можно рассматривать как гигантские сгустки К. п.



Классификация видов плазмы: ГР — плазма газового разряда; МГД — плазма в магнитогидродинамич. генераторах; ТЯП-М — плазма в термоядерных магн. ловушках; ТЯП-Л — плазма в условиях лазерного термоядерного синтеза; ЭГМ — электронный газ в металлах; ЭДП — электронно-дырочная плазма *ПП*; ВК — вырожденный электронный газ в белых карликах; И — плазма ионосферы; СВ — плазма солн. ветра; СК — плазма солн. короны; С — плазма в центре Солнца; МП — плазма в магнитосферах пульсаров.

с плотностью, постепенно возрастающей от внеш. частей к центру, последовательно: корона, хромосфера, фотосфера, конвективная зона, ядро. Макс. расчётная плотность К. п. в центре нормальных звёзд $\sim 10^{24}$ см$^{-3}$. В массивных и компактных звёздах плотность К. п. может быть на неск. порядков выше. Так, в *белых карликах* плотность настолько велика, что эл-ны оказываются вырожденными (см. *Вырожденный газ*). При ещё бо́льших плотностях, как, напр., в *нейтронных звёздах*, вырождение наступает и для нуклонов.

К. п., как правило, явл. *идеальным газом*. Условие идеальности (малости энергии вз-ствия по сравнению с тепловой) автоматически выполняется в разреженных плазмах за счёт малости n; в глубинных частях нормальных звёзд — за счёт того, что тепловая энергия достаточно велика; в компактных вырожденных объектах — за счёт кинетич. *Ферми энергии.*

Шкала темп-р К. п. простирается от долей эВ в К. п. межзвёздной и межгалактич. сред до релятив. и ультрарелятив. темп-р в магнитосфе-

рах *пульсаров* — быстро вращающихся намагниченных нейтронных звёзд. На рис. схематически показано разнообразие видов К. п. и их примерное расположение на диаграмме темп-ра — плотность.

К. п. удалённых объектов исследуется дистанц. спектральными методами с помощью оптич. телескопов, радиотелескопов, а в последнее время и в рентгеновском и γ-излучениях с помощью внеатмосферных спутниковых телескопов. В пределах солн. системы быстро расширяется диапазон прямых измерений параметров К. п. с помощью приборов на спутниках и косм. аппаратах. Т. о. были обнаружены магнитосферы планет от Меркурия до Сатурна. Методы прямых измерений К. п. включают в себя использование зондовых, спектрометрических измерений и т. д. (см. *Диагностика плазмы*).

● Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75.

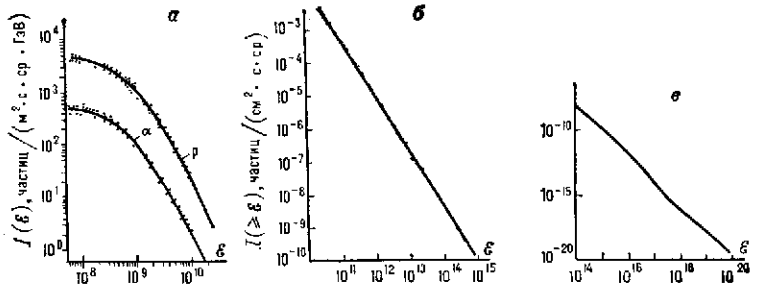
Р. З. Сагдеев.

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ, поток элем. ч-ц высокой энергии, преим. протонов, приходящих на Землю прибл. изотропно со всех направлений косм. пр-ва, а также рождённое ими в атмосфере Земли в результате вз-ствия с ат. ядрами воздуха вторичное излучение, в к-ром встречаются практически все известные элем. ч-цы. Среди первичных К. л. различают высокоэнергичные (вплоть до 10^{21} эВ) галактические К. л. (ГКЛ), приходящие к Земле извне Солн. системы, и солнечные К. л. (СКЛ) умеренных энергий ($\leqslant 10^{10}$ эВ), связанные с активностью Солнца.

Существование К. л. было установлено в 1912 австр. физиком В. Ф. Гессом по производимой ими ионизации воздуха; возрастание ионизации с высотой доказывало их внеземное происхождение; отклонение их в магн. поле (амер. физик Р. Э. Милликен, 1923; Д. В. Скобельцын, 1927; С. Н. Вернов, 1935) доказало, что К. л. представляют собой поток заряж. ч-ц. В 30—40-х гг. проводились интенсивные исследования вторичной компоненты К. л. с помощью камеры Вильсона, газоразрядных счётчиков, яд. фотоэмульсий. С 50-х гг. центр тяжести науч. исследований постепенно перемещается в сторону изучения первичных К. л. В 80-е гг. регистрация разл. компонент К. л. в широком диапазоне энергий проводится наземной мировой сетью станций (на уровне моря, в горах, шахтах), в стратосфере, на ИСЗ, на межпланетных автоматич. станциях.

В исследовании К. л. чётко выделяются два осн. аспекта — космофизический и ядернофизический. В первом занимаются изучением природы К. л., их происхождения, состава, энергетич. спектров, временны́х вариаций, связи разл. явлений в К. л. с хар-ками среды, в к-рой происходит их движение; исследуются возможные источники К. л., механизмы ускорения ч-ц и т. п. Во втором направлении изучаются вз-ствия К. л. высоких энергий с в-вом, генерация элем. ч-ц в атмосфере и их св-ва. Этот аспект тесно примыкает к физике ч-ц высоких энергий. Именно детальное изучение зарядов и масс ч-ц вторичных К. л. привело к открытию таких элем. ч-ц, как *позитрон*, *мюоны*, π- и K-мезоны, Λ-гиперон. К. л. ещё долго будут оставаться уникальным источником ч-ц сверхвысоких энергий, т. к. в самых больших совр. ускорителях макс. достигнутая энергия пока ещё $\sim 10^{14}$ эВ.

Энергетический спектр. Большое значение для определения источника К. л. имеет тщательное измерение их спектров. В интервале энергий от 10^{10} до 10^{15} эВ (рис.) интегр. спектр всех ч-ц ГКЛ описывается степенной ф-цией $\mathcal{E}^{-\gamma}$ с пост. показателем степени $\gamma \approx 1{,}7$ ($\mathcal{E}$ — полная энергия). Как видно из этого выражения и рис., интенсивность тем больше, чем меньше энергия ч-цы. Однако при энергиях $\mathcal{E} < 10^{10}$ эВ этот рост замедляется и практически совсем прекращается при $\mathcal{E} \leqslant 10^{9}$ эВ (спектр становится плоским). Это значит, что в ГКЛ почти нет ч-ц очень малых энергий. При больших энергиях в интервале 10^{15}—10^{17} эВ падение интенсивности происходит быстрее, с $\gamma \approx 2{,}2$. «Излом»



Энергетич. спектр косм. лучей: *а* — дифф. спектр протонов и α-частиц умеренных энергий; *б*, *в* — интегр. спектры всех ч-ц в области высокой и сверхвысокой энергий. Точки — данные наблюдений.

Состав ГКЛ. Поток К. л. у Земли равен ~ 1 частице (см²·с). Более 90% ч-ц первичных К. л. всех энергий составляют протоны, 7% — α-частицы и лишь небольшая доля (1%) приходится на ядра более тяжёлых элементов. Такой состав прибл. соответствует ср. распространённости элементов во Вселенной с двумя существ. отклонениями: в К. л. значительно больше лёгких (Li, Be, B) и тяжёлых ядер с $Z \geqslant 20$. Согласно совр. представлениям, «обогащение» К. л. тяжёлыми ядрами явл. следствием более эффективного их ускорения в источнике по сравнению с лёгкими ядрами. А большое кол-во ядер Li, Be, B по сравнению со ср. распространённостью связано с расщеплением тяжёлых ядер при столкновениях с ядрами атомов межзвёздной среды. Из наблюдаемого кол-ва ядер лёгкой группы и изотопного состава ядер Be получены оценки расстояния, проходимого К. л. в межзвёздной среде (~ 3 г/см²), и времени жизни К. л. в Галактике ($\sim 3 \cdot 10^{7}$ лет). В составе К. л. имеются также эл-ны (1%), обнаружение к-рых (1961) в необходимом кол-ве экспериментально подтвердило гипотезу о синхротронной природе косм. радиоизлучения. Благодаря этому появилась возможность исследовать К. л. не только вблизи Земли, но и в удалённых областях Галактики с помощью радиоастр. методов. Радиоастр. данные показали, что К. л. более или менее равномерно заполняют всю Галактику.

в спектре исчезает при самых высоких энергиях. Спектры ядер разл. элементов прибл. подобны при $\mathcal{E} \geqslant 2{,}5 \cdot 10^{9}$ эВ/нуклон.

С помощью энергетич. спектра можно вычислить поток и плотность энергии К. л. в пр-ве. Плотность энергии ГКЛ составляет прибл. 10^{-12} эрг/см³ = $= 0{,}6$ эВ/см³, что сравнимо по порядку величины с плотностью всех др. видов энергии: гравитац., магн., кинетич. энергии движения межзвёздного газа. Для решения вопроса об источнике К. л. привлекаются данные астрофизики и радиоастрономии. Как показывают оценки, наблюдаемую величину плотности энергии К. л. могут обеспечить вспышки *сверхновых звёзд*, к-рые происходят в нашей Галактике не реже одного раза в сто лет, и образующиеся при этом *пульсары*. Отсюда можно предполагать, что К. л. имеют галактическое (а не метагалактическое) происхождение. Ускорение ч-ц до сверхвысоких энергий может происходить при столкновении с движущимися нерегулярными и неоднородными межзвёздными магн. полями. Хим. состав К. л. формируется при прохождении ими межзвёздной среды. За счёт длит. диффузии в Галактике в межзвёздных магн. полях происходит перемешивание К. л. от разл. источников и достигается наблюдаемая изотропия ($\sim 0{,}1\%$) косм. излучения.

Вариации К. л. Геомагнитные эффекты. Проникая в Солн. систему, ГКЛ вступают во вз-ствие с межпланетным магн. полем, к-рое формируется намагнич. плазмой, движущейся радиально от Солнца (*солнечный ветер*). В Солн. системе устанавливается равновесие между конвективным потоком К. л., выносимым солнечным ветром наружу, и потоком, направленным внутрь системы. Влияние межпланетного поля «чувствуют» ч-цы сравнительно небольших энергий ($\mathcal{E}<10^{10}$ эВ), ларморовский радиус к-рых сравним с размерами неоднородностей межпланетного магн. поля. Параметры гелиосферы изменяются с изменением солн. активности в течение 11-летнего цикла, и в ГКЛ наблюдается модуляция интенсивности, наз. 11-летней вариацией. Интенсивность К. л. изменяется в противофазе с солн. активностью. Амплитуда вариаций различна для разных энергий.

Попадая в магн. поле Земли, К. л. отклоняются от первонач. направления вследствие действия на них *Лоренца силы*. На заданную широту вблизи Земли с данного направления приходят только ч-цы с энергией, превышающей нек-рое пороговое значение. Этот эффект наз. г е о м а г н и т н ы м о б р е з а н и е м. Отклоняющее действие геомагн. поля проявляется тем сильнее, чем меньше геомагн. широта места наблюдения. Так, напр., с вертик. направления на экватор попадают протоны только с энергией $\mathcal{E}\geqslant\mathcal{E}_{\text{пор}}\approx 1{,}5\cdot10^{10}$ эВ, на геомагн. широту 51° — с энергией $\mathcal{E}\geqslant\mathcal{E}_{\text{пор}}\approx 2\,5\cdot10^{9}$ эВ. Так как ГКЛ имеют падающий с ростом энергии спектр, на экваторе наблюдается меньшая интенсивность, чем на высоких широтах,— т. н. ш и р о т н ы й э ф ф е к т К. л.

Взаимодействие К. л. с веществом. Попадая в атмосферу Земли, высокоэнергичные протоны и др. ядра К. л. испытывают столкновения с ядрами атомов воздуха (в осн. азота и кислорода). В результате вз-ствия происходит расщепление ядер и рождение неск. нестабильных элем. ч-ц (т. н. *множественные процессы*). Ср. пробег до яд. вз-ствия в атмосфере для протонов прибл. равен 90 г/см², что составляет ~1/11 часть всей толщи атмосферы, следовательно, протон успеет неск. раз провзаимодействовать с ядрами, прежде чем достигнет поверхности Земли. Поэтому вероятность дойти до уровня моря у первичных К. л. крайне мала. На больших глубинах в атмосфере регистрируется вторичное излучение, разделяемое в соответствии с природой и св-вами на ядерно-активную, мюонную и электронно-фотонную компоненты.

При вз-ствии первичной ч-цы с ядрами атомов воздуха рождаются почти все известные элем. ч-цы, среди к-рых гл. роль играют π-мезоны, как заряженные, так и нейтральные. Нуклоны и не успевшие распасться $\pi^{\pm}$-мезоны образуют ядерно-активную компоненту вторичного излучения. Взаимодействуя с ядрами атомов воздуха, они, подобно первичной ч-це, рождают новые каскады ч-ц до тех пор, пока их энергия не снизится до $\mathcal{E}\sim10^{9}$ эВ. На уровне моря остаётся менее 1% ядерно-активных ч-ц.

Мюонная и нейтринная компоненты образуются при распаде $\pi^{\pm}$-мезонов [$\pi^{\pm}\to\mu^{\pm}+\nu_{\mu}\,(\bar{\nu}_{\mu})$]. Высокоэнергичные мюоны слабо взаимодействуют с в-вом, поэтому они доходят до уровня моря и проникают глубоко под землю. Нейтроны и мюоны вторичного излучения постоянно регистрируются сетью наземных станций. На основе этих измерений исследуются вариации интенсивности первичных К. л.

Возникновение электронно-фотонной компоненты связано с распадом π^{0}-мезонов: $\pi^{0}\to2\gamma$. В кулоновском поле ядер каждый γ-квант рождает электрон-позитронную пару ($\gamma\to e^{+}+e^{-}$). За счёт *тормозного излучения* ч-ц этой пары вновь возникают γ-кванты, к-рые рождают, в свою очередь, электрон-позитронные пары. Повторение этого процесса приводит к лавинообразному размножению числа ч-ц до тех пор, пока при нек-рой $\mathcal{E}_{\text{крит}}$, преобладающими не станут конкурирующие процессы потери энергии γ-квантами и эл-нами (позитронами). После этого происходит затухание каскада. Число ч-ц в максимуме каскада пропорц. энергии первичной ч-цы. Каскады, образующиеся при К. л. с $\mathcal{E}>10^{14}$ эВ, содержат 10^{6}—10^{9} ч-ц; они наз. широкими атм. ливнями (ШАЛ). С помощью ШАЛ проводится исследование К. л. в области сверхвысоких энергий.

Солнечные К. л., в отличие от первичных ГКЛ, наблюдаются эпизодически после нек-рых хромосферных вспышек. Частота появления СКЛ коррелирует с уровнем солн. активности: в годы максимума солн. активности регистрируется ~10 событий в год с энергией ч-ц $\mathcal{E}\geqslant10^{7}$ эВ, а в годы минимума — одно или не бывает вовсе.

В СКЛ наблюдаются ч-цы с более низкими (по сравнению с ГКЛ) энергиями; энергии протонов обычно ограничиваются долями ГэВ, иногда достигают неск. ГэВ. Интенсивность СКЛ падает с уменьшением энергии ч-ц резче, чем интенсивность ГКЛ, причём показатель степени интегр. спектра изменяется от события к событию в пределах от 2 до 7. Верх. предел энергии СКЛ точно не установлен. Ниж. граница регистрируемых ч-ц СКЛ составляет десятки кэВ. В большинстве случаев состав СКЛ в интервале $\mathcal{E}\sim(1\div3)\cdot10^{7}$ эВ/нуклон соответствует распространённости элементов на Солнце. Часто наблюдаются вариации в 2—3 раза относит. содержания ядер He и Fe. Из данных по составу «лёгких» ядер, как и в случае ГКЛ, получена оценка толщи в-ва, проходимого СКЛ в атмосфере Солнца, составляющая $\leqslant$0,2 г/см². Это показывает, что ускорение ч-ц во время солн. вспышки происходит не в глубине солн. атмосферы, а в верхних её слоях — короне или верх. хромосфере. В интервале $\mathcal{E}<10^{7}$ эВ/нуклон потоки СКЛ часто обогащены тяжёлыми ядрами, что указывает на наличие преимуществ. ускорения тяжёлых ядер на Солнце в области малых энергий. Ускорение ч-ц на Солнце интенсивно исследуется благодаря наличию наблюдательных данных по спектрам и потокам СКЛ, полученным с ИСЗ и межпланетных автоматич. станций, а также благодаря процессам, сопровождающим генерацию СКЛ (радиоизлучение, рентг. излучение).

Интенсивность СКЛ различается от события к событию на неск. порядков величины, более интенсивные события наблюдаются, как правило, после сильных хромосферных вспышек. Изменения интенсивности связаны, очевидно, с разными условиями генерации и выхода ч-ц из области ускорения. Наибольшее значение интенсивности измерено после вспышки 4 августа 1972, оно составило $7\cdot10^{4}$ частиц/(см²·с·ср) для ч-ц с энергией $\mathcal{E}\geqslant10^{7}$ эВ.

Длительность возрастаний интенсивности СКЛ составляет неск. суток для $\mathcal{E}\geqslant10^{7}$ эВ и неск. часов для бо́льших энергий. В начале возрастаний наблюдается анизотропия ч-ц вдоль силовых линий межпланетного магн. поля.

Значит. рост потока СКЛ вызывает дополнит. ионизацию в ионосфере, обусловливая помехи и прекращение связи на КВ. Интенсивные потоки СКЛ представляют радиац. опасность для косм. полётов.

● Г и н з б у р г В. Л., С ы р о в а т с к и й С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963; Д о р м а н Л. И., Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М., 1975; М у р з и н В. С., Введение в физику космических лучей, М., 1979.

А. И. Сладкова.

КОСМИЧЕСКИЕ СКОРОСТИ (первая v_{I}, вторая v_{II}, третья v_{III}), минимальные нач. скорости в задаче двух тел, при к-рых к.-л. тело: 1) может стать спутником др. тела (планеты) — v_{I}; 2) преодолеть гравитац. притяжение планеты — v_{II}; покинуть Солн. систему, преодолев притяжение Солнца,— v_{III}.

Первая К. с. для спутников Земли $v_{\text{I}}=\sqrt{GM/r}$, где G — постоянная тяготения, M — масса Земли, r — расстояние от центра Земли до точки пр-ва, где тело приобретает скорость v_{I} по касательной к круговой траектории относительно Земли. Для поверхности Земли (принимаемой за однородный шар радиусом 6371 км, лишённый атмосферы) $v_{\text{I}}=7{,}9$ км/с.

Вторая К. с. $v_{\text{II}}=\sqrt{2GM/r}=v_{\text{I}}\sqrt{2}$. Её наз. также скоростью убегания (ускользания) или параболич. скоростью, т. к. часть молекул земной

атмосферы обладает скоростями теплового движения $v \geqslant v_{II}$ и может навсегда покинуть верх. слои атмосферы (процесс диссипации атмосферы). Название «параболич. скорость» связано с тем, что при нач. скорости, равной v_{II}, тело с массой m будет двигаться относительно тела с массой M (при $m \ll M$) по параболич. орбите. Скорости v, удовлетворяющие неравенству $v_I < v < v_{II}$, наз. эллиптическими, а $v > v_{II}$ — гиперболическими (см. *Двух тел задача*). На поверхности Земли $v_{II} = 11{,}18$ км/с.

Третья К. с. отвечает параболич. скорости относительно Солнца; вблизи орбиты Земли она составляет 42,10 км/с. Для достижения этой скорости тело, запускаемое с Земли, должно приобрести у поверхности Земли скорость 16,6 км/с.

Аналогично К. с. могут быть вычислены и для поверхности др. косм. тел. Так, для Луны $v_I = 1{,}680$ км/с, $v_{II} = 2{,}375$ км/с. Для Венеры и Марса соответственно $v_{IIB} = 10{,}4$ км/с и $v_{IIM} = 5{,}0$ км/с.

● Левантовский В. И., Механика космического полета в элементарном изложении, М., 1970; Руппе Г. О., Введение в астронавтику, пер. с англ., т. 1, М., 1970; Дубошин Г. Н., Небесная механика, Основные задачи и методы, 2 изд., М., 1968.

КОСМОЛОГИЯ (от греч. kósmos — мир, Вселенная и lógos — слово, учение), учение о Вселенной как едином целом и о всей охваченной астр. наблюдениями области Вселенной (Метагалактике) как части целого; раздел астрономии. Выводы К. основываются на законах физики и данных наблюдат. астрономии, а также философских принципах (в конечном счёте — на всей системе знаний) своей эпохи. Важнейшим философским постулатом К. явл. положение, согласно к-рому законы природы (законы физики), установленные на основе изучения весьма ограниченной части Вселенной, чаще всего на основе опытов на планете Земля, могут быть экстраполированы на значительно большие области, в конечном счёте — на всю Вселенную.

Космологические теории различаются в зависимости от того, какие физ. принципы и законы кладутся в основу К. Построенные на их основе модели должны допускать проверку для наблюдаемой области Вселенной, выводы теории должны подтверждаться наблюдениями (во всяком случае, не противоречить им), теория должна предсказывать новые явления. В 80-х гг. 20 в. этому требованию наилучшим образом удовлетворяют разработанные на основе общей теории относительности (в релятив. К.) однородные изотропные модели нестационарной горячей Вселенной.

Возникновение совр. К. связано с созданием релятив. теории тяготения (А. Эйнштейн, 1916) и зарождением внегалактич. астрономии (20-е гг.). На первом этапе развития релятив. К. главное внимание уделялось геометрии Вселенной (кривизна четырёхмерного пространства-времени и возможная замкнутость Вселенной). Начало второго этапа можно датировать работами сов. учёного А. А. Фридмана (1922—1924), в к-рых он показал, что Вселенная, заполненная тяготеющим в-вом, не может быть стационарной — она должна расширяться или сжиматься; но эти принципиально новые результаты получили признание лишь после открытия *красного смещения* (эффекта «разбегания» галактик) амер. астрономом Э. Хабблом (1929). В результате на первый план выступили проблемы механики Вселенной и её «возраста» (длительности расширения). Третий этап начинается моделями «горячей» Вселенной (амер. физик Г. Гамов, 2-я пол. 40-х гг.), в к-рых осн. внимание переносится на физику Вселенной — состояние в-ва и физ. процессы, идущие на разных стадиях расширения Вселенной, включая наиб. ранние стадии, когда состояние было необычным. Наряду с законом тяготения в К. приобретают большое значение законы термодинамики, данные яд. физики и физики элем. ч-ц. Возникает релятив. астрофизика, к-рая заполняет былую брешь между К. и астрофизикой.

В основе теории однородной изотропной Вселенной лежат: ур-ния Эйнштейна общей теории относительности, из них следует кривизна пространства-времени и связь кривизны с плотностью массы (энергии); представления об однородности и изотропности Вселенной (во Вселенной нет к.-л. выделенных точек и направлений, т. е. все точки и направления равноправны). Последнее утверждение часто называют космологич. постулатом. Если дополнительно предположить, что во Вселенной отсутствуют гипотетич. силы, возрастающие с расстоянием и противодействующие тяготению в-ва, а плотность массы создаётся гл. обр. в-вом, то космологич. ур-ния приобретают особенно простой вид и возможными оказываются только две модели. В одной из них кривизна трёхмерного пр-ва отрицательна или (в пределе) равна нулю, Вселенная бесконечна (открытая модель); в такой модели расстояния между скоплениями галактик со временем неограниченно возрастают. В др. модели кривизна пр-ва положительна, Вселенная конечна (но столь же безгранична, как и в открытой модели); в такой (замкнутой) модели расширение со временем сменяется сжатием. В ходе эволюции Вселенной кривизна трёхмерного пр-ва уменьшается при расширении, увеличивается при сжатии, но знак кривизны не меняется, т. е. открытая модель остаётся открытой, замкнутая — замкнутой. Нач. стадии эволюции по обеим моделям совершенно одинаковы: должно было существовать особое нач. состояние — сингулярность с огромной (не меньше чем с планковской 10^{93} г/см^3) плотностью массы и кривизной пр-ва и взрывное, замедляющееся со временем расширение.

Характер эволюции схематически показан на рис. 1 (замкнутая модель) и рис. 2 (открытая модель). По оси абсцисс отложено время, причём момент взрывного начала принят за на-

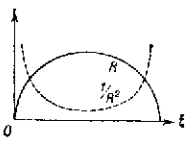


Рис. 1.

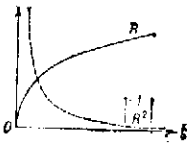


Рис. 2.

чало отсчёта времени ($t = 0$). По оси ординат отложен нек-рый масштабный фактор R, в качестве к-рого может быть принято, напр., расстояние между теми или иными двумя далёкими объектами (галактиками). Зависимость $R = R(t)$ изображается на рис. сплошной линией; прерывистая линия — изменение кривизны в ходе эволюции (кривизна пропорц. $1/R^2$). Заметим ещё, что относит. скорость изменения расстояний $\frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} = H$ есть не что иное, как *Хаббла постоянная* (точнее, параметр Хаббла). В нач. момент ($t \to 0$) фактор $R \to 0$, а параметр Хаббла $H \to \infty$. В наше время значение H лежит в пределах 50—100 (км/с)/Мпк, что соответствует времени расширения от 10 до 20 млрд. лет. Из космологич. ур-ний следует, что при заданном H равная нулю кривизна трёхмерного пр-ва может иметь место только при строго определённой (критической) плотности массы $\rho_{кр} = 3c^2H^2/G$, где G — *гравитационная постоянная*. Если $\rho > \rho_{кр}$, то мир замкнут, при $\rho \leqslant \rho_{кр}$ мир явл. открытым.

Указанные выше два исходных положения релятив. К. достаточны для суждений об общем характере эволюции Вселенной, но они оставляют открытым вопрос о её нач. состоянии. Задание хар-к нач. состояния представляет собой третье независимое положение релятив. К. С 60—70-х гг. стала общепринятой модель «горячей» Вселенной (предполагается высокая начальная температура). В условиях очень высокой темп-ры ($T > 10^{13}$ К) вблизи сингулярности не могли существовать не только молекулы или атомы, но даже и ат. ядра; существовала лишь равновесная смесь разных элем. ч-ц (включая фотоны и нейтрино). На основе физики элем. ч-ц можно рассчитать состав такой смеси при разных темп-рах T, соответствующих последоват. этапам эволюции. Ур-ния К. позволяют найти закон расширения однородной и изотропной Вселенной и изменение её физических параметров в процессе расширения. Согласно этому закону, плотность числа ч-ц вещества

уменьшается пропорц. R^{-3} (или t^{-2}), плотность излучения $\sim R^{-4}$ и т. д. Поскольку расширение вначале к тому же идёт с большой скоростью, очевидно, что высокие плотность и темп-ра могли существовать только очень короткое время. Действительно, уже при $t \approx 0{,}01$ с плотность упадёт от бесконечного (формально) значения до $\sim 10^{10}$ г/см^3. Во Вселенной в момент $t \sim 0{,}01$ с должны были сосуществовать фотоны, эл-ны, позитроны, нейтрино и антинейтрино, а также небольшая примесь нуклонов (протонов и нейтронов). В результате последующих превращений к моменту $t \approx 3$ мин из нуклонов образуется смесь лёгких ядер ($^2/_3$ водорода и $^1/_3$ гелия по массе; все остальные хим. элементы синтезируются из этого дозвёздного в-ва, причём намного позднее, в результате яд. реакций в недрах звёзд; см. *Нуклеосинтез*). В момент образования нейтральных атомов гелия и водорода (рекомбинация нуклонов и электронов в атомы произошла при $t \sim 10^6$ лет) вещество становится прозрачным для оставшихся фотонов, и они должны наблюдаться в настоящее время в виде *реликтового излучения*, свойства к-рого можно предсказать на основе теории «горячей» Вселенной. Хотя расширение вначале идёт очень быстро, процессы превращений элем. ч-ц в самом начале расширения протекают несравненно быстрее, в результате чего устанавливается последовательность состояний термодинамич. равновесия. Это чрезвычайно важное обстоятельство, поскольку такое состояние полностью описывается макроскопич. параметрами (определяемыми скоростью расширения) и совершенно не зависит от предшествующей истории. Поэтому незнание того, что происходило при плотностях, намного превосходящих ядерную, не мешает делать б. или м. достоверные суждения о более поздних состояниях, описываемых законами совр. физики микромира. Общие законы физики надёжно проверены при яд. плотностях ($\sim 10^{14}$ г/см^3), эту плотность имеет Вселенная спустя 10^{-4} с от начала расширения. Следовательно, физ. св-ва эволюционирующей Вселенной вполне поддаются изучению со времени 10^{-4} с от состояния сингулярности (в ряде случаев эту границу отодвигают непосредственно к сингулярности).

Выводы релятив. К. имеют радикальный, революц. характер, и вопрос о степени их достоверности представляет большой общенауч. и мировоззренческий интерес. Наибольшее принципиальное значение имеют выводы о нестационарности (расширении) Вселенной, о высоких значениях плотности и темп-ры в начале расширения («горячая» Вселенная) и об искривлённости пространства-времени. Несколько более частный характер имеют проблемы знака кривизны трёхмерного пр-ва окружающего мира, а также степени однородности и изотропии Вселенной. Вывод о нестационарности надёжно подтверждён космологич. красным смещением; наблюдаемая область Вселенной с линейными размерами порядка неск. млрд. парсек расширяется, и это расширение длится по меньшей мере неск. млрд. лет (объекты, находящиеся на расстоянии 1 млрд. пк, мы видим такими, какими они были ок. 3 млрд. лет тому назад). Столь же основат. подтверждение нашла и концепция «горячей» Вселенной: в 1965 было открыто реликтовое излучение, к-рое оказалось в высокой мере, с точностью до долей процента, изотропным, а спектр его равновесным (планковским) с $T \approx 3$К. Это доказывает, что Вселенная на протяжении более чем 0,99 времени своего существования изотропна. Это, естественно, повышает доверие к однородным изотропным моделям, к-рые до этого рассматривались как весьма грубое приближение к действительности.

Кривизна трёхмерного пр-ва пока не измерена. Её можно было бы определить, если бы была известна ср. плотность массы во Вселенной или можно было бы определить более точно зависимость красного смещения от расстояния (отклонение от линейной зависимости). Астрономич. наблюдения приводят к значениям усреднённой плотности в-ва, входящего в видимые галактики, ок. $3 \cdot 10^{-31}$ г/см^3. Определить плотность скрытого (невидимого) в-ва, а тем более плотность, создаваемую нейтрино (если масса нейтрино не равна нулю), гораздо труднее, и неопределённость суммарной плотности из-за этого весьма велика (она может быть, в частности, на два порядка больше усреднённой плотности звёздного в-ва). На основе имеющихся наблюдат. данных ($10^{-31} < \rho < 10^{-29}$) нельзя сделать никакого выбора между открытой (расширяющейся безгранично) и замкнутой (расширение в далёком будущем сменится сжатием) моделями. Эта неопределённость никак не сказывается на общем характере прошлого и совр. расширения, но влияет на возраст Вселенной (длительность расширения) — величину не достаточно определённую по данным наблюдений. Если бы расширение происходило с пост. скоростью, то время, истекшее с момента изначального взрыва до наст. времени, составляло бы [при $H_0 = 75$ (км/с)/Мпк] $T_0 = \frac{1}{H_0} = 13$ млрд. лет. Но расширение, как видно из приведённых выше графиков, идёт с замедлением, поэтому время T, истекшее с момента начала расширения, меньше T_0. Так, при $\rho = \rho_{кр}$ имеем: $T = {}^2/_3 T_0 = 8{,}7$ млрд. лет. Для $\rho > \rho_{кр}$, т. е. для замкнутых моделей, T ещё меньше. С др. стороны, если существуют космологич. силы, соответствующие отталкиванию, то оказывается возможной, напр., длительная (порядка 10 или более млрд. лет) задержка расширения в прошлом, и T может составлять десятки млрд. лет.

Релятив. К. объясняет наблюдаемое совр. состояние Вселенной, она предсказала неизвестные ранее явления. Но развитие К. поставило и ряд новых, крайне трудных проблем, к-рые ещё не решены. Так, для изучения состояния в-ва с плотностями на много порядков выше яд. плотности нужна совершенно новая физ. теория (предположительно, некий синтез существующей теории тяготения и квант. теории). Подходы же к изучению сингулярности пока лишь намечаются.

По мере развития К. возник вопрос о единственности Вселенной. В рамках совр. К. довольно естественно считать Метагалактику единственной. Но вопросы топологии пространства-времени разработаны ещё недостаточно для того, чтобы составить представление о возможностях, к-рые могут быть реализованы в природе. Это надо иметь в виду, в частности, и в связи с проблемой возраста Вселенной.

Существует проблема зарядовой асимметрии во Вселенной; в нашем космич. окружении (во всяком случае, в пределах Солн. системы и Галактики, а вероятно, и в пределах всей Вселенной) имеет место подавляющее количеств. преобладание в-ва над антивеществом. Причины, приведшие к наблюдаемой асимметрии между веществом и антивеществом своими корнями уходят, по-видимому, в самые ранние стадии развития Вселенной.

К успешно решаемым проблемам К. относится образование скоплений галактик и отд. галактик. Они возникли после стадии рекомбинации благодаря росту имевшихся небольших неоднородностей в распределении в-ва и влиянию гравитац. неустойчивости. Ряд др. проблем К. (проблема сингулярности, выбора космологич. моделей и др.) пока ещё не решены.

● Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, М., 1979; Зельманов А. Л., Космология, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 2, М., 1962; Бесконечность и Вселенная. Сб., М., 1969; Шама Д., Современная космология, пер. с англ., М., 1973; Пиблс П., Физическая космология, пер. с англ., М., 1975; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975.

Г. И. Наан.

КОТТО́НА ЭФФЕ́КТ (круговой дихроизм), неодинаковое поглощение в нек-рых *оптически активных веществах* света (оптич. излучения), поляризованного по правому и левому кругу. Открыт франц. физиком Э. Коттоном (A. Cotton) в 1911. Если толщина слоя активного в-ва достаточна, то свет одной из этих поляризаций при К. э. поглощается полностью, в то время как значит. доля излучения противоположной поляризации проходит через слой. Т. о., подобный слой в-ва, обладающего круговым дихроизмом,

может служить *поляризатором*. В общем случае при К. э. линейно поляризов. свет превращается в эллиптически поляризованный. К. э. проявляется гл. обр. вблизи полос собственного (резонансного) поглощения в-ва. Используется для изучения структуры и св-в оптически активных в-в. См. также ст. *Оптическая активность*, *Плеохроизм*.

КОТТО́НА — МУТО́НА ЭФФЕ́КТ, *двойное лучепреломление* света в изотропном в-ве, помещённом в магн. поле (перпендикулярное световому лучу). Впервые обнаружено в коллоидных растворах англ. физиком Дж. Керром и (независимо) итал. физиком К. Майораной в 1901. Подробно исследовано франц. физиками Эме Коттоном (Aimé Cotton) и А. Мутоном (H. Mouton) в 1907. Для наблюдения К.— М. э. образец прозрачного в-ва помещают между полюсами мощного электромагнита и пропускают через него луч *монохроматического света*, линейно поляризованного в плоскости, составляющей с направлением магн. поля угол в 45°. В отсутствии внеш. магн. поля хаотич. расположение молекул обеспечивает макроскопич. изотропию среды, несмотря на анизотропию отд. молекул. В магн. поле в-во становится анизотропным вследствие упорядоченной ориентации по направлению магн. моментов молекул или агрегатов молекул. Проходящий через в-во луч света из линейно поляризованного превращается в эллиптически поляризованный, т. к. он разделяется в в-ве, ставшем анизотропным, на два луча — обыкновенный и необыкновенный, имеющие разные *преломления показатели* n_o и n_e. Эти лучи распространяются под очень малым углом один к другому (практически их направления совпадают). Поэтому для обнаружения К.— М. э. необходимы достаточно сильные магн. поля. Хар-кой К.— М. э. служит величина $n_e - n_o = CH^2\lambda$, где H — напряжённость магн. поля, C — зависящая от в-ва константа, наз. постоянной Коттона — Мутона, λ — длина волны света. Величина C обратно пропорц. абс. темпре T и, как правило, очень мала [напр., для жидкостей $\sim(1-30)\times\times10^{-13}$ см$^{-1}$Э$^{-2}$]. Аномально большие значения C обнаружены в *жидких кристаллах* и коллоидных р-рах (от 10^{-8} до 10^{-10} см$^{-1}$Э$^{-2}$). В газах эффект очень мал, и поэтому для них величина C надёжно ещё не измерена. К.— М. э. относится к магнитооптич. явлениям (см. *Магнитооптика*). Теория К.—М. э. аналогична теории *Керра эффекта*. Изучая К.— М. э. в разл. в-вах, можно получить информацию о структуре молекул, образовании межмол. агрегатов и подвижности молекул.

● См. лит. при ст. *Магнитооптика*.

КОЭРЦИТИ́ВНАЯ СИ́ЛА (коэрцитивное поле) (от лат. coërcitio — удерживание), одна из хар-к магн. гистерезиса. К. с.— напряжённость H_c магнитного поля, в котором ферромагн. образец, первоначально намагниченный до насыщения, размагничивается (см. рис. 1 в ст. *Гистерезис*). Различают К. с. H_c (или $_JH_c$) и $_BH_c$, когда обращается в нуль соответственно *намагниченность* J образца или *магнитная индукция* B в образце.

Измеряют К. с. *коэрцитиметрами*. Величина К. с. ферромагнетиков меняется в широких пределах: от 10^{-3} до 10^4 Э (от $8\cdot10^{-2}$ до $8\cdot10^5$ А/м). Магн. материалы принято делить по величине К. с. на *магнитно-мягкие материалы* (малое H_c) и магнитно-жёсткие материалы (большое H_c). Значение К. с. определяется факторами, препятствующими перемагничиванию образца. Наличие в образцах примесей и др. *дефектов* кристаллич. решётки затрудняет движение границ магн. доменов и тем самым повышает H_c. Для данного магн. материала К. с. в большой степени зависит от способа приготовления образца и его обработки, а также от внеш. условий, напр. темп-ры.

Особенно высоких значений (10^3—10^4 Э) К. с. достигает у однодоменных ферромагнитных ч-ц (со значит. магн. анизотропией).

КОЭРЦИТИ́ВНОЕ ПО́ЛЕ в сегнетоэлектриках, напряжённость электрич. поля, к-рое необходимо приложить к *сегнетоэлектрику* в полярной фазе, для уменьшения его поляризации до нуля (см. *Гистерезис*).

КОЭРЦИТИ́МЕТР, прибор для измерения *коэрцитивной силы* ферромагн. материалов. Коэрцитивная сила может быть определена по *магнитной индукции* B в образце ($_BH_c$) или по его *намагниченности* J. Наиб. распространены К. для измерения коэрцитивной силы по намагниченности (её обозначают $_JH_c$, или H_c), что объясняется простотой методики измерений и, кроме того, для материалов с $H_c<$ $<$500 А/см значения коэрцитивной силы, определяемые по индукции и намагниченности, мало отличаются друг от друга. При измерении H_c испытываемый образец сначала намагничивают практически до насыщения в электромагните или в намагничивающей катушке К. Затем через эту катушку с помещённым в неё образцом пропускают пост. ток, магн. поле к-рого размагничивает образец. Ток увеличивают до тех пор, пока намагниченность J образца не уменьшится до нуля, что регистрируется индикаторами (*нулевыми приборами*). По току в катушке К., соответствующему состоянию образца с $J=0$, определяют напряжённость размагничивающего поля, т. е. H_c. К. отличаются друг от друга в осн. способом определения равенства нулю намагниченности образца.

На рис. 1 схематически показано устройство К. с *генератором измерительным* в качестве нуль-индикатора, на рис. 2 — схема К. с выполняющим ту же роль *феррозондом*. Распространены также К. с датчиками Холла; К. с измерит. катушкой, подключённой к *баллистическому гальванометру* и сдёргиваемой с образца при определении в нём остаточной намагниченности;

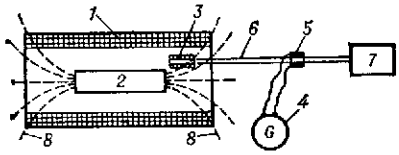


Рис. 1. Коэрцитиметр с измерит. генератором (блок-схема): *1* — намагничивающая катушка; *2* — образец; *3* — катушка измерит. генератора; *4* — магнитоэлектрич. гальванометр, присоединённый к щёткам коллектора *5*; *6* — вал электродвигателя *7*; *8* — силовые линии магн. поля образца.

вибрационные К., у к-рых нуль-индикатором служит колеблющаяся измерит. катушка, и т. д.

Для измерения $_BH_c$ образца его делают частью замкнутой магн. цепи *пермеаметра*, электромагнита или т. н.

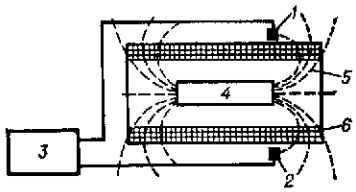


Рис. 2. Феррозондовый коэрцитиметр (блок-схема): *1* и *2* — чувствит. элементы феррозонда, соединённые по разностной схеме; *3* — феррозондовый нулевой прибор; *4* — образец; *5* — силовые линии магн. поля образца; *6* — намагничивающая катушка.

приставного К. (упрощённого пермеаметра, служащего для определения одной точки петли гистерезиса — $_BH_c$). Значение $_BH_c$ соответствует напряжённости размагничивающего поля, при к-рой индукция B в образце равна нулю.

● Магнитные измерения, М., 1969.

КОЭФФИЦИЕ́НТ ПОЛЕ́ЗНОГО ДЕ́ЙСТВИЯ (кпд), характеристика эффективности системы (устройства, машины) в отношении преобразования или передачи энергии; определяется отношением η полезно использованной энергии ($W_{пол}$) к суммарному кол-ву энергии ($W_{сум}$), полученному системой; $\eta = W_{пол}/W_{сум}$. Кпд — величина безразмерная.

В электрич. двигателях кпд — отношение совершаемой полезной механич. работы к электрич. энергии, получаемой от источника; в тепловых двигателях — отношение полезной механич. работы к затрачиваемому кол-ву теплоты; в электрич. трансформаторах — отношение эл.-магн. энергии, получаемой во вторичной обмотке, к энергии, потребляемой первичной обмоткой. Для вычисления кпд разные виды энергии и механич. работа вы-

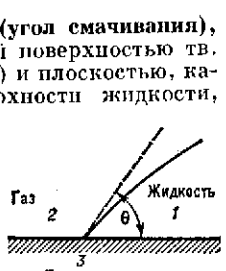
ражаются в одинаковых единицах. В силу своей общности понятие «кпд» позволяет сравнивать и оценивать с единой точки зрения такие разл. системы, как ат. реакторы, электрич. генераторы и двигатели, теплоэнергетич. установки, ПП приборы, биологич. объекты и т. д.

Из-за неизбежных потерь энергии на трение, на нагревание окружающих тел и т. п. всегда $\eta<1$ и выражается в виде правильной дроби или в процентах. Кпд тепловых электростанций достигает 35—40%, двигателей внутр. сгорания 40—50%, динамомашин и генераторов большой мощности 95%, трансформаторов 98%. Кпд процесса фотосинтеза равен 12—15%. У тепловых двигателей в силу *второго начала термодинамики* кпд имеет верх. предел, определяемый особенностями термодинамич. цикла (*кругового процесса*), к-рый совершает рабочее в-во. Наибольшим кпд обладает *Карно цикл*. Различают кпд отд. элемента (ступени) машины или устройства (частный кпд) и кпд, характеризующий всю цепь преобразований энергии в системе. Кпд первого типа в соответствии с характером преобразования энергии может быть механич., термич. и т. д. Ко второму типу относятся общий, экономич., технич. и др. виды кпд. Общий кпд системы равен произведению частных кпд (кпд ступеней).

● Вукалович М. П., Новиков И. И., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1968.

КПД, общепринятое сокращённое обозначение термина *коэффициент полезного действия*.

КРАЕВО́Й У́ГОЛ (угол смачивания), угол θ, образуемый поверхностью тв. тела (или жидкости) и плоскостью, касательной к поверхности жидкости, граничащей с телом (рис.). Равновесное значение θ определяется тремя значениями *поверхностного натяжения* σ на границах соприкасающихся фаз: $\cos\theta=(\sigma_{32}-\sigma_{31})/\sigma_{12}$ (индексы соответствуют границам раздела сред, обозначенных на рис. цифрами). Это выражение справедливо в отсутствии гистерезиса *смачивания*. К. у. определяет степень смачивания: для идеально смачиваемых поверхностей $\theta=0$, для несмачиваемых он может быть даже больше 90°.



КРА́МЕРСА — КРО́НИГА СООТНОШЕ́НИЯ, интегральные соотношения, связывающие вещественную ε' и мнимую ε'' части комплексной *диэлектрической проницаемости:*

$$\varepsilon'-1=\frac{1}{\pi}P\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\varepsilon''(x)}{x-\omega}dx$$

$$\varepsilon''=-\frac{1}{\pi}P\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\varepsilon'(x)-1}{x-\omega}dx\,.$$

Здесь P — символ гл. значения интеграла, ω — частота эл.-магн. поля. К.—К. с. впервые были получены в теории *дисперсии света* голл. физиком Р. Кронигом (R. Kronig) и англ. физиком Х. Крамерсом (H. Kramers) в 1927 для вещественной и мнимой частей показателя преломления n (ω) света.

Впоследствии обнаружился чрезвычайно общий характер К.—К. с. Они явл. следствием *причинности принципа* и представляют собой частный класс *дисперсионных соотношений* в частотной области. Они справедливы как для равновесных сред, так и для широкого класса неравновесных (возбуждённых) сред (напр., для активных сред квант. генераторов и усилителей). В средах с пространств. дисперсией могут быть получены соотношения между ε' и ε'', учитывающие релятив. принцип причинности.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959, § 62; Аграновича В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., 1979, § 1—2. *А. А. Андронов, М. А. Миллер.*

КРА́СНОЕ СМЕЩЕ́НИЕ, увеличение длин волн (λ) линий в эл.-магн. спектре источника (смещение линий в сторону красной части спектра) по сравнению с линиями эталонных спектров. Количественно К. с. характеризуется величиной $z=(\lambda_{\text{прин}}-\lambda_{\text{исп}})/\lambda_{\text{исп}}$, где $\lambda_{\text{исп}}$ и $\lambda_{\text{прин}}$ — соответственно длина волны излучения, испущенного источником и принятого наблюдателем (приёмником излучения). Два механизма приводят к появлению К. с.

К. с., обусловленное эффектом Доплера, возникает в том случае, когда движение источника света относительно наблюдателя приводит к увеличению расстояния между ними (см. *Доплера эффект*). В релятив. случае, когда скорость движения источника v относительно приёмника сравнима со скоростью света (c), К. с. может возникнуть и в том случае, если расстояние между источником и приёмником не возрастает (т. н. поперечный эффект Доплера). К. с., возникающее при этом, можно интерпретировать как результат релятив. замедления времени на источнике по отношению к наблюдателю (см. *Относительности теория*). Космологич. К. с., наблюдаемое у далёких галактик и *квазаров*, интерпретируется на основе общей теории относительности (ОТО) как эффект расширения Метагалактики (взаимного удаления галактик друг от друга; см. *Космология*). Расширение Метагалактики приводит к увеличению длин волн *реликтового излучения* и снижению энергии его квантов (т. е. к охлаждению реликтового излучения).

Гравитац. К. с. возникает, когда приёмник света находится в области с меньшим гравитац. потенциалом (φ_2), чем источник (φ_1). В этом случае К. с.— следствие замедления темпа времени вблизи гравитирующей массы и уменьшения частоты испускаемых квантов света (эффект ОТО): $\nu=\nu_0\left(1+\frac{\varphi_2-\varphi_1}{c^2}\right)$. Примером гравитац. К. с. может служить смещение линий в спектрах плотных звёзд — *белых карликов*. Используя *Мёссбауэра эффект*, в 1959 удалось измерить К. с. в гравитац. поле Земли.

«КРАСОТА́» (символ b, от англ. beauty — красота, прелесть), аддитивное квант. число, характеризующее адроны, носителями к-рого явл. b-кварки; сохраняется в сильном и эл.-магн. взаимодействиях, но не сохраняется в слабом вз-ствии. Введено для истолкования подавленности распадов *upsilon-частиц* (Υ) на более лёгкие адроны. По совр. представлениям, Υ-частицы состоят из b-кварка и соответствующего антикварка ($\bar{b}$), $b\bar{b}$, т. е. имеют нулевую «К.».

КРА́ТНЫЕ ЕДИНИ́ЦЫ, единицы, к-рые в целое число раз больше установленной единицы физ. величины. В *Международной системе единиц* (СИ) приняты след. приставки для образования наименований К. е.:

Кратность	Приставка	Обозначение	
		междунар.	рус.
10^1	дека	da	да
10^2	гекто	h	г
10^3	кило	k	к
10^6	мега	M	М
10^9	гига	G	Г
10^{12}	тера	T	Т

КРАУДИО́Н, см. в ст. *Дефекты*.

КРЕ́МНИЙ (Si), синтетич. монокристалл, *полупроводник*. *Точечная группа симметрии* $m\bar{3}m$, плотность 2,33 г/см³, $T_{\text{пл}}=1417$°С. Твёрдость по шкале Мооса 7, хрупок, заметная пластич. деформация начинается при $T>800$°С. Теплопроводен, температурный коэфф. линейного расширения изменяет знак при $T=120$ К. Оптически изотропен, прозрачен для ИК области в диапазонах $\lambda=1$—9 мкм, коэфф. преломления $n=3{,}42$. Диэлектрич. проницаемость $\varepsilon=11{,}7$, диамагнетик, собств. удельное электросопротивление $23\cdot10^5$ Ом·см. Применяется как материал для *полупроводниковых приборов*, в т. ч. интегр. схем.

КРИВИЗНА́ ПО́ЛЯ изображения, одна из аберраций осесимметрич. оптич. систем; заключается в том, что изображение плоского предмета получается резким не в плоскости, как должно быть в идеальной системе, а на искривлённой поверхности. Если преломляющие поверхности линз, входящих в состав системы, сферичны с радиусами кривизны r_k (k — номер поверхности по ходу луча света) и, кроме того, в системе исправлен *астигматизм*, то изображение плоскости, перпендикулярной *оптической оси* системы, представляет собой сферу радиуса R, причём

$$1/R=\Sigma_k\,(1/r_k)\,(1/n_{k+1}-1/n_k),\quad (*)$$

где n_k, n_{k+1} — показатели преломления сред, расположенных перед k-той преломляющей поверхностью и за ней. Если линзы в системе можно считать тонкими (см. *Линза*), ф-ла (*) сводится к более простой ф-ле: $1/R = -\Sigma_i 1/n_i f_i$; здесь f_i — фокусное расстояние i-той линзы, n_i — показатель преломления её материала. В сложных оптич. системах К. п. исправляют, сочетая линзы с поверхностями разной кривизны так, чтобы правая часть ф-лы (*) обратилась в нуль (условие Пецваля).

● См. лит. при ст. *Аберрации оптических систем.*

КРИСТАЛЛИЗА́ЦИЯ, образование кристаллов из паров, р-ров, расплавов, из в-ва в тв. состоянии (аморфном или другом кристаллическом), из электролитов в процессе электролиза (электрокристаллизация), а также при хим. реакциях. Для К. необходимо нарушение термодинамич. равновесия в т. н. маточной среде — пересыщение р-ра или пара, переохлаждение расплава и т. п. Пересыщение или переохлаждение, необходимые для К., характеризуются отклонением темп-ры, концентрации, давления, электрич. потенциала между фазами от их равновесных значений. В системах с хим. реакциями мерой пересыщения служит отклонение произведения давлений или концентраций компонент от т. н. константы равновесия. Движущей силой электрокристаллизации служит разность потенциалов между металлом и р-ром электролита, превышающая равновесную. В большинстве случаев скорость К. растёт с увеличением отклонения от равновесия.

К. — *фазовый переход* в-ва из состояния переохлаждённой (пересыщенной) маточной среды в крист. фазу с меньшей свободной энергией. Избыточное теплосодержание выделяется в виде скрытой теплоты К. Часть этой теплоты может превращаться в механич. работу; так, растущий кристалл может поднимать положенный на него груз, развивая давление порядка десятков кгс/см² (напр., кристаллы солей, образующиеся в пóрах бетонных плотин в морской воде, могут вызывать разрушение бетона). Выделение скрытой теплоты К. ведёт к нагреванию расплава, уменьшению переохлаждения и замедлению К., к-рая заканчивается исчерпанием в-ва или достижением равновесных значений темп-ры, концентрации и давления.

Зародыши кристаллизации. Переохлаждённая среда может долго сохранять, не кристаллизуясь, неустойчивое метастабильное состояние, напр. мелкие (диам. 0,1 мм) капли хорошо очищенных металлов можно переохладить до темп-р $\sim 0{,}5\ T_{пл}$. Однако при достижении нек-рого предельного для данных условий критич. переохлаждения в жидкости или паре возникает множество мелких кристалликов, наз. зародышами К. Критич. переохлаждение зависит от темп-ры, концентрации, состава среды, её объёма, от присутствия в ней посторонних ч-ц — центров К. (пылинок, кристалликов др. в-в и т. п., на к-рых образуются зародыши), от материала и состояния поверхности стенок сосуда, от интенсивности перемешивания, действия излучений и УЗ.

Объединение ч-ц в крист. агрегаты уменьшает свободную энергию системы, а появление новой поверхности — увеличивает. Чем меньше агрегат, тем большая доля его ч-ц лежит на поверхности, тем больше роль поверхностной энергии. Поэтому с увеличением размера агрегата r работа A, требующаяся для его образования, вначале увеличивается, а затем падает (рис. 1). Агрегат, для к-рого работа образования максимальна, наз. критич. зародышем ($r_{кр}$). Чем меньше работа образования зародыша, тем вероятнее его появление. С этим связано преимущественное зарождение на посторонних ч-цах (в особенности на заряженных), на поверхностях тв. тел (гл. обр. на её неоднородностях) и на их дефектах (гетерогенное зарождение). При этом кристаллики «декорируют» *дефекты* и неоднородности. Гомогенное зарождение в объёме чистой жидкости или газа возможно лишь при очень глубоких переохлаждениях. Критич. зародыш и вырастающий из него монокристалл могут (особенно при глубоких переохлаждениях) иметь ат. структуру, отличную от структуры термодинамически устойчивой макрофазы. Напр., Ga образует пять фаз, из к-рых устойчива только одна. С понижением темп-ры и с ростом переохлаждения уменьшается работа образования зародыша, но одновременно падает и вязкость жидкости, а с нею и частота присоединения новых ч-ц к крист. агрегатам. Поэтому зависимость скорости зарождения от темпры имеет максимум (рис. 2). При низких темп-рах подвижность ч-ц жидкости столь мала, что расплав твердеет, оставаясь аморфным (см. *Стеклообразное состояние*).

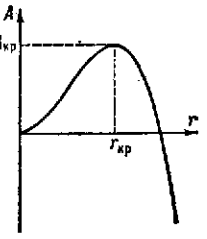


Рис. 1. Зависимость работы A, требующейся для образования крист. агрегата, от его размера r.

Крупные совершенные *монокристаллы* выращивают из пересыщ. р-ров и перегретых расплавов, вводя в них небольшие затравочные кристаллики, не допуская самопроизвольного зарождения. Наоборот, в металлургич. процессах стремятся получить макс. число зародышей и

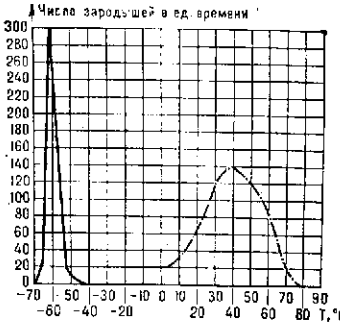


Рис. 2. Левая кривая — зависимость числа зародышей кристаллов глицерина, возникающих в 1 см³ расплава в ед. времени, от темп-ры; правая — то же для 1,2 см³ расплава пиперина.

добиваются сильного переохлаждения расплава.

Рост кристаллов. Из слабо переохлаждённых паров, р-ров и, реже, из расплавов кристаллы растут в форме многогранников. Их наиб. развитые грани обычно имеют простые *индексы кристаллографические*, напр. для *алмаза* это грани куба и октаэдра. В силу геом. соображений размер каждой грани, как правило, тем больше, чем

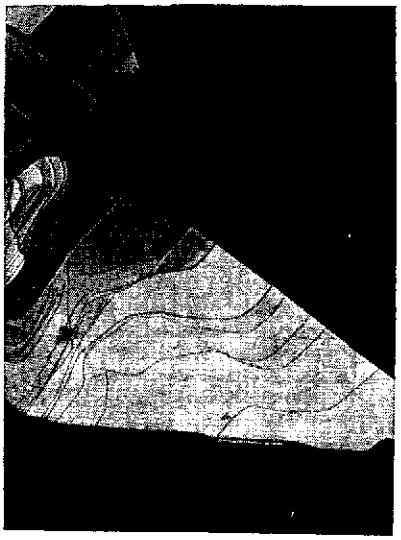


Рис. 3. Послойный рост паратолуидина из паров.

меньше скорость её роста. Т. к. скорость роста увеличивается с переохлаждением по-разному для разных граней, то с изменением переохлаждения меняется и облик (габитус) кристалла. Рост граней простых индексов часто идёт послойно — незавершённые слои (ступени) движутся при росте по поверхности грани. Высота ступени (толщина слоя) колеблется

от долей мм до неск. А. На тонких двупреломляющих крист. пластинках ступени наблюдаются в поляризов. свете как границы областей разл. окраски (рис. 3). Тонкие ступени движутся при росте быстрее толстых, догоняют их и сливаются с ними. В свою очередь, высокие ступени расщепляются на более низкие. Ступенчатая структура поверхности сильно

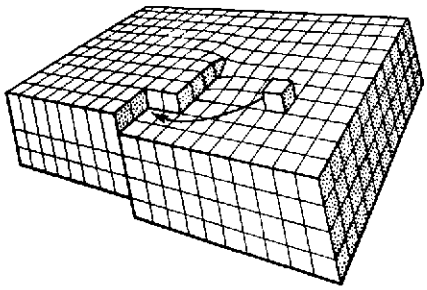


Рис. 4а. Рост кристаллов на винтовой дислокации.

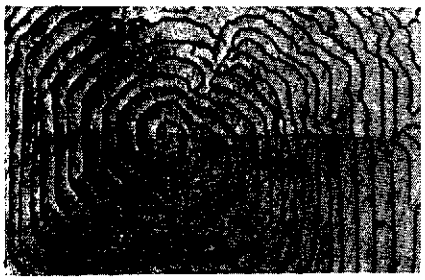


Рис. 4б. Форма ступени при спиральном росте.

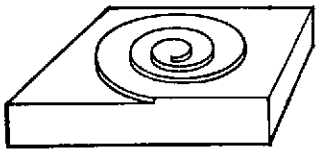


Рис. 4в. Спиральный рост на грани (100) синтетич. алмаза.

зависит от условий роста (темп-ры, пересыщения, состава среды) и влияет на совершенство и форму кристалла. Напр., появление на кристаллах сахарозы высоких ступеней ведёт к захвату капелек маточного р-ра и растрескиванию кристаллов.

Если кристалл содержит винтовую *дислокацию*, то его рост происходит путём присоединения атомов к торцу ступени, оканчивающейся на дислокации (рис. 4, *а*). В результате крист. слой растёт, непрерывно накручиваясь сам на себя, надстраивая кристалл (рис. 4, *б*, *в*). В этом случае заметная скорость роста кристалла наблюдается уже при малых отклонениях от равновесия (скорость роста пропорц. квадрату переохлаждения).

В случае бездислокац. кристалла отложению каждого нового слоя должно предшествовать его зарождение. При малых отклонениях от равновесия новые слои зарождаются лишь около дефектов поверхности, а при больших отклонениях зарождение слоёв возможно в любых точках поверхности. При больших отклонениях от равновесия как в случае зародышевого, так и в случае дислокац. механизма скорость роста кристалла увеличивается с переохлаждением линейно.

Ступени, расходящиеся по грани от дислокаций (возникающих на уколах, царапинах и др.), а при больших пересыщениях и от вершин кристалла, образуют остроконечные **холмики роста**. Поверхность растущей грани целиком состоит из них. Склоны холмиков отклонены от грани на углы порядка неск. градусов, причём тем меньше, чем меньше пересыщение (см. *Вициналь*).

Из расплава кристаллы (напр., большинства металлов) часто растут не ограненными, а округлыми. Округлые поверхности растут не послойно (тангенциально), а нормально, когда присоединение новых ч-ц к кристаллу происходит практически в любой точке его поверхности. Поверхности кристаллов, растущих послойно, атомно-гладкие. Это означает, что осн. масса возможных ат. положений в слое занята (рис. 5). Поверхности, растущие нормально, шероховатые. На них число *вакансий* и адсорбиров. атомов сопоставимо с полным числом возможных ат. положений (рис. 6). Переход от атомно-гладких к шероховатым поверхностям должен иметь хар-р фазового перехода. Такой переход происходит, в частности, при изменении состава системы. Атомно-шероховатые поверхности, а часто и торцы ступеней на атомно-гладких поверхностях содержат множество изломов. На изломах атомы могут переходить в крист. фазу поодиночке, не объединяясь в агрегаты и потому не преодолевая связанных с этой коллективностью потенц. барьеров. Рост шероховатой поверхности и ступеней обусловлен гл. обр. скоростью присоединения отд. ч-ц к изломам. В результате скорости роста шероховатых поверхностей почти одинаковы во всех направлениях и форма растущего кристалла округлая; кристаллы с атомно-гладкими поверхностями растут послойно и образуют многогранники.

Заполнение каждого нового ат. места в кристалле происходит не сразу, а после многочисл. «проб и ошибок» — присоединений и отрывов атомов или молекул. Характерное число попыток на одно «прочное» присоединение тем больше, чем меньше отклонение от равновесия. Вероятность появления неравновесных дефектов при К. по этой причине падает с ростом числа попыток, т. е. с уменьшением пересыщения. В р-рах и парáх ч-цы диффундируют к изломам из объёма и по растущей поверхности. Состояние адсорбции — промежуточное при переходе из объёма пересыщ. среды в объём кристалла. Скорость роста кристалла из р-ров определяется степенью лёгкости отделения строит. ч-цы от молекулы или от ионов растворителя и пристройки их к изломам. Скорость

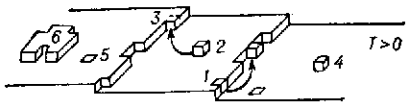


Рис. 5. Характерные положения атома на атомно-гладкой поверхности кристалла со ступенями: *1* — в торце ступени; *2* — на ступени; *3* — в изломе; *4* — на поверхности; *5* — в поверхностном слое кристалла; *6* — двухмерный зародыш на атомно-гладкой грани.

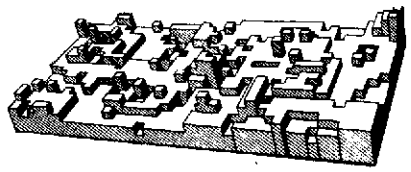
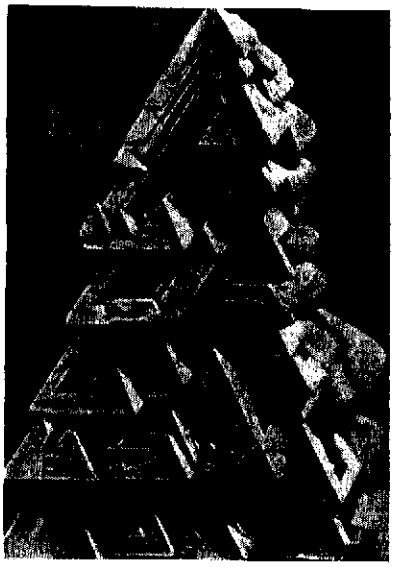


Рис. 6. Атомно-шероховатая поверхность (результат моделирования на ЭВМ).

роста из расплавов обусловлена лёгкостью изменения относительных положений соседних ч-ц жидкости.

Формы роста кристаллов. Простейшая форма роста — многогранник, причём размеры отд. граней сильно зависят от условий роста. Отсюда — пластинчатые, игольчатые, нитевидные и др. формы *кристаллов*. При росте больших ограничённых кристаллов из неподвижного р-ра (без перемешивания) пересыщение выше у вершин и рё-

Рис. 7. Скелетный кристалл шпинели.

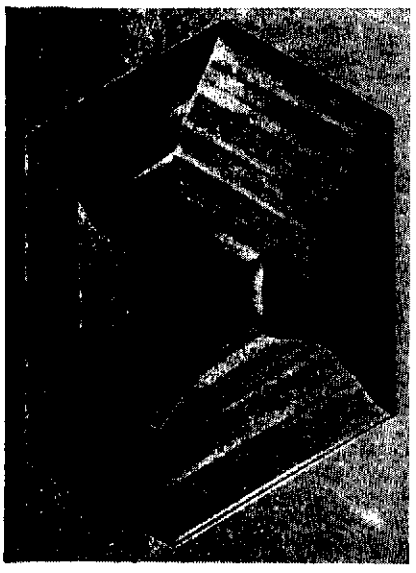


бер кристалла и меньше в центр. частях грани. Поэтому вершины становятся ведущими источниками слоёв роста. Если пересыщение над центр. участками граней достаточно мало, то вершины обгоняют центры граней. Плоская грань перестаёт существовать — возникают скелетные (рис. 7) и т. н. древовидные (дендритные) (рис. 8) формы кристаллов. Их появлению способствуют также пек-рые примеси.

Рис. 8. Дендритный кристалл.

Примесь, содержащаяся в маточной среде, входит в состав кристалла. Отношение концентраций примеси в кристалле и в среде наз. коэфф. распределения примеси. Кол-во захваченной примеси зависит от скорости роста кристалла. Разные грани захватывают при К. разные кол-ва примесей. Поэтому кристалл оказывается как бы сложенным из пирамид, имеющих основаниями грани кристалла и

Рис. 9. Зонарное и секториальное строение кристалла алюмокалиевых квасцов.



сходящихся своими вершинами к его центру (секториальное строение, рис. 9). Такой секториальный захват примеси вызван разл. строением разных граней. Если кристалл плохо захватывает примесь, то избыток её скапливается перед фронтом роста. Время от времени этот обогащённый примесью пограничный слой захватывается растущим кристаллом, в результате чего возникает зонарная структура (полосы на рис. 9).

При очень малых скоростях роста кристалла из расплава распределение примеси перестаёт зависеть от направления и скорости роста и приближается к равновесному значению, определяемому *диаграммой состояния*. Растущие кристаллы диэлектриков могут захватывать находящиеся в расплаве ионы разных знаков в разных кол-вах. В результате между растущим кристаллом и расплавом возникает разность потенциалов. При К. льда она достигает многих десятков В. Пропускание тока через границу проводящий кристалл — расплав ведёт к изменению скорости К. и кол-ва захваченной кристаллом примеси.

При росте кристаллов в достаточно больших объёмах в-ва (десятки, сотни $см^3$ и более) перемешивание р-ров и расплавов возникает самопроизвольно. Р-р около растущих граней обедняется, его плотность уменьшается, что в поле тяжести приводит к конвекционным потокам, направленным вверх. По-разному омывая разл. грани, потоки изменяют скорости роста граней и облик кристалла. В расплаве из-за нагревания примыкающей к растущему кристаллу жидкости скрытой теплотой К. также возникают конвекц. потоки. Скорость, темп-ра и концентрация примесей в конвекционных потоках хаотически или регулярно колеблются около ср. значений. Соотв. меняются скорость роста и состав растущего кристалла, в теле к-рого остаются «отпечатки» последоват. положений фронта К. (з о н а р н а я с т р у к т у р а). Флуктуации темп-ры в расплаве могут быть столь сильны, что рост кристалла сменяется плавлением. В металлич. расплавах магн. поле останавливает конвекцию и уничтожает зонарность. При отсутствии силы тяжести, напр. на искусств. спутниках, конвекция сильно уменьшается, соотв. уменьшается зонарная неоднородность. При К. в невесомости расплав перестаёт смачивать стенки сосуда, что снижает плотность дислокации в выращиваемом кристалле.

Если расплав перед фронтом роста сильно переохлаждён, то фронт неустойчив: выступ, случайно возникший на нём, попадает в область большего переохлаждения и скорость роста вершины выступа увеличивается ещё больше и т. д. В результате плоский фронт роста разбивается на округлые купола, имеющие в плоскости фронта форму полос или шестиугольников: возникает ячеистая структура (рис. 10, *а*). Линии сопряжения ячеек (канавки) оставляют в теле растущего кристалла дефектные и обогащённые примесью слои, так что весь кристалл оказывается как бы сложенным из гексагональных палочек или пластинок (карандашная структура, рис. 10, *б*). На более поздних стадиях потери устойчивости возникают д е н д р и т ы. Если темп-ра расплава увеличивается при удалении от фронта роста, то фронт устойчив — ячейки и дендриты не возникают.

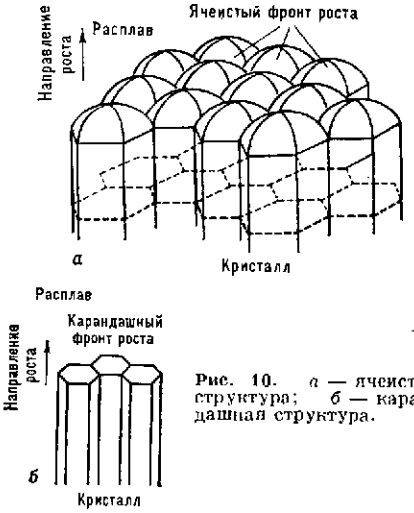


Рис. 10. *а* — ячеистая структура; *б* — карандашная структура.

Если в переохлаждённом расплаве (р-ре) оказывается не плоская поверхность, а маленький кристалл, то выступы на нём (прежде всего вершины) развиваются в разл. кристаллографич. направлениях, отвечающих макс. скорости роста, и образуют многолучевую звезду. Затем на этих главных отростках появляются боковые ветви, на них — ветви след. порядка: возникает дендритная форма кристаллов (рис. 8). Кристаллографич. ориентация дендритного кристалла одинакова для всех его ветвей.

Образование дефектов. Реальные кристаллы всегда имеют неоднородное распределение примесей. Примеси изменяют параметры крист. решётки, и на границах областей разного состава возникают внутр. напряжения. Это приводит к образованию *дислокаций* и трещин. При К. из расплава дислокации возникают как результат термоупругих напряжений в неравномерно нагретом кристалле, а также нарастания более горячих новых слоёв на более холодную поверхность. Дислокации могут «наследоваться», переходя из затравки в выращиваемый кристалл.

Посторонние газы, хорошо растворимые в маточной среде, но плохо захватываемые растущим кристаллом,

образуют на фронте роста пузырьки газа, к-рые захватываются кристаллом, если скорость роста превосходит нек-рую критическую. Так же из маточной среды захватываются и посторонние тв. ч-цы, к-рые становятся затем источниками внутр. напряжений в кристалле и приводят к образованию дислокаций. При К. в невесомости отвод пузырьков затруднён и кристалл обогащается газовыми включениями. Увеличивая плотность пузырьков, можно получать т. н. пенометаллы.

Массовая кристаллизация. При определ. условиях возможен одновременный рост множества кристаллов. Спонтанное массовое появление зародышей и их рост происходят, напр., при затвердевании отливок металлов. Кристаллы зарождаются прежде всего на охлаждаемых стенках изложницы, куда заливается перегретый металл. Зародыши на стенках ориентированы хаотично, однако в процессе роста «выживают» те из них, у к-рых направление макс. скорости роста перпендикулярно стенке. В результате у поверхности возникает т. н. столбчатая зона, состоящая из почти параллельных узких кристаллов, вытянутых вдоль нормали к поверхности.

● Шубников А. В., Образование кристаллов, М.—Л., 1947; Леммлейн Г. Г., Морфология и генезис кристаллов, М., 1973; Маллин Дж.-У., Кристаллизация, пер. с англ., М., 1965; Лодиз Р. А., Паркер Р. Л., Рост монокристаллов, пер. с англ., М., 1974; Современная кристаллография, т. 3 — Образование кристаллов, М., 1980; Рост и дефекты металлических кристаллов, К., 1972; Проблемы современной кристаллографии, М., 1975. *А. А. Чернов.*

КРИСТАЛЛИ́ТЫ, мелкие монокристаллы, не имеющие ясно выраженной огранки. К. являются крист. зёрна в металлич. слитках, горных породах, минералах, поликрист. образованиях и др. См. *Поликристалл.*

КРИСТАЛЛИ́ЧЕСКАЯ РЕШЁТКА, присущее крист. состоянию в-ва регулярное расположение ч-ц (атомов, ионов, молекул), характеризующееся периодич. повторяемостью в трёх измерениях. Плоские грани кристалла, образовавшегося в равновесных условиях, соответствуют ат. плоскостям, рёбра — рядам атомов. Существование К. р. объясняется тем, что равновесие сил притяжения и отталкивания между атомами, соответствующее минимуму потенц. энергии системы, достигается при условии трёхмерной периодичности.

Для описания К. р. достаточно знать размещение атомов в её элем. ячейке, повторением к-рой путём параллельных переносов (трансляций) образуется К. р. Элем. ячейка имеет форму параллелепипеда. Она может быть выбрана разл. способами. Но существует основанный на учёте симметрии и геом. соотношений алгоритм приведения к единому описанию. Рёбра элем. параллелепипеда a, b, c наз. постоянными или периодами К. р. либо (в векторной форме) векторами трансляций (рис. 1). Параллелепипед мин. объёма, содержащий наименьшее число атомов, наз. примитивной ячейкой. В элем. ячейке может размещаться от одного атома (хим. элементы) до 10^2 (хим. соединения) и 10^3 — 10^6 атомов (белки, вирусы, см. *Биологические кристаллы*). В соответствии с этим периоды К. р.

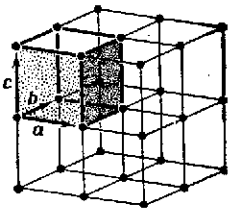


Рис. 1. Элем. ячейка кристаллич. решётки.

различны — от неск. Å до 10^2—10^3 Å. Любому атому в данной ячейке соответствует трансляционно-эквивалентный атом в каждой другой ячейке кристалла (рис. 2). По признаку точечной симметрии элем. ячейки (см. *Симметрия кристаллов*) все кристаллы делятся на семь сингоний (см. *Сингония* кристаллографическая).

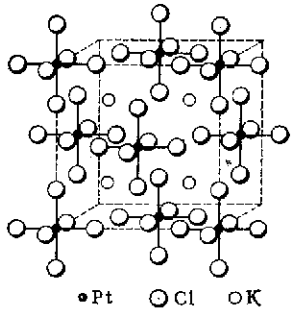


Рис. 2. Расположение атомов в элем. ячейке хим. соединения K_2PtCl_4.

Ат. структура К. р., расположение всех её ч-ц описываются т. н. пространственными (фёдоровскими) группами симметрии кристаллов, к-рые содержат как операции переносов (трансляций), так и операции поворотов, отражений и инверсии и их комбинации. Всего существует 230 пространств. групп симметрии. В К. р. возможны лишь оси 2-го, 3-го, 4-го и 6-го порядков, а оси 5-го, 7-го и более высоких порядков в кристаллах невозможны. Если к данной точке (узлу) кристалла, напр. к любому её атому, применить только операции переноса данной пространственной группы, то получается геом. трёхмерно-периодич. система узлов, к-рая и характеризует К. р. Таких систем существует всего 14, их наз. *Браве решётками.* Полное описание К. р. даётся пространств. группой, параметрами элем. ячейки, координатами атомов в ячейке. В этом смысле понятие К. р. эквивалентно понятию ат. структуры кристалла.

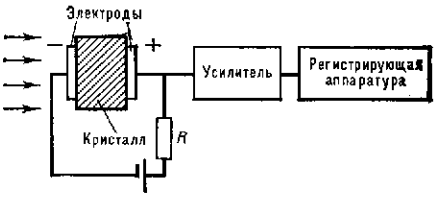
Структура реального кристалла отличается от идеализиров. схемы, описываемой понятием К. р. Идеализацией явл. представление о дискретности К. р. В действительности электронные оболочки атомов, составляющих К. р., перекрываются, образуя непрерывное периодич. распределение заряда с максимумами около дискретно расположенных ядер. Идеализацией явл. также неподвижность атомов. Атомы и молекулы К. р. колеблются около положений равновесия, причём хар-р колебаний (динамика К. р.) зависит от симметрии и вз-ствия атомов (см. *Колебания кристаллической решётки*). Известны случаи вращения молекул в К. р. С повышением темп-ры амплитуда колебаний ч-ц увеличивается, что в конечном счёте приводит к разрушению К. р. и переходу в-ва в жидкое состояние. Атомы в узлах К. р. могут отличаться по ат. номеру Z (*изоморфизм*) и по массе ядра (изотопич. изоморфизм); кроме того, в реальном кристалле всегда имеются разл. рода *дефекты* — примесные атомы, *вакансии*, *дислокации* и т. д.

● См. лит. при ст. *Кристаллография, Симметрия кристаллов.*

Б. К. Вайнштейн, А. А. Гусев.

КРИСТАЛЛИ́ЧЕСКИЕ БЛО́КИ, области монокристалла, ориентированные не строго параллельно друг другу. Разориентация К. б. колеблется от угловых с до градусов. Размер К. б. может колебаться от микрометров до неск. см. Блочный хар-р структуры мн. реальных кристаллов обнаруживается, напр., по расщеплению пятен лауэграмм (см. *Кристаллы, Рентгеновский структурный анализ, Дислокации*).

КРИСТАЛЛИ́ЧЕСКИЙ СЧЁТЧИК, прибор для регистрации ч-ц, основанный на появлении в диэлектрич. кристаллах при попадании в них ч-ц заметной электропроводности. К. с. представляет собой монокристалл



Блок-схема крист. счётчика.

(обычно алмаз или CdS), на противоположные грани к-рого нанесены электроды (рис.). Проходя через кристалл, заряж. ч-цы вызывают в нём ионизацию. Образующиеся носители заряда — эл-ны проводимости и дырки — движутся под влиянием электрич. поля к электродам. Отд. ч-ца вызывает в цепи К. с. кратковрем. импульс тока, к-рый после усиления можно зарегистрировать пересчётным прибором или амплитудным анализатором. Амплитуда импульса пропорц. энергии, выделенной ч-цей в кристал-

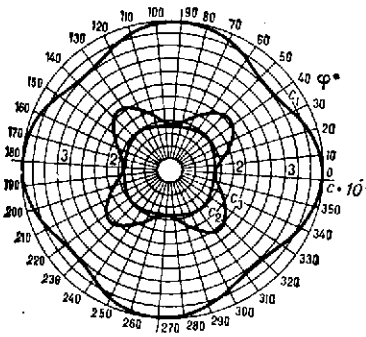
ле. Недостаток К. с.— поляризация *диэлектрика*. Часть носителей заряда при движении к электродам захватывается *дефектами* крист. решётки. Возникает внутр. электрич. поле. Кол-во дефектов и внутр. поле возрастают по мере облучения кристалла (см. *Радиационные дефекты*) и ослабляют действие приложенного внеш. поля. Это приводит к уменьшению амплитуды импульсов и к прекращению счёта (для устранения поляризации применяют нагрев кристалла, его освещение, перем. поля и т. п.). Однако простота конструкции К. с., его малые размеры (неск. мм³) и способность нек-рых кристаллов (напр., алмаза) работать при высоких темп-рах делают К. с. удобным детектором, в частности в *дозиметрии*.

● Головин Б. М., Осипенко Б. П., Сидоров А. И., Гомогенные кристаллические счетчики ядерных излучений, «ПТЭ», 1961, № 6, с. 5.

С. Ф. Козлов.

КРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, то же, что *внутрикристаллическое поле*.

КРИСТАЛЛОАКУСТИКА, изучает особенности распространения акустич. волн в кристаллах, а также влияние анизотропии физ. св-в кристаллов на хар-ки акустич. волн (особенности их поляризации, поглощения и



Анизотропия фазовых скоростей продольной c_1 и поперечных c_2 и c_3 упругих волн в плоскости [100] кристалла $Bi_{12}GeO_{20}$.

отражения, дифракции и др.). В кристаллах могут распространяться как объёмные, так и *поверхностные акустические волны* (ПАВ). Объёмные акустич. волны распространяются в кристалле так же, как в газах и жидкостях,— в любом направлении. ПАВ распространяются вдоль свободных поверхностей (границ) кристалла либо вдоль границ раздела двух кристаллов.

Анизотропия упругих св-в кристаллов существенно сказывается на хар-ре распространения акустич. волн. В кристалле, в отличие от изотропного тв. тела, в каждом направлении распространяются три *упругие волны*: продольная и две поперечных. Каждая из них имеет свою фазовую скорость, к-рая зависит от направления распространения волны в кристалле (рис.). В ряде направлений, соответствующих осям симметрии высокого порядка (см. *Симметрия кристаллов*), скорости двух поперечных волн могут совпадать. В таких направлениях, наз. акустическими осями кристалла, возможно распространение поперечных волн с произвольной поляризацией, как в изотропном теле. Суперпозиция линейно поляризованных волн позволяет получить эллиптич. и круговую поляризации сдвиговых волн. Анизотропия упругих св-в кристалла приводит к тому, что направление потока энергии акустич. волны $\boldsymbol{P}$ не совпадает с направлением волн вектора $\boldsymbol{k}$. Угол γ между векторами $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{k}$ может составлять десятки градусов. Вследствие этого даже при отсутствии дисперсии групповая скорость в кристаллах может не совпадать с фазовой. Характерно, что даже при распространении волн вдоль направлений высокого порядка симметрии поток энергии для сдвиговых волн может отклоняться от направления распространения волны, причём направление вектора потока энергии зависит от поляризации волны. В случае распространения сдвиговых волн вдоль акустич. осей это явление, по аналогии с оптикой, наз. внутренней конической рефракцией. Угол конич. рефракции в кварце, напр., составляет 17°, в $LiNbO_3$ ~8°, в NaCl~10°, в KCl~21°.

Анизотропия кристаллов усложняет также законы отражения и преломления акустич. волн на границах раздела сред: падающая волна при отражении и преломлении может расщепляться на неск. волн разных типов, в т. ч. и поверхностных. Пространственная дисперсия, обусловленная периодичностью крист. решётки, приводит к вращению плоскости поляризации сдвиговых волн (т. н. акустическая активность). Затухание звука в кристаллах определяется его рассеянием на микродефектах и дислокациях, поглощением вследствие вз-ствия упругой волны с тепловыми колебаниями крист. решётки — *фононами*, поглощением, обусловленным термоупругими и тепловыми эффектами. В металлах и ПП существует специфич. вид поглощения звука вследствие вз-ствия УЗ с электронами проводимости (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*), а в ферромагнетиках и сегнетоэлектриках дополнит. поглощение связано с доменными процессами.

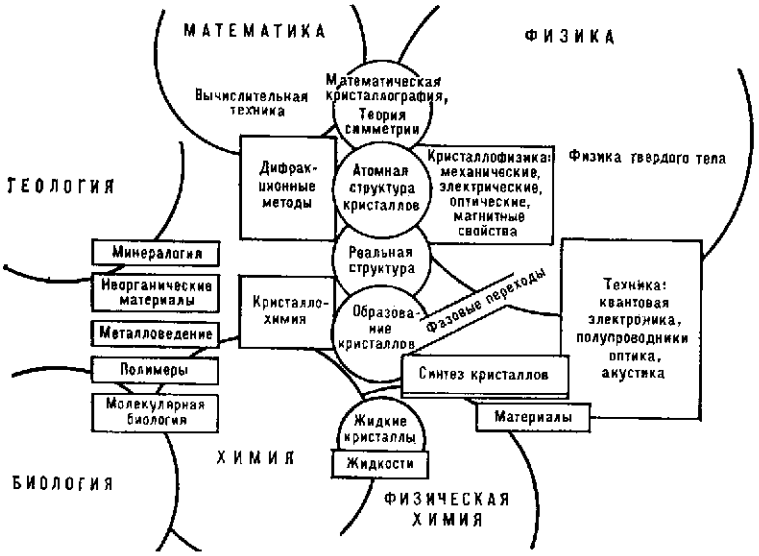
Нелинейная К. занимается исследованием вз-ствия акустич. волн в кристаллах: генерации акустич. гармоник и волн комбинац. частот, вз-ствий с электрич. полями и эл.-магн. волнами (см. *Нелинейное взаимодействие акустических волн*). Исследование нелинейного вз-ствия упругих волн в кристаллах имеет значение не только для объяснения поглощения звука, но также для описания тепловых фононных вз-ствий и лежит в основе теории работы нелинейных акустич. устройств — корреляторов, конволюторов. УЗ волны в кристаллах используются для создания ультразвуковых и гиперзвук. линий задержки, акустооптич. устройств и устройств *акустоэлектроники*.

● Федоров Ф. И., Теория упругих волн в кристаллах, М., 1965; Александров К. С., Акустическая кристаллография, в сб.: Проблемы современной кристаллографии, М., 1975, с. 327; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, М., 1975; Вужва А. Д., Лямов В. Е., Акустическая активность и другие эффекты, обусловленные пространственной дисперсией в кристаллах, «Кристаллография», 1977, т. 22, № 1, с. 131; Лямов В. Е., Гончаров К. В., Распространение ультразвука, в кн.: Ультразвук, М., 1979 (Маленькая энциклопедия).

В. Е. Лямов.

КРИСТАЛЛОГРАФИЯ (от *кристаллы* и греч. *gráphō* — пишу, описываю), наука об атомно-мол. строении, симметрии, физ. св-вах, образовании и росте кристаллов. К. зародилась в древности в связи с наблюдениями над природными кристаллами, имеющими естеств. форму правильных многогранников. К. как самостоят. наука существует с сер. 18 в. В 18—19 вв. К. развивалась в тесной связи с минералогией как дисциплина, устанавливающая закономерности огранки кристаллов (франц. физик Р. Гаюи, 1874). Была развита теория *симметрии кристаллов* — их внеш. форм (А. В. Гадолин, 1867) и внутр. строения (франц. физик А. Браве, 1848, Е. С. Фёдоров, 1890, нем. математик А. Шёнфлис, 1891). Совокупность методов описания кристаллов и закономерности их огранения составляют содержание геометрической К. На основе геом. К. возникла гипотеза об упорядоченном трёхмерно-периодич. расположении в кристалле составляющих его ч-ц, в совр. понимании — атомов и молекул, к-рые образуют *кристаллическую решётку*. Матем. аппарат К. основан на дискретной геометрии, теории групп и тензорном исчислении.

Исследования *дифракции рентгеновских лучей* в кристаллах (нем. физик М. Лауэ, 1918) эксперим. подтвердили их периодич. решётчатое строение. Первые рентгенографич. расшифровки ат. структуры кристаллов NaCl, *алмаза*, ZnS и др., осуществлённые в 1913 англ. физиками У. Г. Брэггом и У. Л. Брэггом, положили начало структурной К. Изучение прохождения света через кристаллы позволило сформулировать закономерности анизотропии св-в кристаллов (см. *Кристаллооптика*). Дальнейшее изучение ат. структуры кристаллов связано с именами амер. учёного Л. Полинга, норв. учёного В. Гольдшмидта, англ. учёного Дж. Бернала и сов. учёного Н. В. Белова; исследование роста кристаллов и их физ. св-в — с именами нем. учёного В. Фохта, болг. учёного И. Н. Странского, сов. учёных Г. В. Вульфа, А. В. Шубникова и др.



Для совр. К. характерны изучение ат. и дефектной структуры кристаллов, процессов их роста и поиск новых св-в кристаллов как единой комплексной проблемы, направленной на получение новых материалов с важными физ. св-вами. Результаты кристаллографич. исследований широко используются в физике, минералогии, химии, мол. биологии и др. (см. схему, в к-рой собственно К. занимает центр. часть).

В структурной К. исследуется атомно-мол. строение кристаллов методами *рентгеновского структурного анализа, электронографии, нейтронографии*, опирающимися на теорию дифракции волн и ч-ц в кристаллах; используются также методы оптич. спектроскопии, резонансные методы, электронная микроскопия и др. В результате определена крист. структура неск. десятков тысяч хим. в-в. Изучение законов взаимного расположения атомов в кристаллах и хим. связи между ними, а также явлений *изоморфизма* и *полиморфизма* явл. предметом *кристаллохимии*. Исследования т. н. *биологических кристаллов*, позволившие определить структуру гигантских молекул белков и нуклеиновых кислот, связывают К. с мол. биологией.

При изучении процессов зарождения и роста кристаллов используются общие принципы термодинамики и закономерности *фазовых переходов* и поверхностных явлений с учётом св-ств кристалла со средой, анизотропии св-в и атомно-мол. структуры крист. в-ва (см. *Кристаллизация*). В К. изучаются также разнообразные нарушения идеальной крист. решётки — точечные дефекты, дислокации и др. *дефекты*, возникающие в процессе роста кристаллов или в результате разл. внеш. воздействий на них и определяющие многие их св-ва.

Исследования механич., оптич., электрич. и магн. св-в кристаллов явл. предметом *кристаллофизики*, к-рая смыкает К. с физикой *твёрдого тела*. Возникший на основе исследования роста кристаллов пром. синтез *алмазов, рубина*, Ge, Si и др. (см. *Синтетические кристаллы*) — основа квант. и ПП электроники, оптики, акустики и др.

В К. исследуются также строение и св-ва разнообразных агрегатов из микрокристаллов (*поликристаллов, текстур*, керамик), а также в-в с ат. упорядоченностью, близкой к кристаллической (*жидких кристаллов*, полимеров). Симметрийные и структурные закономерности, изучаемые в К., находят применение при рассмотрении общих закономерностей строения и св-в некристаллического конденсиров. состояния в-ва — аморфных тел и жидкостей, полимеров, макромолекул, надмол. структур и т. п. (обобщённая К.).

● Попов Г. М., Шафрановский И. И., Кристаллография, 4 изд., М., 1964; Белов Н. В., Очерки по структурной минералогии, М., 1976; Современная кристаллография, т. 1—4, М., 1979—81.

Б. К. Вайнштейн, М. П. Шаскольская.

КРИСТАЛЛООПТИКА, пограничная область оптики и кристаллофизики, охватывающая изучение законов распространения света в кристаллах. Характерными для кристаллов явлениями, изучаемыми К., явл. *двойное лучепреломление, поляризация света, вращение плоскости поляризации, плеохроизм* и др. Вопросы поглощения и излучения света кристаллами изучаются в спектроскопии кристаллов. Влияние электрич. и магн. полей на оптич. св-ва кристаллов исследуются в *электрооптике* и *магнитооптике*, опирающихся на осн. законы К.

Т. к. период крист. решётки (~10 Å) во много раз меньше длины волны видимого света (4000—7000 Å), кристалл можно рассматривать как однородную, но анизотропную среду. *Оптическая анизотропия* кристаллов обусловлена анизотропией поля сил вз-ствия ч-ц. Хар-р этого поля связан с *симметрией кристаллов*. Все кристаллы, кроме кубических, оптически анизотропны.

В изотропных средах вектор электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ связан с вектором электрич. поля $\boldsymbol{E}$ соотношением: $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$, где диэлектрич. проницаемость ε — скалярная величина, в случае перем. полей зависящая от их частоты (см. *Диэлектрики*). Т. о., в изотропных средах векторы $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ имеют одинаковое направление. В кристаллах направления векторов $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ не совпадают, а соотношение между этими величинами имеет более сложный вид, т. к. диэлектрич. проницаемость ε, описываемая тензором, зависит от направления в кристалле (см. *Пространственная дисперсия*). Следствием этого и явл. анизотропия оптич. св-в кристаллов, в частности зависимость скорости распространения в нём волны v и *преломления показателя* n от направления.

Если из произвольной точки O кристалла провести по всем направлениям радиусы-векторы $\boldsymbol{r}$, модули к-рых $r=n=\sqrt{\varepsilon}$, где ε — диэлектрич. проницаемость в направлении $\boldsymbol{r}$ при данной частоте колебаний, то концы векторов $\boldsymbol{r}$ будут лежать на

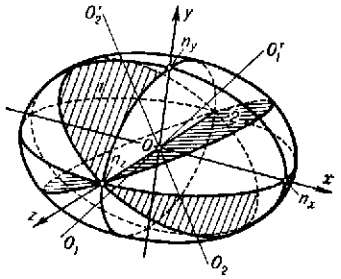


Рис. 1. Оптич. индикатриса двуосного кристалла — трёхосный эллипсоид; его оси симметрии Ox, Oy и Oz наз. гл. осями индикатрисы; n_x, n_y, n_z — показатели преломления вдоль гл. осей; *1* и *2* — два круговых сечения эллипсоида; O_1O_1' и O_2O_2' — оптич. оси кристалла.

поверхности эллипсоида, наз. **оптической индикатрисой** (рис. 1). Оси симметрии этого эллипсоида определяют три взаимно перпендикулярных **главных направления** в кристалле, по к-рым направления векторов $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ совпадают. В прямоуг. декартовой системе координат, оси к-рой совпадают с гл. направлениями, ур-ние оптич. индикатрисы имеет вид:

$$\frac{x^2}{n_x^2}+\frac{y^2}{n_y^2}+\frac{z^2}{n_z^2}=1, \qquad (1)$$

где n_x, n_y и n_z — значения n вдоль гл. направлений (гл. значения n). **Оптической осью** кристалла наз. нормаль $\boldsymbol{N}$ к плоскости кругового сечения оптич. индикатрисы.

Для кубич. кристаллов оптич. индикатриса превращается в сферу с ра-

диусом $r=n$. В кристаллах ср. сингоний (тригональной, тетрагональной и гексагональной) одно из гл. направлений совпадает с гл. осью симметрии кристалла. В этих кристаллах оптич. индикатриса — эллипсоид вращения, и они имеют только одну оптич. ось, совпадающую с осью вращения эллипсоида. Такие кристаллы наз. одноосными. Кристаллы низших сингоний (ромбической, моноклинной и триклинной) наз. двуосными. Их оптич. индикатриса — трёхосный эллипсоид, имеющий два круговых сечения и две оптич. оси (рис. 1).

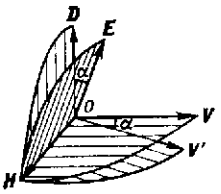


Рис. 2.

Вследствие несовпадения направлений векторов $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ поляризованная плоская монохроматич. волна в кристалле характеризуется двумя тройками взаимно перпендикулярных векторов $\boldsymbol{D}, \boldsymbol{H}, \boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{E}, \boldsymbol{H}, \boldsymbol{v}'$ (рис. 2). Скорость $\boldsymbol{v}'$ совпадает по направлению с *Пойнтинга вектором* $\boldsymbol{S}$ и равна скорости переноса энергии волной. Её называют лучевой скоростью волны. Скорость $\boldsymbol{v}$ наз. нормальной скоростью волны. Она равна скорости распространения фазы и фронта волны по направлению нормали $\boldsymbol{N}$ к фронту. Величины $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{v}'$ связаны соотношением: $v'=v/\cos\alpha$, где α — угол между векторами $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$.

Нормальная и лучевая скорости волны определяются из уравнения Френеля — осн. ур-ния К., к-рое имеет вид:

$$\frac{N_x^2}{v^2-v_x^2}+\frac{N_y^2}{v^2-v_y^2}+\frac{N_z^2}{v^2-v_z^2}=0. \qquad (2)$$

Здесь N_x, N_y и N_z — проекции вектора нормали $\boldsymbol{N}$ на гл. направления кристалла; $v_x=c/n_x$, $v_y=c/n_y$, $v_z=c/n_z$ — гл. фазовые скорости волны.

Т. к. ур-ние Френеля — квадратное относительно v, то в любом направлении $\boldsymbol{N}$ имеются два значения нормальной скорости волны v_1 и v_2, совпадающие только в направлении оптич. осей кристаллов. Если из точки O откладывать по всем направлениям $\boldsymbol{N}$ векторы соответствующих им нормальных скоростей v_1 и v_2, то концы векторов будут лежать на двух поверхностях, наз. поверхностями нормалей. У одноосного кристалла одна из поверхностей — сфера, вторая — овалоид, к-рый касается сферы в двух точках пересечения её с оптич. осью. У двуосных кристаллов эти поверхности пересекаются в четырёх точках, лежащих на двух оптич. осях (бинормалях).

Аналогично геом. место точек, удалённых от точки O на расстояния v_1' и v_2', наз. лучевыми поверхностями или поверхностями волны. В одноосных кристаллах одна из поверхностей — сфера, вторая — эллипсоид вращения вокруг оптич. оси Oz. Сфера и эллипсоид касаются друг друга в точках их пересечения с оптич. осью (рис. 3). В двуосных кристаллах поверхности пересекаются друг с другом в четырёх точках, попарно лежащих на двух прямых, пересекающихся в точке O (биралиали).

Т. о., в кристаллах в произвольном направлении $\boldsymbol{N}$ могут распространяться две плоские волны, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Направления векторов $\boldsymbol{D}_1$ и $\boldsymbol{D}_2$ этих волн совпадают с осями эллипса, получающегося при пересечении оптич. индикатрисы с плоскостью, перпендикулярной $\boldsymbol{N}$ и проходящей через точку O. Нормальные скорости этих волн равны: $v_1=c/n_1$ и $v_2=c/n_2$. Векторы $\boldsymbol{E}_1$ и $\boldsymbol{E}_2$ этих волн также лежат в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, причём им соответствуют два лучевых вектора $\boldsymbol{S}_1$ и $\boldsymbol{S}_2$ и два значения лучевой скорости $v_1'=v_1/\cos\alpha$ и $v_2'=v_2/\cos\alpha$.

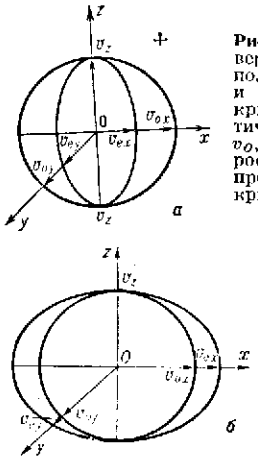


Рис. 3. Лучевая поверхность одноосных положительного (*а*) и отрицательного (*б*) кристаллов: Oz — оптич. ось кристалла; v_o, v_e — фазовые скорости двух волн, распространяющихся в кристаллах.

При преломлении света на границе кристалла в нём возникают два преломлённых луча, один из к-рых подчиняется обычным законам преломления и поэтому наз. обыкновенным (o), а второй не подчиняется этим законам и наз. необыкновенным (e) (см. *Двойное лучепреломление*). Одноосный кристалл наз. положительным, если $v_o>v_e$, и отрицательным, если $v_o<v_e$ (рис. 3). В двуосном кристалле оба луча необыкновенные.

Две световые волны с ортогональной поляризацией, распространяющиеся внутри кристалла в одном направлении, приобретают за счёт различия показателей преломления разность хода. С помощью поляризац. устройства можно свести направления колебаний в вышедших из кристалла волнах в одну плоскость и наблюдать их интерференцию (см. *Интерференция поляризованных лучей*).

В кристаллах нек-рых классов симметрии вдоль каждого направления могут распространяться две эллиптически поляризованные волны (с противоположными направлениями обхода) — обе со своим показателем преломления. В направлении оптич. оси поляризация волн оказывается круговой, что приводит к вращению плоскости поляризации падающего на кристалл линейно поляризованного света.

В сильно поглощающих кристаллах линейно поляризованная волна расщепляется на две эллиптически поляризованные волны с одинаковым направлением обхода. В таких кристаллах наблюдается разл. поглощение волн, обладающих разной поляризацией.

Каждый кристалл обладает присущим ему комплексом кристаллооптич. св-в и величин, по к-рым он может быть идентифицирован. В прикладной К. разработаны разл. методы измерения этих величин (*иммерсионный метод*, *коноскопия* и др.).

Методы К. используют для получения и анализа поляризованного света, для создания оптических затворов, модуляторов, дефлекторов и др.

● Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1973; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Федоров Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958; Татарский В. Б., Кристаллооптика и иммерсионный метод исследования минералов, М., 1965; Дитчберн Р., Физическая оптика, пер. с англ., М., 1965; Стойбер Р., Морзе С., Определение кристаллов под микроскопом, пер. с англ., М., 1974; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981, гл. 8.

В. Б. Татарский, Б. Н. Гречушников.

КРИСТАЛЛОФИЗИКА, изучает физ. св-ва кристаллов и др. анизотропных сред, влияние разл. внеш. воздействий на эти св-ва и реальную структуру кристаллов. В отношении мн. физ. св-в дискретность решётчатого строения кристалла не проявляется, и кристалл можно рассматривать как сплошную однородную анизотропную среду. Понятие однородности среды означает рассмотрение физ. явлений в объёмах, значительно превышающих объём элем. ячейки кристалла. Св-ва кристаллов зависят от направления (анизотропия), но одинаковы в направлениях, эквивалентных по симметрии (см. *Симметрия кристаллов*).

Для количеств. описания физ. св-в кристаллов в К. используется матем. аппарат матричного и тензорного исчисления и теории групп. Нек-рые св-ва кристаллов, напр. плотность, не зависят от направления и характеризуются скалярными величинами. Физ. св-ва, характеризующие взаимосвязь между двумя векторными величинами (напр., между поляриза-

цией $\mathcal{P}$ и электрич. полем E, плотностью тока j и электрич. полем E) или псевдовекторными величинами (напр., между магн. индукцией B и напряжённостью магн. поля H), описываются тензорами второго ранга (напр., тензоры *диэлектрической восприимчивости*, электропроводности, *магнитной проницаемости*). Многие физические поля в кристаллах, напр. электрич. и магн. поля, поле механич. напряжений, сами явл. тензорными (векторными) полями. Связь между физ. полями и св-вами кристаллов или между их св-вами может описываться тензорами высших рангов, характеризующими такие св-ва, как пьезоэлектрич. эффект (см. *Пьезоэлектричество*), *электрострикция*, *магнитострикция*, *упругость*, *фотоупругость* и т. д.

Диэлектрич., магн., упругие и др. св-ва кристаллов удобно представлять в виде т. н. указательных поверхностей. Описывающий такую поверхность радиус-вектор характеризует величину той или иной кристаллофиз. константы для данного направления (см. *Индикатриса* в оптике). Симметрия любого св-ва кристалла не может быть ниже симметрии его внеш. формы (принцип Неймана). Иными словами, группа симметрии G_1, описывающая любое физ. св-во кристалла, неизбежно включает элементы симметрии его точечной группы G, т. е. является её надгруппой: $G_1 \supset G$. Так, кристаллы, обладающие центром симметрии, не могут обладать полярными св-вами, т. е. такими, к-рые изменяются при изменении направления на обратное, напр. пироэлектрическими (см. *Пироэлектрики*). Наличие элементов симметрии определяет ориентацию гл. осей указательной поверхности и число компонент тензоров, описывающих то или иное физ. св-во. Так, в кристаллах кубич. *сингонии* все физические св-ва, описываемые тензорами второго ранга, не зависят от направления. Такие кристаллы изотропны относительно этих св-в (указательная поверхность — сфера). Те же св-ва в кристаллах ср. сингоний (тетрагональной, тригональной и гексагональной) характеризуются симметрией эллипсоида вращения, т. е. тензор 2-го ранга имеет две независимые компоненты. Одна из них описывает св-во вдоль гл. оси кристалла, а другая — в любом из направлений, перпендикулярных гл. оси. Для полного описания св-в таких кристаллов в любом направлении только эти две величины и необходимо измерить. В кристаллах низших сингоний физические св-ва, описываемые тензорами второго ранга, обладают симметрией трёхосного эллипсоида и характеризуются тремя гл. значениями (и ориентацией гл. осей этого тензора).

Физ. св-ва, описываемые тензорами более высокого ранга, характеризуются бо́льшим числом параметров. Так, упругие св-ва, описываемые тензором 4-го ранга, для кубич. кристалла характеризуются тремя, а для изотропного тела двумя независимыми величинами. Для описания упругих св-в триклинного кристалла необходимо определить 21 независимую компоненту тензора. Число независимых компонент тензоров высших рангов (5-го, 6-го и т. д.) для разных точечных групп симметрии определяется методами теории групп. Полное определение физ. св-в кристаллов и текстур осуществляется радиотехн., акустич., оптич. и др. методами.

В К. исследуются как явления, характерные только для анизотропных сред (*двойное лучепреломление*, *вращение плоскости поляризации* света, прямой и обратный пьезоэффекты, электрооптич., магнитооптич. и пьезооптич. эффекты, генерация оптич. гармоник и др.), так и явления, наблюдаемые и в изотропных средах (электропроводность, упругость и т. д.). Последние в кристаллах могут иметь особенности, обусловленные анизотропией.

К. явл. частью *кристаллографии* и примыкает к физике *твёрдого тела* и *кристаллохимии*; задачей К. явл. также исследование изменений св-в кристалла при изменении его структуры или сил вз-ствия в крист. решётке. Мн. задачи К. связаны с изменением симметрии кристаллов в разл. термодинамич. условиях. *Кюри принцип* позволяет предсказать изменение точечной и пространств. групп симметрии кристаллов, испытывающих фазовые переходы, напр., в ферромагн. и сегнетоэлектрич. состояния (см. *Ферромагнетизм*, *Сегнетоэлектрики*).

В К. изучаются и различного рода *дефекты* крист. решётки (*центры окраски*, *вакансии*, *дислокации*, дефекты упаковки, границы крист. блоков, зёрен, домены и т. д.) и их влияние на физ. св-ва кристаллов (на *пластичность*, *прочность*, электропроводность, люминесценцию, механич. добротность и т. д.). К задачам К. относится также поиск новых перспективных крист. материалов.

● Най Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., М., 1967. См. также лит. при ст. *Кристаллография*, *Симметрия кристаллов*.

К. С. Александров.

КРИСТАЛЛОФОСФО́РЫ (от *кристаллы* и греч. phós — свет, phorós — несущий), неорганич. крист. *люминофоры*. Люминесцируют под действием света, потока эл-нов, проникающей радиации, электрич. тока и т. д. К. могут быть только ПП и диэлектрики, в к-рых имеются *центры люминесценции*, образованные активаторами или дефектами крист. решётки (вакансиями, междоузельными атомами и др.). Механизм свечения К. в осн. рекомбинационный (см. *Люминесценция*).

Люминесценция К. может происходить как в результате возбуждения непосредственно центров люминесценции, так и при поглощении энергии возбуждения крист. решёткой К. и передаче её центрам люминесценции. Непосредств. рекомбинация эл-нов и дырок в К. также сопровождается свечением (краевая люминесценция). Длительность послесвечения К. от 10^{-9} с до неск. часов.

Основой К. служат сульфиды, селениды и теллуриды Zn и Cd, оксиды Ca и Mn, галогениды щелочных металлов и нек-рые др. соединения, активаторами — ионы металлов (Cu, Co, Mn, Ag, Eu, Tu и др.). Синтез осуществляется чаще всего прокаливанием тв. шихты, нек-рые К. получают из газовой фазы или расплава. Комбинируя активаторы и основы, синтезируют К. для преобразования разл. видов энергии в видимый свет определ. длины волны с кпд до десятков %. К. обладают ярким свечением, хим. и радиац. стойкостью; применяются в люминесцентных лампах, экранах телевизоров и осциллографов, электролюминесцентных панелях, *сцинтилляционных счётчиках*, в кач-ве активной среды ПП лазеров и т. д.

● Фок М. В., Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров, М., 1964; Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$, пер. с англ., М., 1970.

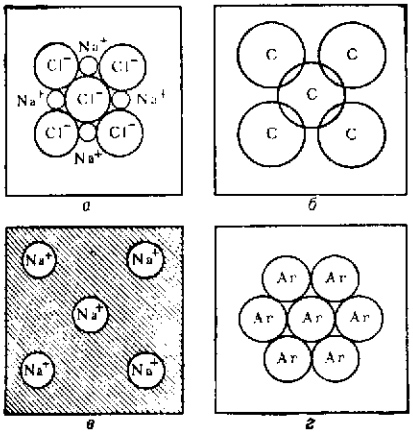
Э. А. Свириденков.

КРИСТАЛЛОХИ́МИЯ. раздел *кристаллографии*, в к-ром изучаются закономерности расположения атомов в кристаллах и природа хим. связи между ними. К. основана на обобщении результатов экспериментальных рентгенографич. и др. дифракц. методов исследований ат. структуры кристаллов (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Электронография*, *Нейтронография*), на классич. и квант. теориях хим. связи, на расчётах энергии крист. структур с учётом *симметрии кристаллов*. Кристаллохим. закономерности позволяют объяснить и в ряде случаев предсказать, исходя из хим. состава в-ва, расположение атомов или молекул в *кристаллической решётке* и расстояния между ними.

Хим. связь между атомами в кристаллах возникает за счёт вз-ствия внеш. валентных электронов атомов. Равновесное расстояние между атомами обычно составляет 1,5—4Å (в зависимости от типа хим. связи). При сближении атомов на расстояния, меньшие, чем равновесное, возникает резкое их отталкивание. Это позволяет в первом приближении приписать атомам для того или иного типа связи определ. «размеры», т. е. нек-рые пост. радиусы, и тем самым перейти от физ. модели кристалла как атомно-электронной системы к его геом. модели как системе несжимающихся шариков. Полное кристаллохим. описание ат. структуры того или иного кристалла включает указание размеров элем. ячейки, пространств. группы симметрии кристалла, коор-

динат атомов, расстояний между ними, типа хим. связи; описания окружения атомов, характерных ат. группировок, тепловых колебаний атомов и т. п.

По хар-ру хим. связи кристаллы делят на четыре осн. группы — *ионные кристаллы* (напр., NaCl), ковалентные (напр., *алмаз*, *кремний*), металлические (*металлы* и интерметаллич. соединения) и *молекулярные кристаллы* (напр., нафталин). В ионных кристаллах эл-ны переходят от атомов металлов, к-рые становятся положит.



Осн. типы хим. связи в кристаллах: *а* — ионная связь; *б* — ковалентная связь; *в* — металлич. связь; *г* — связь за счёт сил Ван-дер-Ваальса.

понами (катионами), к атомам неметаллов, к-рые становятся отрицат. ионами (анионами), что приводит к электростатич. притяжению между ними (рис., *а*). В случае *ковалентной связи* валентные эл-ны соседних атомов обобществляются, образуя «мостики» электронной плотности между связанными атомами (рис., *б*). В металлич. кристаллах валентные эл-ны образуют общий электронный «газ», осуществляющий коллективное вз-ствие атомов кристалла (рис., *в*). Расстояния между атомами для этих трёх типов связи составляют 1,5—2,5 Å. В мол. кристаллах атомы внутри молекул объединены прочными ковалентными связями, а атомы соседних молекул взаимодействуют за счёт более слабых ван-дер-ваальсовых сил, (рис., *г*), имеющих диполь-дипольное и дисперсионное происхождение (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Расстояние между атомами соседних молекул 3,5—4 Å. Во многих кристаллах связь имеет промежуточный хар-р, напр. в кристаллах *полупроводников* (Ge, GaAs) связь в осн. ковалентная, но с примесью ионной и металлической. В нек-рых кристаллах (напр., лёд, органич. кристаллы) существует т. н. водородная связь (см. *Межатомное взаимодействие*).

Каждому крист. в-ву присуща определ. структура, но при изменении термодинамич. условий она иногда может меняться (*полиморфизм*). Обычно чем проще ф-ла соединения, тем более симметрична его структура. Кристаллы с одинаковой хим. ф-лой (в смысле числа и соотношения разл. атомов) могут иметь одинаковую крист. структуру (говорят, что они образуют данный «структурный тип») несмотря на различие типов связи (изоструктурность): изоструктурны галогениды щелочных металлов типа NaCl и нек-рые окислы (напр., MgO), ряд сплавов (напр., Ti—Ni). Есть большие серии изоструктурных соединений с ф-лой вида AB_2, AB_3, ABX_3 и т. п. Изоструктурны кристаллы мн. элементов, напр. γ-Fe и Cu, образующие гранецентрированную кубич. решётку, но такую же структуру имеют и отвердевшие инертные газы. Если кристаллы изоструктурны и обладают одинаковым типом связи, то их называют изоморфными (см. *Изоморфизм*). Во многих случаях между изоморфными кристаллами возможно образование непрерывного ряда твёрдых растворов.

В геом. модели кристалла К. используется концепция эфф. радиусов атомов, ионов и молекул (кристаллохимические радиусы). На основе эксперим. данных о расстояниях между атомами в кристаллах построены таблицы кристаллохим. радиусов для всех типов связей, так что межат. расстояние равно сумме радиусов (св-во аддитивности кристаллохим. радиусов). Молекулы в органич. кристаллах предстают как бы окаймлённые «шубой» ван-дер-ваальсовых радиусов.

Осн. геом. представлением в К. явл. теория плотной упаковки, к-рая наглядно объясняет расположение атомов в ряде металлич. и ионных структур. В последнем случае используется представление о заселении «пустот» в упаковке анионов катионами, имеющими меньший ионный радиус.

В мол. кристаллах структурной ед. плотной упаковки явл. молекула. К. органич. соединений рассматривает правила плотной упаковки молекул, связь симметрии молекул и симметрии кристалла, типы органич. структур. Особые кристаллохим. закономерности выявляются в структуре полимеров, *жидких кристаллов*, *биологических кристаллов*.

Координац. число K и вид координац. многогранника характеризуют хим. связь данного атома и структуры кристалла в целом. Напр., Be (за редкими исключениями) и Ge имеют тетраэдрич. окружение ($K=4$), у Al и Cr координац. многогранник — октаэдр, у Pd и Pt — квадрат ($K=4$). Малые координац. числа указывают на значит. роль направленной ковалентной связи, большие — на большую роль ионной или металлич. связей.

Во многих крист. структурах (*графит*, MoS_2 и др.) сосуществуют связи разл. типов. Такие структуры наз. гетеродесмическими, в отличие от гомодесмических — с однотипной связью (алмаз, металлы, NaCl, кристаллы инертных элементов). Для гетеродесмич. структур характерно наличие фрагментов, внутри к-рых атомы соединены более прочными (обычно ковалентными) связями. Эти фрагменты могут представлять собой отд. «острова», цепи, слои, каркасы. Островные структуры типичны для мол. кристаллов. Часто в кач-ве «островов» выступают отд. молекулы и многоат. ионы (напр., SO_4^{2-}, NO_3^-, CO_3^{2-}) или ат. группировки типа $PtCl_6$ в комплексных соединениях. Ряд кристаллов имеет цепочечное строение, типичный пример — кристаллы полимеров. Слоистую структуру имеют BN, MoS_2, многие силикаты. Для нек-рых классов соединений характерно наличие устойчивых структурных группировок, сочетающихся в них по-разному. Так, в силикатах осн. структурный элемент — тетраэдрич. группировка SiO_4 может выступать либо изолированной, либо образовывать пары, кольца, цепочки, слои и т. п.

Образование той или иной крист. структуры определяется общим принципом термодинамики: наиболее устойчива структура, к-рая при данном давлении и данной темп-ре T имеет минимальную свободную энергию $W=U-ST$, где U — энергия связи кристалла (энергия, необходимая для разъединения кристалла на отд. атомы или молекулы) при $T=0$ К, S — *энтропия*.

Свободная энергия тем выше, чем сильнее связь в кристаллах. Она составляет 100—20 ккал/моль для кристаллов с ковалентной связью, несколько меньше у ионных и металлич. кристаллов и наиболее низка для мол. кристаллов с ван-дер-ваальсовыми связями (1—10 ккал/моль). Теоретич. определение свободной энергии и предсказание структуры пока возможны лишь для сравнительно простых случаев. Они проводятся в рамках зонной квантовой теории тв. тела. В ряде случаев достаточно точные результаты даёт использование полуэмпирич. выражений для потенц. энергии вз-ствия атомов в кристаллах с тем или иным типом связи.

●Бокий Г. Б., Кристаллохимия, 3 изд., М., 1971; Китайгородский А. И., Органическая кристаллохимия, М., 1955; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Кребс Г., Основы кристаллохимии неорганических соединений, пер. с нем., М., 1971; Пенкала Т., Очерки кристаллохимии, пер. с польск., Л., 1974; Урусов В. С., Энергетическая кристаллохимия, М., 1975; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979.

Б. К. Вайнштейн.

КРИСТАЛЛЫ (от греч. krýstallos, первоначальное значение — лёд), твёрдые тела, обладающие трёхмерной периодич. ат. структурой и, при равновесных условиях образования, имеющие естеств. форму правильных симметричных многогранников (рис. 1). К.— равновесное состояние *твёрдых*

тел. Каждому хим. в-ву, находящемуся при данных термодинамич. условиях (темп-ре, давлении) в крист. состоянии, соответствует определённая атомно-крист. структура. К., выросший в неравновесных условиях и

Рис. 1, а. Природные кристаллы турмалина.

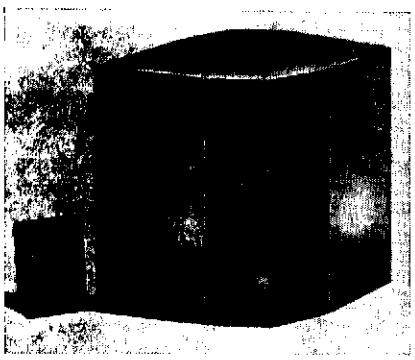


Рис. 1, б. Монокристалл сегнетовой соли.

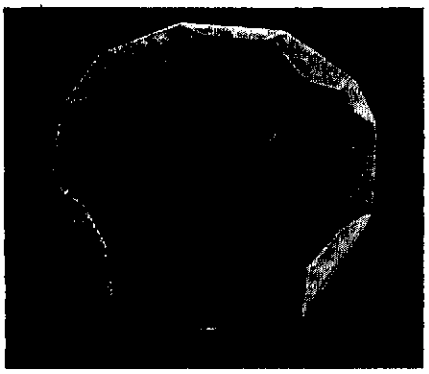


Рис. 1, в. Микромонокристалл германия (увеличение в 4000 раз).

не имеющий правильной огранки (или потерявший её в результате обработки), сохраняет осн. признак крист. состояния — решётчатую ат. структуру (*кристаллическую решётку*) и все определяемые ею св-ва.

Большинство тв. материалов явл. поликристаллическими; они состоят из множества отдельных беспорядочно ориентированных мелких крист. зёрен (к р и с т а л л и т о в). Таковы, напр., многие горные породы, техн. металлы и сплавы. Крупные одиночные кристаллы наз. м о н о к р и с т а л л а м и.

К. образуются и растут чаще всего из жидкой фазы — р-ра или расплава; возможно получение К. из газовой фазы или при фазовом превращении в тв. фазе (см. *Кристаллизация*). В природе встречаются монокристаллы разл. размеров — от громадных (до сотен кг) К. *кварца* (горного хрусталя), флюорита, полевого шпата до мелких К. *алмаза* и др. Для науч. и пром. целей К. выращивают (синтезируют) в лабораториях и на заводах (см. *Синтетические кристаллы*). К. образуются и из таких сложных природных в-в, как белки и даже вирусы (см. *Биологические кристаллы*).

Геометрия кристаллов. Выросшие в равновесных условиях К. имеют форму правильных многогранников той или иной симметрии, грани К.— плоские, рёбра между гранями — прямолинейные, углы между соответствующими гранями К. одного и того же в-ва постоянны. Измерение межгранных углов (г о н и о м е т р и я) позволяет идентифицировать К. Ат. структура К. описывается как совокупность повторяющихся в пр-ве одинаковых *элементарных ячеек*, имеющих форму параллелепипеда с рёбрами a, b, c (периодами крист. решётки). Всякая ат. плоскость крист. решётки (к-рой может соответствовать грань К.) отсекает на осях координат целые числа периодов решётки (*Гаюи закон*). Обратные им числа (h, k, l) наз. *индексами кристаллографическими* граней и ат. плоскостей. Как правило, К. имеет грани с малыми значениями индексов, напр. (100), (110), (311). Длины рёбер a, b, c и углы α, β, γ между ними измеряются рентгенографически. Выбор осей координат производится по определённым правилам в соответствии с *симметрией кристаллов*.

По хар-ру симметрии любой крист. многогранник принадлежит к одному из 32 классов (или т о ч е ч н ы х г р у п п с и м м е т р и и), к-рые группируются в семь сингоний: триклинную, моноклинную, ромбическую (низшие сингонии), тетрагональную, гексагональную, тригональную (средние) и кубическую (высшая).

Совокупность кристаллографически одинаковых граней (т. е. совмещающихся друг с другом при операциях симметрии данной группы) образует т. н. простую форму К. Всего существует 47 простых форм К., но в каждом классе могут реализоваться лишь нек-рые из них. К. может быть ограничен гранями одной простой формы (рис. 2, *а*), но чаще комбинацией этих форм (рис. 2, *б*, *в*).

Если К. принадлежит к классу, содержащему лишь простые оси симметрии (не содержащему плоскостей, центра симметрии или инверсионных осей), то он может кристаллизоваться в зеркально разных формах — правой и левой (т. н. э н а н т и о м о р ф и з м).

Неравновесные условия кристаллизации приводят к разл. отклонениям

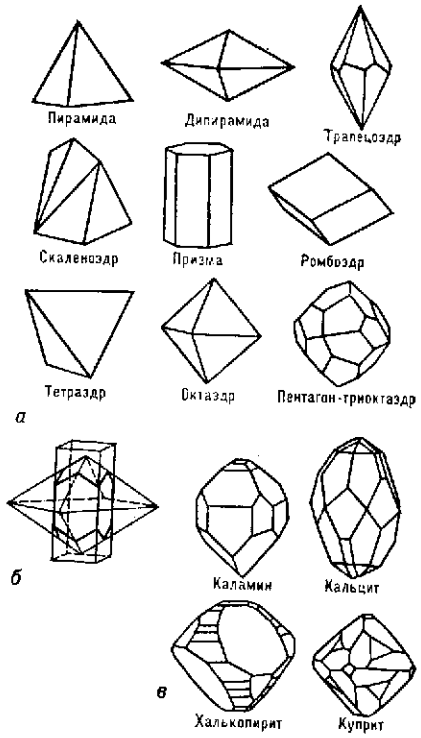


Рис. 2. *а* — нек-рые простые формы кристаллов; *б* — комбинации простых форм; *в* — наблюдаемые огранки кристаллов.

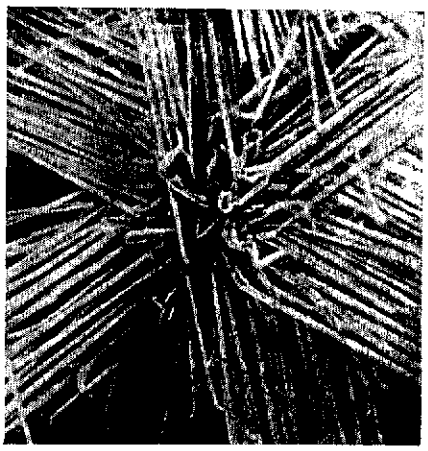


Рис. 3. Нитевидные кристаллы (электронно-микроскопич. изображение, увеличено в 3000 раз).

формы кристалла от правильного многогранника — к округлости граней и рёбер (вицинали), возникновению пластинчатых, игольчатых, нитевидных (рис. 3), ветвистых (дендритных) К. типа снежинок. Это используется в технике выращивания К. разнообр-

разных форм (дендритных лент Ge, тонких плёнок разл. *полупроводников*). Нек-рым К. уже в процессе выращивания придаётся форма требуемого изделия — трубы, стержня (рис. 4), пластинки. Если в объёме

Рис. 4. Монокристальная «буля» рубина (реальная длина 20 см).

расплава образуется сразу большое число центров кристаллизации, то разрастающиеся К., встречаясь друг с другом, приобретают форму неправильных зёрен.

Атомная структура кристаллов. Методы структурного анализа К. (*рентгеновский структурный анализ, электронография, нейтронография*) позволяют определить расположение атомов в элем. ячейке К. (расстояния между ними), параметры тепловых колебаний кристалла, распределение электронной плотности между атомами, ориентацию их магн. моментов и т. п.

ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКИ НЕКОТОРЫХ КРИСТАЛЛОВ

Типы кристаллов	Периоды элем. ячейки, Å	Число атомов в элем. ячейке
Хим. элементы, простейшие соединения	5—8	$\leqslant 10$
Неорганич. соединения, простые мол. соединения	5—15	до 100
Сложные органич. соединения	20—30	до 1000
Белки	до 100—200	10^3—10^5
Вирусы	до 2000	10^6—10^9

Уже изучена атомно-крист. структура более чем 30 тыс. соединений — от К. хим. элементов до сложнейших биол. К. (рис. 5, табл.).

Крист. структуры классифицируют по их хим. составу, в осн. определяющему тип хим. связи, по соотношению компонент, по взаимной координации атомов (слоистые, цепные, каркасные, координац. решётки; см. *Кристаллохимия*).

При изменении темп-ры или давления структура К. может изменяться. Нек-рые крист. структуры (фазы) явл. метастабильными. Существование у данного в-ва неск. крист. фаз наз. *полиморфизмом*. Наоборот, разные соединения могут иметь одинаковую крист. структуру (см. *Изоморфизм*).

Распределение К. по пространств. группам симметрии — соотв. по точечным группам (классам) и сингониям — неравномерно. Как правило, чем проще хим. ф-ла в-ва, тем выше симметрия его К. Так, почти все металлы

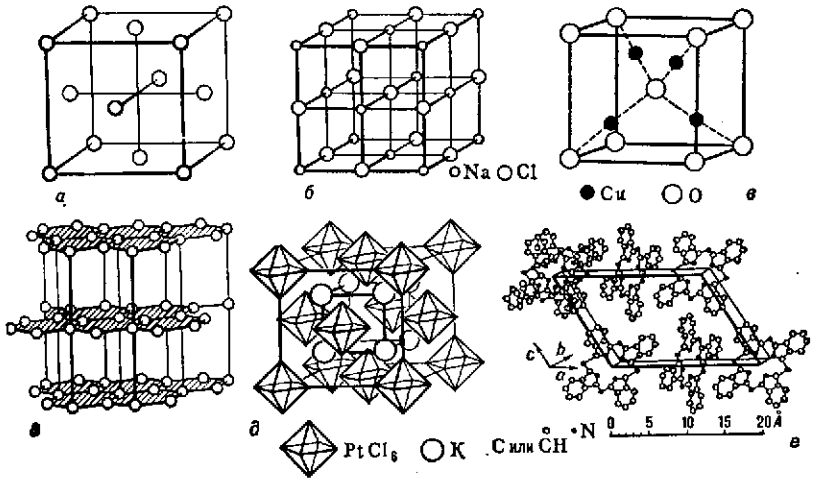


Рис. 5. Ат. структура меди (*а*), NaCl (*б*), CuO (*в*), графита (*г*), $KPtCl_6$ (*д*), фталоцианина (*е*).

имеют кубическую или гексагональную структуру, основанную на т. н. плотной упаковке атомов, то же относится к простым хим. соединениям, напр. к галогенидам щелочных металлов. Усложнение хим. ф-лы в-ва ведёт к понижению симметрии его К. Органические (молекулярные) К. почти всегда относятся к низшим сингониям.

Тип хим. связи между атомами в К. определяет многие их св-ва. К о в а л е н т н ы е К. с локализованными на прочных связях эл-нами имеют высокую твёрдость, малую электропроводность, большие показатели преломления. Металлич. К. с высокой концентрацией эл-нов проводимости хорошо проводят электрич. ток и теплоту, пластичны, непрозрачны (см. *Металлы*). Промежуточные хар-ки — у ионных К. Наиболее слабые (ван-дер-ваальсовы) связи — в молекулярных К. Они легкоплавки, механич. хар-ки их низки. Более низкую ат. упорядоченность, чем у К., имеют *жидкие кристаллы* и аморфные тела (см. *Аморфное состояние, Неупорядоченные системы*).

Структура реальных кристаллов. Вследствие нарушения равновесных условий роста и захвата примесей при кристаллизации, а также под влиянием различного рода внеш. воздействий идеальная структура К. всегда имеет те или иные нарушения. К ним относят точечные дефекты — *вакансии*, замещения атомов осн. решётки атомами примесей, внедрение в решётку инородных атомов, *дислокации* и др. (см. *Дефекты* в кристаллах). Дозируемое введение небольшого числа атомов примеси, замещающих атомы осн. решётки, широко используется в технике для изменения св-в К., напр. введение в кристаллы Ge и Si атомов III и V групп периодич. системы элементов позволяет получать крист. *полупроводники* с дырочной и электронной электропроводностями. Другие примеры примесных кристаллов — *рубин*, состоящий из Al_2O_3 и примеси (0,05%) Cr; иттриево-алюминиевый гранат, состоящий из $Y_3Al_5O_2$ и примеси (до 1%) Nd.

При росте К. их грани по-разному захватывают атомы примесей. Это приводит к секториальному строению К. Может происходить и периодич. изменение концентрации захватываемой примеси, что даёт зонарную структуру. Кроме того, в процессе роста К. почти неизбежно образуются макроскопич. дефекты — включения, напряжённые области и т. п.

Все реальные К. имеют мозаичное строение: они разбиты на блоки мозаики — небольшие ($\sim 10^{-4}$ см) области, в к-рых порядок почти идеален, но к-рые разориентированы по отношению друг к другу на малые углы (приблизительно неск. минут).

Физические свойства кристаллов. Для К. данного класса можно указать симметрию его св-в. Так, кубич. К. изотропны в отношении прохождения света, электро- и теплопроводности, теплового расширения, но анизотропны в отношении упругих, электрооптич., пьезоэлектрич. св-в. Наиболее анизотропны кристаллы низших сингоний (см. *Кристаллофизика*).

Все св-ва К. связаны между собой и обусловлены атомно-крист. структурой, силами связи между атомами и энергетич. спектром эл-нов (см. *Зонная теория*). Нек-рые св-ва, напр. тепловые, упругие, акустические, зависят непосредственно от межат. вз-ствий. Электрич., магн. и оптич. свойства существенно зависят от распределения эл-нов по уровням энергии. В нек-рых К. ионы, образующие решётку, располагаются так, что К. оказывается

самопроизвольно поляризованным (*пироэлектрики*). Большая величина такой поляризации характерна для *сегнетоэлектриков*. Многие св-ва К. решающим образом зависят не только от симметрии, но и от кол-ва и типов дефектов (прочность и *пластичность*, окраска, люминесцентные св-ва и др.). В бездислокационных К. прочность в 10—100 раз больше, чем в обычных.

Применение. Многие монокристаллы, а также поликрист. материалы имеют широкое практич. применение. Пьезо- и сегнетоэлектрич. К. применяются в радиотехнике. Устройства полупроводниковой электроники (транзисторы, ЭВМ, фотоприёмники и т. д.) основаны на полупроводниковых К. (Ge, Si, GaAs и др.) или микросхемах на них (см. *Микроэлектроника*).

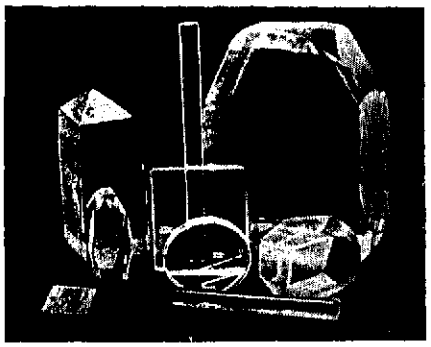


Рис. 6. Нек-рые технически важные кристаллы и изделия из них: кристаллы кварца, граната КДР и др., стержни рубина для лазеров, сапфировые пластины.

В запоминающих устройствах громадной ёмкости используются К. магнитодиэлектриков и разл. типов ферритов. Исключит. значение имеют для *квантовой электроники* К. рубина, иттриево-алюминиевого граната и др. В технике управления световыми пучками используют К., обладающие электрооптич. св-вами. Для измерения слабых изменений температуры применяются пироэлектрич. К., для измерения механич. и акустич. воздействий — *пьезоэлектрики*, пьезомагнетики (см. *Пьезомагнетизм*) и т. п. Высокие механич. св-ва сверхтвёрдых К. (алмаз и др.) используются в обработке материалов и в бурении; К. рубина, сапфира и др. служат опорными элементами в часах и др. точных приборах. Номенклатура пром. произ-ва разл. синтетич. кристаллов исчисляется тысячами наименований (рис. 6).

● См. лит. при ст. *Кристаллография*.

Б. К. Вайнштейн, М. П. Шаскольская.

КРИТИЧЕСКАЯ СИЛА в теории упругости и теории пластичности, наименьшая продольная сила, при к-рой в прямом брусе наступает потеря устойчивости прямолинейной формы равновесия (см. *Продольный изгиб*). К. с. зависит от механич. хар-к материала бруса, формы его поперечного сечения, условий закрепления, а при пластич. деформациях — ещё и от податливости конструкции, элементом к-рой он является. К. с. упругого бруса определяется ф-лой Эйлера:

$$P_{кр} = \pi^2 EI/(\mu l)^2, \qquad (1)$$

где E — модуль упругости материала, I — наименьшее значение центр. момента инерции поперечного сечения, l — длина бруса, μ — коэфф., учитывающий условия закрепления. Напр., для бруса со свободно опёртыми концами $\mu=1$; для бруса, один конец к-рого жёстко заделан, а другой свободен, $\mu=2$. При пластич. деформациях пользуются ф-лой Кармана; так, для бруса со свободно опёртыми концами

$$P_{кр} = \pi^2 K_1 I/l^2, \qquad (2)$$

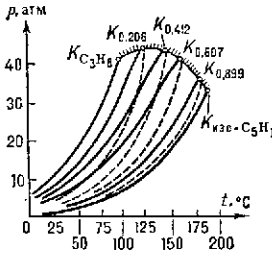
где K_1 — модуль Кармана; для бруса прямоуг. сечения

$$K_1 = \frac{4E\frac{d\sigma}{d\varepsilon}}{\left(\sqrt{E}+\sqrt{\frac{d\sigma}{d\varepsilon}}\right)^2}, \qquad (3)$$

а $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ — модуль упрочнения, к-рый определяется по экспериментальной зависимости между напряжением σ и деформацией ε при растяжении (сжатии).

И. В. Кеппен.

КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА, 1) темп-ра в-ва в его *критическом состоянии*. Для индивидуальных в-в К. т. определяется как темп-ра, при к-рой исчезают различия в физ. св-вах между жидкостью и паром, находящимися в равновесии. При К. т. плотности насыщенного пара и жидкости становятся одинаковыми, граница между ними исчезает и теплота парообразования обращается в нуль. К. т.— одна из физ.-хим. констант в-ва. Значения К. т. $T_к$ нек-рых в-в



Кривые равновесия жидкость — пар и критич. кривая ($K_{C_3H_8}$ — $K_{изо\text{-}C_5H_{12}}$) системы пропан — изопентан при разл. концентрации изопентана.

приведены в ст. *Критическая точка*. В двойных системах (напр., пропан — изопентан, рис.) равновесие жидкость — пар имеет не одну К. т., а пространственную критич. кривую, крайними точками к-рой явл. К. т. чистых компонентов. 2) Темп-ра, при к-рой в жидких смесях с ограниченно растворимыми компонентами наступает их взаимная неограниченная растворимость; её называют К. т. растворимости (см. рис. 3 в ст. *Критическое состояние*). 3) Темп-ра перехода ряда проводников в сверхпроводящее состояние (см. *Сверхпроводимость*). Измерена у мн. металлов, сплавов и хим. соединений. В чистых металлах наинизшая К. т. обнаружена у W (~0,01 К), наивысшая — у Nb (9,2 К). Очень высокое значение К. т. у Nb_3Ge ($T_к \approx 23$ К).

КРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА, точка на диаграмме состояния, соответствующая *критическому состоянию*. К. т. двухфазного равновесия жидкость — пар явл. конечной точкой на кривой испарения и характеризуется критич. значениями темп-ры $T_к$, давления $p_к$ и объёма $V_к$ (табл.).

ПАРАМЕТРЫ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЖИДКОСТЬ—ПАР НЕКОТОРЫХ ВЕЩЕСТВ

	$T_к$, К	$p_к$, атм	$V_к \cdot 10^6$, м³/моль
Гелий	5,2	2,26	57,8
Водород	33,24	12,8	65
Кислород	154,78	50,14	78
Азот	126,25	33,54	90,1
Двуокись углерода	304,19	72,85	94,04
Пропан	369,9	42,0	200
Спирт (этиловый)	516	63,0	167
Вода	647,3	218,39	56
Ртуть	1460±20	1640±50	48
Литий	3200±600	680	66

К. т. представляет собой частный случай точки *фазового перехода* и характеризуется потерей термодинамич. устойчивости по плотности или составу в-ва. По одну сторону от К. т. в-во однородно (при $T>T_к$), а по другую (на кривой равновесия) — расслаивается на фазы. У смесей или р-ров следует различать К. т. равновесия жидкость — пар и К. т. равновесия фаз разл. состава, находящихся в одном агрегатном состоянии (т. н. критич. точка растворимости). В связи с этим К. т. смесей (р-ров) дополнительно характеризуется концентрацией $x_к$. В результате увеличения числа параметров, определяющих состояние системы, у смесей имеется не изолированная К. т., а критическая кривая, точки к-рой различаются значениями $T_к$, $p_к$, $V_к$ и $x_к$. В окрестности К. т. наблюдается ряд особенностей в поведении в-ва (см. *Критические явления*).

КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ, специфич. явления, наблюдаемые вблизи *критических точек* и точек *фазовых переходов* II рода: рост сжимаемости в-ва в окрестности критич. точки равновесия жидкость — пар; возрастание магн. восприимчивости и диэлектрич. проницаемости в окрестности *Кюри точек* T_C ферромагнетиков и сегнетоэлектриков (рис. 1); аномалия теплоёмкости в точке перехода гелия в сверхтекучее состояние (см. рис. в ст. *Сверхтекучесть*); за-

медление взаимной диффузии в-в вблизи критич. точек расслаивающихся жидких смесей; аномалии в распространении *ультразвука*, рассеянии света и др.

К К. я. в более узком смысле относят явления, обязанные своим происхождением росту флуктуаций плотности, концентрации и др. физ. ве-

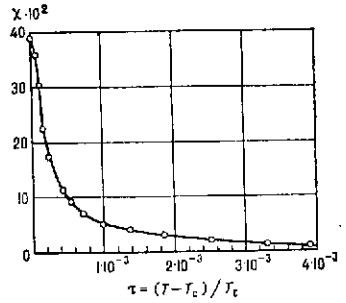


Рис. 1. Изменение мольной магн. восприимчивости χ ферромагнетика (монокристалла Ni) с температурой T вблизи точки Кюри T_C (τ — безразмерный параметр, характеризующий степень приближения к точке Кюри).

личин вблизи точек фазовых переходов. Значит. рост флуктуаций приводит к тому, что, напр., в критич. точке равновесия жидкость — пар плотность в-ва от точки к точке заметно меняется. Возникшая неоднородность существенно влияет на физ. свойства в-ва, в нём, напр., усиливается рассеяние и поглощение излучений. Вблизи критич. точки жидкость — пар размеры флуктуаций плотности доходят до тысяч Å и сравниваются с длиной световой волны. В результате в-во становится совершенно непрозрачным, б. ч. падающего света рас-

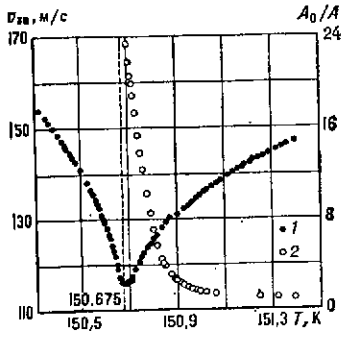


Рис. 2. Дисперсия (*1*) и поглощение (*2*) звука в Ar вблизи критич. темп-ры $T_к$ перехода жидкость — пар (A — интенсивность звука, прошедшего через в-во, A_0 — первонач. интенсивность звука, $v_{зв}$ — скорость звука).

сеивается, и в-во приобретает опаловую (молочно-мутную) окраску — наблюдается т. н. **критическая опалесценция**. Рост флуктуаций плотности приводит также к дисперсии звука и его сильному поглощению (рис. 2), замедлению установления теплового равновесия (в критич. точке оно устанавливается в течение многих часов), изменению хар-ра *броуновского движения*, аномалиям *вязкости*, теплопроводности и др.

Аналогичные явления наблюдаются вблизи критич. точек двойных (бинарных) смесей; здесь они обусловлены развитием флуктуаций концентрации одного из компонентов в другом. Так, в критич. точке расслоения смеси двух жидких металлов (напр.,

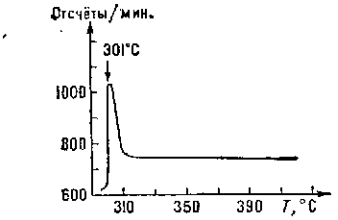


Рис. 3. Температурная зависимость рассеяния рентг. лучей смесью жидких металлов Li и Na. Вблизи критич. точки растворимости смеси (301°C) число квантов рассеянного рентг. излучения, зафиксированных счётчиком в ед. времени, имеет резкий максимум.

Li—Na, Ge—Hg) наблюдается критич. рассеяние рентг. лучей (рис. 3). При упорядочении сплавов (напр., гидридов металлов) и установлении ориентационного дальнего порядка (см. *Дальний и ближний порядок*) в мол. кристаллах (напр., в твердых CH_4, CCl_4, галогенидах аммония) также наблюдаются типичные К. я., связанные с ростом флуктуаций соответствующей физ. величины (упорядоченности расположения атомов сплава или ср. ориентации молекул по кристаллу) в окрестности точки фазового перехода.

Сходство К. я. в объектах разной природы позволяет рассматривать их с единой точки зрения. Установлено, напр., что у всех объектов существует одинаковая температурная зависимость ряда физ. св-в вблизи точек фазовых переходов II рода. Для получения такой зависимости физ. св-во выражают в виде степенной ф-ции от приведённой темп-ры $\tau=(T-T_к)/T_к$ (здесь $T_к$ — *критическая температура*) или др. приведённых величин (см. *Приведённые параметры состояния*). Напр., сжимаемость газа $(\partial V/\partial p)_T$, восприимчивость ферромагнетика $(\partial M/\partial H)_{p,T}$ или сегнетоэлектрика $(\partial D/\partial E)_{p,T}$ и аналогичная величина $(\partial x/\partial\mu)_{p,T}$ для смесей с критич. точкой равновесия жидкость — жидкость или жидкость — пар одинаково зависят от темп-ры вблизи критич. точки и могут быть выражены однотипной ф-лой:

$$(\partial V/\partial p)_T,\ (\partial M/\partial H)_{p,T},\ (\partial D/\partial E)_{p,T},\ (\partial x/\partial\mu)_{p,T}\sim\tau^{-\gamma}. \quad (1)$$

Здесь V, p, T — объём, давление и темп-ра, M и D — намагниченность и поляризация в-ва, H и E — напряжённости магн. и электрич. полей, μ — *химический потенциал* компонента смеси, имеющего концентрацию x. Критич. индекс γ имеет, по-видимому, одинаковые или близкие значения для всех систем. Эксперименты дают значения γ, лежащие между 1 и $^4/_3$, однако погрешности в определении γ часто оказываются того же порядка, что и различие результатов экспериментов. Аналогична зависимость теплоёмкости c от τ для всех перечисл. систем, включая теплоёмкость гелия в точке перехода в сверхтекучее состояние (в λ-точке):

$$c_V,\ c_H,\ c_E,\ c_{p,x}\sim\tau^{-\alpha}. \quad (2)$$

Значения α лежат в интервале между нулём и 0,2, во многих экспериментах значение α оказалось близким к $^1/_8$. Для λ-точки гелия $\alpha=0$, и ф-ла (2) для гелия видоизменяется: $c_p\sim\ln\tau$.

Подобным же образом (в виде степенного выражения) в окрестности критич. точки может быть выражена зависимость уд. объёма газа от давления, магн. или электрич. момента системы от напряжённости поля, концентрации смеси от хим. потенциала компонентов. Константы α, γ и др., характеризующие поведение всех физ. величин вблизи точек фазового перехода II рода, наз. **критическими индексами**.

В нек-рых объектах, напр. в обычных сверхпроводниках и мн. сегнетоэлектриках, почти во всём диапазоне темп-р вблизи критич. точки К. я. не обнаруживаются. С другой стороны, они оказывают влияние на в-ва обычных жидкостей в окрестности критич. точки в значит. диапазоне темп-р и на св-ва гелия вблизи λ-точки. Это связано с хар-ром действия межмолекулярных сил. Если эти силы достаточно быстро убывают с расстоянием, то в в-ве значит. роль играют флуктуации и К. я. возникают задолго до подхода к критич. точке. Если же, напротив, молекулы взаимодействуют на значит. расстояниях, что характерно, напр., для кулоновского и диполь-дипольного вз-ствий в сегнетоэлектриках, то установившееся в в-ве ср. силовое поле почти не будет искажаться флуктуациями и К. я. могут обнаружиться лишь предельно близко к точке Кюри.

К. я. — это кооперативные явления, они обусловлены св-вами всей совокупности ч-ц, а не индивидуальными св-вами каждой ч-цы. Проблема кооперативных явлений полностью ещё не решена, поэтому нет и исчерпывающей теории К. я. В существующих подходах к теории К. я. исходят из эмпирич. факта возрастания неоднородности в-ва с приближением его к критич. точке и вводят понятие радиуса корреляции флуктуаций r_c, близкое по смыслу к ср. размеру флуктуаций. Радиус корреляции характеризует расстояние, на к-ром флуктуации влияют друг на друга и, т. о., оказываются зависимыми, «скоррелированными». Этот радиус для всех

в-в зависит от темп-ры по степенному закону:

$$r_c \sim \tau^{-\nu}, \qquad (3)$$

Предполагаемые значения ν лежат между $^1/_2$ и $^2/_3$.

Из ф-л (1), (2) и (3) видно, что значения соответствующих величин становятся бесконечно большими в точках, где r_c обращается в бесконечность (r_c неограниченно растёт при $\tau \to 0$, т. е. с приближением к точке фазового перехода). Это означает, что любая часть рассматриваемой системы в точке фазового перехода «чувствует» изменения, происшедшие с остальными частями. Наоборот, вдали от точки перехода флуктуации статистически независимы, и случайные изменения состояния в-ва в данной точке образца не сказываются на остальном в-ве. Наглядным примером служит рассеяние света в-вом. В случае рассеяния света на независимых флуктуациях (т. н. рэлеевское рассеяние) интенсивность рассеянного света обратно пропорц. λ^4 (λ — длина волны) и прибл. одинакова по разным направлениям (рис. 4, *а*). При

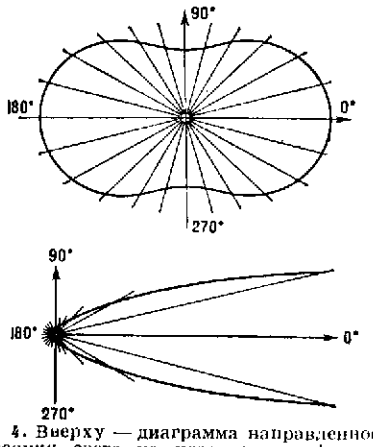


Рис. 4. Вверху — диаграмма направленности рассеяния света на независимых флуктуациях плотности жидкости; внизу — рассеяние света на скоррелированных флуктуациях (рассеяние при критич. темп-ре).

рассеянии же на скоррелированных флуктуациях (т. н. критич. рассеяние) интенсивность рассеянного света пропорц. λ^2 и обладает особой диаграммой направленности (рис. 4, *б*).

Большое распространение получила теория К. я., рассматривающая в-во близ точки фазового перехода как систему флуктуирующих областей размером $\sim r_c$. Она наз. теорией масштабных преобразований (скейлинг-теорией) или теорией подобия. Скейлинг-теория не позволяет прямым образом вычислить критич. индексы, она лишь устанавливает между ними определ. соотношения, на основе к-рых можно вычислить все индексы, если известны к.-н. два из них. Соотношения между критич. индексами позволяют определить *уравнение состояния* и вычислять затем разл. термодинамич. величины по сравнительно небольшому объёму эксперим. материала. На аналогичном принципе построена теория, связывающая несколькими соотношениями критич. индексы кинетич. св-в (вязкости, теплопроводности, диффузии, поглощения звука и др., также имеющих аномалии в точках фазовых переходов) с индексами термодинамич. величин. Эта теория наз. динамическим скейлингом в отличие от теории статич. скейлинга, к-рая относится только к термодинамич. св-вам матерни.

● Фишер М., Природа критического состояния, пер. с англ., М., 1968; Покровский В. Л., Гипотеза подобия в теории фазовых переходов, «УФН», 1968, т. 94, в. 1; Critical phenomena, Wash., 1966; Стенли Г., Фазовые переходы и критические явления, пер. с англ., М., 1973; Анисимов М. А., Исследования критических явлений в жидкостях, «УФН», 1974, т. 114, в. 2, с. 249; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, М., 1975; Гинзбург В. Л., Леванюк А. П., Собянин А. А., Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов в твердом теле, «УФН», 1980, т. 130, в. 4.

В. Л. Покровский.

КРИТИ́ЧЕСКИЙ ТОК в сверхпроводниках, предельное значение постоянного незатухающего электрич. тока в сверхпроводящем образце, при превышении к-рого в-во образца переходит в нормальное, несверхпроводящее состояние. Т. к. в норм. состоянии в-во обладает конечным электрич. сопротивлением, то после перехода возникает рассеяние (диссипация) энергии тока, приводящее к нагреву образца.

В массивных сверхпроводниках I рода с размерами, много большими глубины проникновения магн. поля, К. т. $I_к$ соответствует току, к-рый создаёт *критическое магнитное поле* $H_к$ на поверхности сверхпроводника. При этом сверхпроводник переходит в промежуточное состояние, в к-ром часть в-ва находится в нормальном, а часть — в сверхпроводящем состоянии. При наличии тока границы между сверхпроводящими и норм. областями находятся в движении. В силу *Мейснера эффекта* магн. поле становится переменным, и возникает индукционное электрич. поле, обусловливающее диссипацию энергии в проводнике.

В сверхпроводниках II рода различают два значения К. т. ($I_{к.1}$ и $I_{к.2}$). В идеальном сверхпроводнике (не содержащем дефектов крист. решётки) при $I_{к.1}$ магн. индукция становится отличной от нуля, магн. поле проникает в сверхпроводник. Проникшее поле имеет вид нитей с квантованным магн. потоком, вокруг к-рых циркулируют сверхпроводящие токи (т. н. вихревые нити). Диссипация энергии в этом случае связана с изменением магн. поля во времени из-за движения вихревых нитей и с соответствующим индукционным электрич. полем. В реальных сверхпроводниках II рода (с дефектами крист. решётки) омич. сопротивление возникает при $I_{к.2} > I_{к.1}$, т. к. дефекты препятствуют движению вихревых нитей (см. *Сверхпроводимость*).

С. В. Иорданский.

КРИТИ́ЧЕСКОЕ ДАВЛЕ́НИЕ, давление в-ва (или смеси в-в) в его *критическом состоянии*. При давлении ниже К. д. система может распадаться на две равновесные фазы — жидкость и пар. При К. д. и критич. темп-ре теряется физ. различие между жидкостью и паром, в-во переходит в однофазное состояние. Поэтому К. д. можно определить ещё как предельное (наивысшее) давление насыщ. пара в условиях сосуществования жидкой фазы и пара. К. д. представляет собой физ.-хим. константу в-ва. Значения К. д. $p_к$ нек-рых в-в приведены в ст. *Критическая точка*. Критич. состояние смесей характеризуется, кроме того, зависимостью К. д. от состава (концентраций компонентов смеси) и осуществляется поэтому не в единственной критич. точке, а на кривой, точки к-рой имеют разл. значения К. д., температуры и концентраций.

КРИТИ́ЧЕСКОЕ МАГНИ́ТНОЕ ПО́ЛЕ в сверхпроводниках, характерное значение напряжённости магн. поля $H_к$, выше к-рого происходит полное или частичное проникновение магн. поля в сверхпроводник. При $H < H_к$ магн. поле в сверхпроводник не проникает, его экранирует поверхностный сверхпроводящий ток (*Мейснера эффект*).

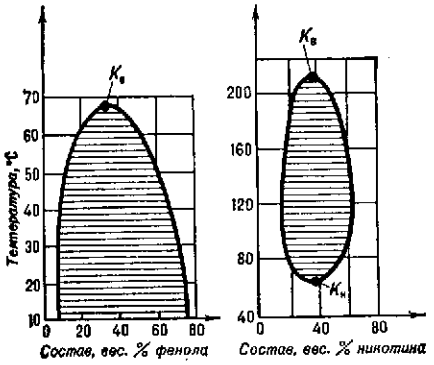
В сверхпроводниках I рода, к к-рым относится большинство чистых металлов, в-во полностью переходит в нормальное, несверхпроводящее состояние лишь при $H > H_к$ (*фазовый переход* I рода). Наибольшее значение $H_к$ у чистых металлов достигает сотен Э. Если магн. поле оказывается равным $H_к$ только в нек-рых точках поверхности сверхпроводника I рода, то в нём возникает промежуточное состояние (чередование сверхпроводящей и норм. фаз).

В сверхпроводниках II рода (в осн. это сплавы) проникновение поля начинается с образования вихревых нитей, в сердцевине к-рых в осн. сосредоточено магн. поле. При этом в-во ещё не теряет сверхпроводящих св-в и в нём текут токи, частично экранирующие внеш. поле. Соответствующее началу проникновения К. м. п. $H_{к.1}$ меньше термодинамического критич. поля $H_к$ для этих в-в. Полное проникновение магн. поля в сверхпроводник наступает при $H_{к.2}$, к-рое может быть как меньше, так и больше $H_к$. В т. н. жёстких сверхпроводниках, из к-рых наиб. известны сплавы на основе ниобия, К. м. п. $H_{к.2} \gg H_{к.1}$ и достигает сотен тысяч Э. При значениях поля $H_{к.1}$ и $H_{к.2}$ происходят фазовые переходы II рода. Поверхностная сверхпроводимость пропадает в поле $H_{к.3} > H_{к.2}$ (см. также *Сверхпроводимость*).

С. В. Иорданский.

КРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ, предельное состояние равновесия двухфазной системы, в к-ром обе сосуществующие *фазы* становятся тождественными по своим св-вам. На диаграммах состояния К. с. соответствуют предельные точки на кривых равновесия фаз — т. н. *критические точки.* Согласно *Гиббса правилу фаз*, критич. точка изолирована в случае двухфазного равновесия чистого в-ва, а в случае, напр., бинарных (двухкомпонентных) р-ров критич. точки образуют критич. кривую (см. рис.в ст. *Критическая температура*). Значения параметров состояния системы, соответствующие К. с., наз. критическими — критич. давление $p_к$, критич. темп-ра $T_к$, критич. объём $V_к$, критич. концентрация $x_к$ и т. д.

С приближением к К. с. различия в плотности, составе и др. св-вах сосуществующих фаз, а также *теплота фазового перехода* и межфазное поверхностное натяжение уменьшаются и в критич. точке равны нулю. Значительно возрастают *флуктуации*



Слева — верхняя критич. точка ($K_в$) жидкой смеси фенол — вода (с $T_к \approx 66$°С), заштрихована область, где смесь состоит из двух фаз, имеющих разл. концентрацию компонентов; справа — двухкомпонентная жидкая система никотин — вода, имеющая как верхнюю критич. точку растворения $K_в$ с $T_к \approx 481$ К (208 °С), так и нижнюю критич. точку $K_н$ с $T_к \approx 334$ К (61°С).

плотности и концентрации (в смесях). Эти особенности в структуре в-в и их св-вах приводят к наблюдаемым в К. с. критическим явлениям. В двухкомпонентных системах характерные для К. с. явления наблюдаются не только в критич. точке равновесия жидкость — газ, но и в т. н. критич. точках растворимости, где взаимная растворимость компонентов становится неограниченной. Существуют двойные жидкие системы как с одной критич. точкой растворимости, так и с двумя — верхней и нижней (рис.). Эти точки явл. температурными границами области расслаивания жидких смесей на фазы разл. состава. Аналогичной способностью к расслаиванию при определённой критич. темп-ре обладают нек-рые р-ры газов и тв. р-ры.

Переход системы из однофазного состояния в двухфазное вне критич. точки и изменение состояния в самой критич. точке существенно различаются. В первом случае при расслаивании на две фазы переход начинается с появления небольшого кол-ва (зародыша) 2-й фазы с конечным отличием её св-в от св-в 1-й фазы, что сопровождается выделением или поглощением теплоты фазового перехода. Поскольку возникновение зародыша новой фазы приводит к появлению поверхности раздела фаз и поверхностной энергии, для его рождения требуются определённые энергетич. затраты. Это означает, что такой *фазовый переход* (фазовый переход I рода) может начаться лишь при нек-ром переохлаждении (перегреве) в-ва, способствующем появлению устойчивых зародышей новой фазы.

Фазовый переход в критич. точке (предельной на кривой равновесия фаз) имеет много общего с фазовым переходом II рода. В критич. точке фазовый переход происходит в масштабах всей системы. Флуктуационно возникающая новая фаза по своим сввам бесконечно мало отличается от св-в исходной фазы. Поэтому возникновение новой фазы не связано с поверхностной энергией, т. е. исключается перегрев (или переохлаждение) и фазовый переход не сопровождается выделением или поглощением теплоты, что характерно для фазовых переходов II рода. Знание св-в в-в в К. с. (см. *Критические явления*) необходимо во мн. областях науки и техники: при создании энергетич. установок на сверхкритич. параметрах, установок для сжижения газов, разделения смесей и т. д.

● Фишер М., Природа критического состояния, пер. с англ., М., 1968; Браут Р., Фазовые переходы, пер. с англ., М., 1967; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976.

КРОССИНГ-СИММЕТРИЯ, то же, что *перекрёстная симметрия.*

КРУГОВА́Я ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ, см. *Поляризация света.*

КРУГОВО́Й ДИХРОЙЗМ, то же, что *Коттона эффект.*

КРУГОВО́Й ПРОЦЕ́СС (цикл), термодинамич. процесс, при к-ром система, претерпев ряд изменений, возвращается в исходное состояние. Термодинамич. параметры и *характеристические функции* состояния системы (*внутренняя энергия U, энтальпия*, изохорный и изобарный термодинамич. потенциалы, *энтропия* и др.) в результате К. п. вновь принимают первонач. значения, и, следовательно, их изменения при К. п. равны нулю ($\Delta U=0$ и т. д.). Из *первого начала термодинамики* (закона сохранения энергии) следует, что произведённая в К. п. системой или над системой работа (A) равна алгебр. сумме кол-в теплоты (Q), полученных или отданных на каждом участке К. п.: $\Delta U = Q-A=0$, $A=Q$. В результате т. н. прямого К. п. теплота превращается в работу, а в обратных К. п. работа затрачивается на перенос теплоты от менее нагретых тел к более нагретым. Различают равновесные (точнее, квазиравновесные) К. п., в к-рых последовательно проходимые системой состояния близки к равновесным, и неравновесные К. п., у к-рых хотя бы один из участков явл. неравновесным процессом. У равновесных К. п. кпд максимален (см. *Карно цикл*).

Расчёт разл. равновесных К. п. явился исторически первым методом термодинамич. исследований. На его основе был проанализирован рабочий цикл идеальной тепловой машины (цикла Карно), получено матем. выражение *второго начала термодинамики*, построена термодинамическая температурная шкала, получены мн. важные термодинамич. соотношения (*Клапейрона — Клаузиуса уравнение* и др.). В технике К. п. применяются в кач-ве рабочих циклов двигателей внутр. сгорания, разл. теплосиловых и холодильных установок.

КРУТИ́ЛЬНЫЕ ВЕСЫ, чувствительный физ. прибор для измерений малых сил (малых моментов сил). К. в. были изобретены франц. физиком Ш. Кулоном в 1784 и применены им для исследования вз-ствия точечных электрич. зарядов и магн. полюсов (см. *Кулона закон*). К. в. простейшей конструкции состоят из вертикальной нити, на к-рой подвешен лёгкий уравновешенный рычаг. Измеряемые силы действуют на концы рычага и поворачивают его в горизонтальной плоскости до тех пор, пока не окажутся уравновешенными силами упругости закрученной нити. По углу поворота φ рычага можно судить о величине крутящего момента $M_к$ действующих сил, т. к. φ пропорц. $M_к l/GI$, где l — длина нити, G — модуль сдвига материала нити, I — момент инерции поперечного сечения нити. Шкалу отсчёта К. в. обычно градуируют непосредственно в ед. силы или момента силы. Высокая чувствительность К. в. достигается применением достаточно длинной нити с малым значением момента инерции поперечного сечения.

К. в. (торзионными) называют также весы с горизонтальной осью в виде стержня на опорах или упругой нити и с рычагом для помещения нагрузки (см. рис. 4 в ст. *Весы*).

К. в. применяют для измерения механич., электрич., магн. и гравитац. сил и их вариаций.

● Шокин Н. Ф., Гравиметрия, М., 1960, гл. 4; Чечерников В. И., Магнитные измерения, 2 изд., М., 1969, гл. 7; Брагинский В. Б., Панов В. И., Проверка эквивалентности инертной и гравитационной масс, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, в. 3, с. 873.

КРУТИ́ЛЬНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ, один из видов колебаний упругих систем, при к-рых отд. элементы системы испытывают деформации *кручения*. Пример К. к.— движение крутильного маятника, представляющего собой упру-

гий стержень, закреплённый одним концом, с массивным диском на другом. Крутильный маятник используется в разл. физ. приборах, напр. для определения *модуля упругости* при сдвиге, коэфф. внутр. трения тв. материалов, коэфф. вязкости жидкостей. В машинах К. к. нежелательны.

КРУЧЕ́НИЕ, деформация, возникающая в стержне при приложении к его концу (торцу) системы сил, к-рая приводится к паре сил с вектором момента вдоль оси стержня, т. е. к крутящему моменту.

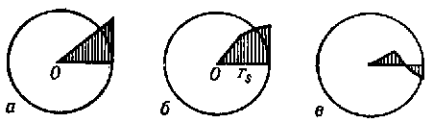
Для стержня круглого сечения радиуса a используется гипотеза плоских сечений: поперечное сечение остаётся плоским, радиальные волокна остаются прямыми и углы между ними не изменяются. Точки стержня перемещаются по окружности вокруг оси, что приводит к сдвигу γ между продольным и окружным волокнами, к-рый вызывает касат. напряжение τ в поперечном сечении, направленное перпендикулярно радиусу. Суммарный момент этих напряжений равен приложенному крутящему моменту M, т. е. $M=2\pi\int_0^a r^2\tau\,dr$.

Характерной деформацией стержня в целом явл. погонный угол закручивания (крутка) ϑ, равный относит. повороту поперечных сечений, расстояние между к-рыми вдоль оси равно единице. При этом сдвиг $\gamma=\vartheta r$, где r — расстояние от оси.

В упругом стержне

$$\tau=\frac{Mr}{I_p},\quad \gamma=\frac{Mr}{GI_p},\quad \vartheta=\frac{M}{GI_p},\qquad (*)$$

где $I_p=\pi a^4/2$ — полярный момент инерции сечения, G — модуль сдвига, GI_p — жёсткость стержня при К.



а б в

Распределение касат. напряжений в круглом поперечном сечении: *а* — для упругого стержня; *б* — для упруго-пластич. стержня; *в* — остаточные напряжения.

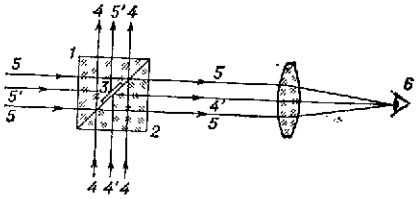
Касат. напряжения распределены линейно по радиусу (рис., *а*). Наибольшее касат. напряжение $\tau_{макс}=Ma/I_p$. Оно достигает значения предела текучести при сдвиге τ_s при крутящем моменте $M_s=I_p\tau_s/a$. При $M>M_s$ в части стержня, примыкающей к боковой поверхности, возникают пластич. деформации, а центр. часть стержня остаётся упругой. Ф-лы (*) при этом неприменимы. Касат. напряжения распределены по радиусу нелинейно (рис., *б*), а при снятии крутящего момента возникают остаточные напряжения (рис., *в*). Вследствие *Сен-Венана принципа* приведённые решения точны в частях стержня, удалённых от торцов на расстояние более 2 a, независимо от способа реализации крутящего момента.

Разработаны методы решения задач о К. стержней некругового сечения, в к-рых гипотеза плоских сечений неверна, а также развита теория К. тонкостенных стержней с произвольной формой поперечного сечения.

● Власов В. З., Тонкостенные упругие стержни. Избр. труды, т. 2, М., 1963; Динник А. Н., Продольный изгиб. Кручение, М., 1955; Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959.

В. С. Ленский.

КУ́БИК ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЙ, устройство для сравнения интенсивностей двух *световых потоков*; представляет собой две прямоугольные стеклянные призмы *1* и *2* (рис.), сложенные гипотенузными гранями. На большей части своей поверхности



эти грани находятся в *оптическом контакте* друг с другом, и лучи света *4* и *5* проходят через К. ф., не изменяя направления. На участке *3* поверхностный слой одной из призм удаляют; стеклянные грани оказываются здесь разделёнными прослойкой воздуха, вследствие чего лучи *4'* и *5'*, падающие на этот участок, испытывают полное внутр. отражение (см. *Отражение света*). Наблюдатель *6* видит два смежных световых поля (одно, создаваемое потоком лучей *5*, и второе — лучами *4'*) и сравнивает их *яркости*. К. ф. применяется в визуальных *фотометрах* и *колориметрах*.

КУЛО́Н (Кл, C), 1) единица СИ кол-ва электричества (электрич. заряда); названа в честь франц. физика Ш. Кулона (Ch. Coulomb). 2) Ед. потока электрич. смещения (потока электрич. индукции) СИ. 1 Кл$\approx$3·10^9 ед. СГСЭ=0,1 ед. СГСМ.

КУЛО́Н НА КИЛОГРА́ММ (Кл/кг, C/kg), единица СИ экспозиц. *дозы* гамма- и рентгеновского излучений; 1 Кл/кг равен экспозиц. дозе гамма- или рентг. излучения, при к-рой сумма электрич. зарядов всех ионов одного знака, образовавшихся под воздействием излучения в сухом атм. воздухе массой 1 кг, равна 1 Кл (при условии полного использования ионизующей способности фотоэлектронов).

КУЛО́НА ЗАКО́Н, один из осн. законов *электростатики*, определяющий силу вз-ствия между двумя точечными электрич. зарядами (между двумя электрически заряж. телами, размеры к-рых малы по сравнению с расстоянием между ними). Установлен франц. физиком Ш. Кулоном в 1785 с помощью изобретённых им крутильных весов (ранее, в 70-х гг. 18 в., этот закон был открыт англ. учёным Г. Кавендишем, но его труды были опубликованы лишь в 1879).

Согласно К. з., два точечных заряда взаимодействуют друг с другом в вакууме с силой F, величина к-рой пропорц. произведению зарядов e_1 и e_2 и обратно пропорц. квадрату расстояния r между ними:

$$F=k\frac{e_1e_2}{r^2}.$$

Коэфф. пропорциональности k зависит от выбора системы ед. измерений (в *Гаусса системе единиц* $k=1$, в СИ $k=1/4\pi\varepsilon_0$, ε_0 — *электрическая постоянная*). Сила F направлена по прямой, соединяющей заряды, и соответствует притяжению для разноимённых зарядов и отталкиванию для одноимённых. Если взаимодействующие заряды находятся в однородном диэлектрике с *диэлектрической проницаемостью* ε, то сила вз-ствия уменьшается в ε раз:

$$F=k\frac{e_1e_2}{\varepsilon r^2}.$$

К. з. служит одним из эксперим. обоснований классич. *электродинамики*; его обобщение приводит, в частности, к *Гаусса теореме*.

К. з. наз. также закон, определяющий силу вз-ствия двух магн. полюсов:

$$F=f\frac{m_1m_2}{\mu r^2}$$

(m_1 и m_2 — *магнитные заряды*, μ — *магнитная проницаемость* среды, f — коэфф. пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц и равный в СГС единице).

КУЛО́Н-МЕТР (Кл·м, C·m), единица СИ электрич. дипольного момента; 1 Кл·м равен моменту электрич. *диполя*, заряды к-рого, равные 1 Кл, расположены на расстоянии 1 м один от другого. 1 Кл·м=3·10^{11} ед. СГСЭ=10 ед. СГСМ.

КУЛО́НОВСКИЙ ЛОГАРИ́ФМ, см. в ст. *Плазма*.

КУЛО́НОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЕ ЯДРА́, переход ат. ядра из невозбуждённого (основного) состояния в возбуждённое в результате *электромагнитного взаимодействия* с налетающей заряж. ч-цей. К. в. я. наблюдается при бомбардировке ядер ускоренными эл-нами, протонами, дейтронами, α-частицами и др. заряж. ч-цами. При определении эфф. сечения К. в. я. либо измеряют энергию неупруго рассеянных ч-ц, либо регистрируют γ-кванты или *конверсионные электроны*, испускаемые возбуждённым ядром. К. в. я. — один из важнейших методов изучения спектра и св-в возбуждённых состояний стабильных ядер.

КУМЕ́ТР (измеритель добротности), прибор для измерения *добротности* Q элементов электрич. цепей: катушек индуктивности, конденсаторов, колебат. контуров и др.

Действие К. основано на резонансном методе измерений: при резонансе напряжения в колебат. контуре, состоящем из последовательно включённых индуктивности и ёмкости, напряжение на индуктивности или ёмкости в Q раз больше напряжения, подаваемого на контур. На рисунке изображена схема ВЧ К. для измерения

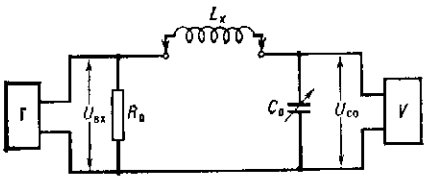


Схема куметра для измерения добротности катушек индуктивности: Г — генератор синусоидального напряжения; V — электронный вольтметр.

добротности катушек индуктивности. Настроив при помощи регулируемой меры ёмкости C_0 колебат. контур (включающий индуктивность L_x и ёмкость C_0) в резонанс, получают $Q=U_{C_0}/U_{вх}$. При неизменённом напряжении на входе $U_{вх}$ вольтметр V может быть проградуирован в ед. добротности. В К. для измерений на высоких частотах вместо сопротивления R_0 используется индуктивный или ёмкостный делитель, с одного из плеч к-рого снимается напряжение $U_{вх}$. К. используется также для измерения индуктивности, ёмкости, тангенса *угла диэлектрических потерь* и полного сопротивления электрич. цепей. Совр. К. обеспечивают измерение добротности в диапазоне 2—1200 на частотах 1 кГц — 250 МГц, осн. погрешность в % от верх. предела измерений 5—10%.

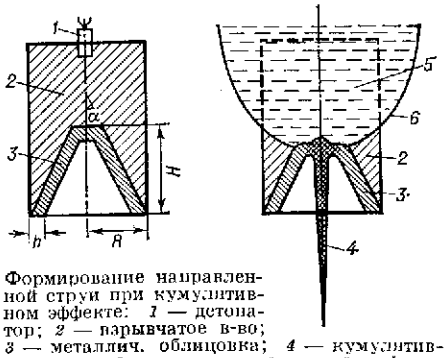
Техн. требования к К. стандартизованы в ГОСТах 22261—76 и 11286—69.

● Электрорадиоизмерения, М., 1976; Грохольский А. Л., Измерители добротности — куметры, Новосиб., 1966.

В. П. Кузнецов.

КУМУЛЯТИ́ВНЫЙ ЭФФЕ́КТ (кумуляция) (от позднелат. cumulatio — скопление), существенное увеличение действия *взрыва* в определ. направлении, достигаемое спец. формой зарядов взрывчатых в-в — с выемкой (обычно конич. формы) в противоположной от детонатора части заряда (рис.). При инициировании взрыва продукты хим. реакции образуют сходящийся к выемке поток — формируется высокоскоростная кумуляц. струя. Выемку обычно облицовывают слоем металла толщиной h=1—2 мм, что значительно повышает К. э.: под действием высокого (до ~10 ГПа, т. е. ~10^5 атм) давления продуктов хим. реакции образуется струя металла, скорость к-рой достигает 10—15 км/с, что обеспечивает ей большую пробивную силу.

Гидродинамич. теория, основанная на модели металлич. струи как плёнки идеальной жидкости, позволяет получить выражения для массы струи $m=2M\sin^2\alpha/2$, её радиуса $r=\sqrt{2hR}\sin\alpha/2$, длины $l=H$, скорости, $v=V\mathrm{ctg}\,\alpha/2$ (M — масса металлич. облицовки, V — скорость обжатия конуса продуктами взрыва, остальные обозначения на рисунке). Струя проникает в преграду на макс. глубину $s=\sqrt{\rho_0/\rho_1}\,l$ (ρ_0 и ρ_1 — соотв.



Формирование направленной струи при кумулятивном эффекте: *1* — детонатор; *2* — взрывчатое в-во; *3* — металлич. облицовка; *4* — кумулятивная струя; *5* — продукты взрыва; *6* — фронт детонац. волны.

плотность металлич. облицовки и преграды) при нек-ром оптим. удалении заряда от преграды, наз. фокусным расстоянием. Резкое падение пробивного действия при удалении заряда от преграды связано с неустойчивостью струи.

К. э. применяется в исследовательских целях (получение больших скоростей в-ва — до 90 км/с) в технике (горное дело), в военном деле (бронебойные снаряды).

● См. лит. при ст. *Взрыв.*

Б. В. Новожилов.

КУ́ПЕРА ЭФФЕ́КТ, объединение элнов проводимости в металле в пары (куперовские пары), приводящее к появлению *сверхпроводимости*; предсказан в 1956 амер. физиком Л. Купером (L. Cooper). К. э. лежит в основе совр. теории сверхпроводимости. Без учёта К. э. в осн. состоянии металла (при темп-ре $T\to0$ К) эл-ны заполняют в пр-ве импульсов объём, ограниченный *Ферми поверхностью*. Распределение по импульсам таково, что в металле имеются электроны с равными и противоположно направленными импульсами. Согласно Куперу, эл-ны, находящиеся вблизи поверхности Ферми и имеющие противоположно направленные импульсы и спины, могут объединяться в пары благодаря вз-ствию через решётку, к-рое возникает в результате обмена виртуальными фононами и имеет хар-р притяжения. Куперовские пары имеют целочисленный (нулевой) спин, т. е. явл. бозе-частицами (*бозонами*). Система куперовских пар обладает поэтому *сверхтекучестью*, к-рая для заряж. ч-ц проявляется как сверхпроводимость.

Малая величина энергии связи элнов куперовской пары обусловливает существование низкотемпературной сверхпроводимости металлов, их соединений и сплавов (примерно до 20 К).

● См. лит. при ст. *Сверхпроводимость.*

КЮРИ́ (Ки, Cu), внесистемная ед. *активности* нуклида в радиоакт. источнике (активности изотопа), названа в честь франц. учёных Пьера Кюри (P. Curie) и Марии Склодовской-Кюри (M. Skłodowska-Curie). 1 Ки — активность изотопа, в к-ром за время 1 с происходит $3{,}700\cdot10^{10}$ актов распада. 1 Ки=$3{,}700\cdot10^{10}$ Бк (*беккерелей*).

КЮРИ́ ЗАКО́Н, температурная зависимость удельной *магнитной восприимчивости* $\varkappa$ нек-рых парамагнетиков, имеющая вид:

$$\varkappa = C/T, \qquad (1)$$

где C — константа в-ва (константа Кюри). Установлен франц. физиком П. Кюри в 1895. К. з. подчиняются газы (O_2, NO), пары щелочных металлов, разбавленные жидкие р-ры парамагн. солей редкозем. элементов и нек-рые парамагн. соли в крист. состоянии (у таких солей между ионами — носителями магн. момента μ расположены препятствующие их вз-ствию группы атомов, лишённые магн. момента, напр. молекулы кристаллизац. воды, аммиака). Классич. теория К. з. основана на статистич. рассмотрении св-в системы («газа») слабо взаимодействующих атомов, молекул или ионов, имеющих магн. дипольный момент. В отсутствии внеш. магн. поля моменты μ молекул (атомов) ориентированы хаотически. В магн. поле $\boldsymbol{H}$ происходит ориентация моментов по полю, к-рой препятствует тепловое движение ч-ц. Статистич. расчёт даёт для магн. момента $\boldsymbol{M}$ ед. массы в-ва в слабых магн. полях при темп-ре T величину $M=N\mu^2H/3kT$, где N — число молекул. Т. о.,

$$\varkappa = M/H = N\mu^2/3kT \text{ и } C = N\mu^2/3k. \qquad (2)$$

В сильных магн. полях и при низких темп-рах (когда $H/T\to\infty$ и тепловое движение не нарушает ориентацию магн. моментов) $M\to N\mu$, т. е. к насыщению (все ат. моменты ориентированы одинаково), и К. з. не имеет места. При заметном вз-ствии ионов — носителей магн. момента между собой и с немагн. ионами крист. решётки магн. восприимчивость парамагн. в-в подчиняется не К. з., а *Кюри — Вейса закону*.

Квантовомеханич. расчёт (Дж. Ван Флек, США, 1932) приводит к той же зависимости $\varkappa$ от T для парамагнетиков, что и ф-ла (2), где $\mu=-g\mu_Б\sqrt{J(J+1)}$ (здесь g — *Ланде множитель*, $\mu_Б$ — *магнетон* Бора, J — квант. число полного момента). К. з. применим также к парамагнетизму ядер. При отсутствии значит. вз-ствия между спинами ядер и элнов в атомах яд. парамагн. восприимчивость (на 1 *моль*) $\chi_я=N\mu_{я\,эфф}/3kT=C_я/T$, где $\mu_{я\,эфф}$ — эфф. магн. мо-

мент ядра, $C_я$ — яд. константа Кюри, N — число ядер на моль.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

КЮРИ ПРИНЦИП, выражает симметрический аспект *причинности принципа:* симметрия причины сохраняется в симметрии следствий. К. п. явл. обобщением *Неймана принципа:* группа симметрии физ. св-в G_1, присущих кристаллу, включает в себя точечную группу симметрии кристалла G, т. е. последняя явл. подгруппой первой $G_1 \supset G$. Составной частью К. п. явл. правило Кюри, определяющее симметрию составной системы через пересечение (общую подгруппу) групп симметрии её частей. Напр., при внеш. воздействии на кристалл сохраняются лишь элементы симметрии, общие для кристалла и воздействия; группа симметрии физ. св-в при этом включает как подгруппу группу симметрии этой системы. Если система состоит из эквивалентных частей, её симметрия не сводится к пересечению групп симметрии частей, а старше её (правило Шубникова). К. п. сформулировано франц. физиком П. Кюри в 1894.

● См. лит. при ст. *Кристаллография.*

В. А. Копцик.

КЮРИ ТОЧКА (температура Кюри) (θ или T_C), темп-ра *фазового перехода* II рода, характеризующегося непрерывным изменением состояния в-ва с приближением к точке фазового перехода и приобретением качественно нового св-ва в этой точке. Назв. по имени П. Кюри, подробно изучившего этот переход у *ферромагнетиков.* При темп-ре T ниже К. т. T_C ферромагнетики обладают самопроизвольной (спонтанной) намагниченностью (J_s) и определённой магнитно-крист. симметрией. При нагреве ферромагнетика и приближении к К. т. усиливающееся тепловое движение атомов «расшатывает» существующий магн. порядок — одинаковую ориентацию магн. моментов атомов. Для количеств. хар-ки изменения магн. упорядоченности вводят т. н. параметр порядка η, за к-рый можно принять в случае ферромагнетиков их *намагниченность.* При $T \to T_C$ параметр порядка $\eta \to 0$, а в К. т. самопроизвольная намагниченность ферромагнетиков исчезает ($\eta = 0$), ферромагнетики становятся парамагнетиками. Аналогично у антиферромагнетиков при $T = T_C$ (в т. н. антиферромагнитной К. т., или *Нееля точке*) происходит разрушение характерной для них *магнитной структуры атомной* (магн. подрешёток), и антиферромагнетики также становятся парамагнетиками. В сегнетоэлектриках при $T = T_C$ тепловое движение атомов сводит к нулю самопроизвольную упорядоченную ориентацию электрич. диполей элем. ячеек крист. решётки. В упорядоченных сплавах в К. т. (в точке Курнакова) исчезает дальний порядок в расположении атомов (ионов) компонентов сплава (см. *Дальний и ближний порядок*). Вблизи К. т. в-ве происходят специфич. изменения многих физ. св-в (напр., теплоёмкости, магн. восприимчивости), достигающие максимума при $T = T_C$ (см. *Критические явления*), что обычно и используется для точного определения темп-ры фазового перехода. Значения К. т. для разл. в-в приведены в ст. *Антиферромагнетизм, Ферромагнетизм, Сегнетоэлектрики.*

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; Гражданкина Н. П., Магнитные фазовые переходы I рода, «УФН», 1968, т. 96, в. 2.

КЮРИ — ВЕЙСА ЗАКО́Н, температурная зависимость магн. восприимчивости $\varkappa$ *парамагнетиков,* имеющая вид:

$$\varkappa = C'/(T - \Delta), \qquad (*)$$

где C' и Δ — константы в-ва (этот закон, аналогичный *Кюри закону,* установил франц. физик П. Вейс, P. Weiss, 1907). К.— В. з. обобщает закон Кюри для в-в, в к-рых носители магн. момента взаимодействуют. Ф-ла (*) достаточно хорошо описывает эксперим. зависимость $\varkappa$ от темп-ры T для большинства случаев *парамагнетизма* ионов в кристаллах. Во многих случаях постоянная C' практически совпадает с постоянной C в законе Кюри для свободных магн. ионов данного вида. Постоянная Δ характеризует вз-ствие магн. ионов между собой и с внутрикрист. полем.

Магн. восприимчивость парамагнетиков, становящихся при низких темпрах *ферромагнетиками,* описывается ф-лой (*) с положит. значением Δ, близким к значению темп-ры Кюри T_C (см. *Кюри точка*). Для в-в, переходящих при низких темп-рах в антиферромагн. состояние, в большинстве случаев Δ отрицательна и только по порядку величины согласуется со значением темп-ры Нееля T_N (см. *Нееля точка*).

Закон, аналогичный К.— В. з., справедлив и для *сегнетоэлектриков.* При темп-рах $T \gg T_C$ (где T_C — темп-ра Кюри сегнетоэлектрика) диэлектрич. проницаемость $\varepsilon = B/(T - T_C)$, где B — константа в-ва.

Л

ЛАВИ́ННЫЙ РАЗРЯ́Д, *электрический разряд в газе,* в к-ром возникающие при *ионизации* эл-ны сами производят дальнейшую ионизацию. Согласно теории Л. р. (англ. физик Дж. С. Таунсенд, 1901), каждый эл-н на единице длины пути к аноду производит α актов ионизации (α — первый коэфф. Таунсенда). Ионизация вторичными эл-нами приводит к экспоненциальному росту числа эл-нов, достигающих анода. Благодаря воспроизводству положит. ионами новых эл-нов несамостоят. разряд переходит в самостоятельный. В дальнейшем теория была усовершенствована с учётом объёмного заряда и диффузии носителей заряда, но осн. её черты сохранились для описания стационарных Л. р. низкого давления (тлеющего и дугового). При давлениях, близких к атмосферному, и более высоких лавинный механизм обусловливает явления *пробоя электрического.* Разряды такого типа объясняются теорией *стримеров.*

● Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971.

Л. А. Сена.

ЛАГРА́НЖА УРАВНЕ́НИЯ, 1) в гидромеханике — ур-ния движения жидкости (газа) в переменных Лагранжа, к-рыми являются координаты ч-ц среды. Получены франц. учёным Ж. Лагранжем (J. Lagrange; ок. 1780). Из Л. у. определяется закон движения ч-ц среды в виде зависимостей координат от времени, а по ним находятся траектории, скорости и ускорения ч-ц. Обычно этот путь исследования оказывается достаточно сложным, и при решении большинства гидромеханич. задач используют *Эйлера уравнения* гидромеханики. Л. у. применяют гл. обр. при изучении колебат. движений жидкости.

Л. у. являются ур-ниями в частных производных и имеют вид:

$$\left(X - \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}\right)\frac{\partial x}{\partial a_i} + \left(Y - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right)\frac{\partial y}{\partial a_i} + \left(Z - \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}\right)\frac{\partial z}{\partial a_i} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial a_i} \quad (i = 1, 2, 3),$$

где t — время, x, y, z — координаты ч-цы, a_1, a_2, a_3 — параметры, к-рыми отличаются ч-цы друг от друга (напр., начальные координаты ч-ц), X, Y, Z — проекции объёмных сил, p — давление, ρ — плотность.

Решение конкретных задач сводится к тому, чтобы, зная X, Y, Z, а также начальные и граничные условия, найти x, y, z, p, ρ как функции t и a_1, a_2, a_3. При этом надо использовать ещё *неразрывности уравнение* (тоже в переменных Лагранжа) и

ур-ние состояния в виде $\rho=f(p)$ (для несжимаемой жидкости $\rho=\text{const}$).

2) В общей механике — ур-ния, применяемые для изучения движения механич. системы, в к-рых за величины, определяющие положение системы, выбирают независимые между собой параметры, наз. *обобщёнными координатами*. Получены Ж. Лагранжем в 1760.

Движение механич. системы можно изучать, используя или непосредственно ур-ния, к-рые даёт 2-й закон динамики, или получаемые как следствия из законов динамики общие теоремы (см. *Динамика*). В первом случае необходимо решать большое число ур-ний, зависящее от числа точек и тел, входящих в систему; кроме того, эти ур-ния содержат дополнит. неизвестные в виде реакций наложенных связей (см. *Связи механические*). Всё это приводит к большим матем. трудностям. Второй путь требует применения каждый раз разных теорем и для сложных систем приводит в итоге к тем же трудностям.

Л. у. дают для широкого класса механич. систем единый и достаточно простой метод составления ур-ний движения. Большое преимущество Л. у. состоит в том, что число их равно числу степеней свободы системы и не зависит от кол-ва входящих в систему точек и тел. Напр., машины и механизмы состоят из многих тел (деталей), а имеют обычно одну-две степени свободы; следовательно, изучение их движения потребует составления лишь одного-двух Л. у. Кроме того, при идеальных связях из Л. у. автоматически исключаются все неизвестные реакции связей. По этим причинам Л. у. широко используются при решении мн. задач механики, в частности в динамике машин и механизмов, в теории колебаний, теории гироскопа. В случае, когда на систему действуют только *потенциальные силы*, Л. у. приводятся к виду, позволяющему использовать их (при соответствующем обобщении понятий) не только в механике, но и в др. областях физики.

Для *голономных систем* Л. у. в общем случае имеют вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}\right)-\frac{\partial T}{\partial q_i}=Q_i (i=1,\ 2,\ 3,\ \ldots, n), \quad (1)$$

где q_i — обобщённые координаты, число к-рых равно числу n степеней свободы системы, $\dot{q}_i$ — обобщённые скорости, Q_i — обобщённые силы, T — кинетич. энергия системы, выраженная через q_i и $\dot{q}_i$.

Для составления ур-ний (1) надо найти выражение T $(q_i,\ \dot{q}_i, t)$ и определить по заданным силам Q_i. После подстановки T в левые части ур-ния (1) будут содержать координаты q_i и их первые и вторые производные по времени, т. е. будут дифф. ур-ниями 2-го порядка относительно q_i. Интегрируя эти ур-ния и определяя постоянные интегрирования по начальным или краевым условиям, находят зависимости $q_i(t)$, т. е. закон движения системы в обобщённых координатах.

Когда на систему действуют только потенц. силы, Л. у. принимают вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right)-\frac{\partial L}{\partial q_i}=0 \ (i=1, 2, \ldots, n), \quad (2)$$

где $L=T-\Pi$ — т. н. *Лагранжа функция*, а Π — потенц. энергия системы. Эти ур-ния используются и в др. областях физики — электродинамике, статистич. физике и др.

Ур-ния (1) и (2) наз. ещё Л. у. 2-го рода. Кроме них, есть Л. у. 1-го рода, имеющие вид обычных ур-ний в декартовых координатах, но содержащие вместо реакций связей пропорциональные им неопределённые множители. Особыми преимуществами эти ур-ния не обладают и используются редко, гл. обр. для отыскания реакций связей, когда закон движения системы найден другим путём, напр. с помощью ур-ний (1) или (2).

● Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, 6 изд., ч. 1, М., 1963. См. также лит. при ст. *Механика*.

С. М. Тарг.

ЛАГРАНЖА ФУНКЦИЯ (кинетический потенциал), характеристич. функция $L(q_i,\ \dot{q}_i,\ t)$ механич. системы, выраженная через *обобщённые координаты* q_i, обобщённые скорости $\dot{q}_i$ и время t. В простейшем случае консервативной системы Л. ф. равна разности между кинетич. T и потенциальной Π энергиями системы, выраженными через q_i и $\dot{q}_i$, т. е. $L=T(q_i, \dot{q}_i, t)-\Pi q_i$. Зная Л. ф., можно с помощью *наименьшего действия принципа* составить дифф. ур-ния движения механич. системы.

Понятие «Л. ф.» распространяется также на системы с бесконечным числом степеней свободы — классические *поля физические*; при этом обобщёнными координатами и импульсами явл. значения ф-ции поля и их производные по времени в каждой точке пространства-времени. Как и в классич. механике, посредством принципа наименьшего действия Л. ф. определяет для поля ур-ния движения. Важным св-вом Л. ф. явл. *релятивистская инвариантность* её плотности (величины Л. ф. в ед. объёма поля) и др. св-ва её симметрии. Каждой из симметрий соответствует закон сохранения нек-рой физ. хар-ки. Так, неизменности относительно *калибровочной симметрии* соответствует сохранение заряда и т. д. (см. *Сохранения законы*).

ЛАГРАНЖИАН, аналог *Лагранжа функции* классич. физ. поля в квант. теории поля (КТП). Ф-ции, описывающие поле, в КТП заменяются соответствующими *операторами*, так что Л. явл. оператором. Его вид связан с ф-цией Лагранжа для классич. поля *соответствия принципом*. Л. полностью определяет теорию, т. е. позволяет найти ур-ние для взаимодействующих квант. полей и, в принципе, определить *матрицу рассеяния*. Лагранжев подход более общий, чем гамильтонов (см. *Гамильтониан*), в частности он справедлив и в *нелокальных теориях полей*, в к-рых гамильтонов метод неприменим. Иногда термин «Л.» относят также к ф-ции Лагранжа для классич. полей.

● См. лит. при ст. *Квантовая теория поля*.

А. В. Ефремов.

ЛАДДЕТРОН, см. в ст. *Электростатический генератор*.

ЛАЗЕР (оптический квантовый генератор), устройство, генерирующее когерентные эл.-магн. волны за счёт вынужденного испускания или вынужденного рассеяния света активной средой, находящейся в оптич. резонаторе. Слово «Л.» — аббревиатура слов англ. выражения «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation» — усиление света вынужденным излучением. Существующие Л. охватывают широкий диапазон длин волн λ — от УФ до субмиллиметрового (см. табл. на стр. 338 и рис. на цветной вклейке к стр. 528). Первым был рубиновый Л., созданный Т. Мейманом (США) в 1960. *Когерентность* и направленность — осн. хар-ки излучения Л., *вынужденное излучение* и *обратная связь* — гл. процессы, приводящие к генерации. Существуют также Л.-усилители, в к-рых усиление приходящих извне эл.-магн. волн осуществляется при отсутствии обратной связи. В нек-рых лазерных системах вслед за Л.-генератором следует один или неск. Л.-усилителей.

До создания Л. когерентные эл.-магн. волны существовали практически лишь в радиодиапазоне, где они возбуждались генераторами радиоволн. В оптич. диапазоне имелись лишь некогерентные источники, излучение к-рых представляет суперпозицию волн, испускаемых множеством независимых микроскопич. излучателей. В этом случае фаза результирующей волны изменяется хаотически, излучение занимает значит. диапазон λ и обычно не имеет определённого направления в пр-ве.

С квант. точки зрения излучение нелазерных источников света складывается из фотонов, испускаемых независимо отд. ч-цами, причём их испускание происходит спонтанно, в произвольных направлениях, в случайные моменты времени, а длина волны, возникающей при сложении множества актов испускания, не имеет точно определённого значения и лежит в пределах, зависящих от разброса индивидуальных св-в излучающих микросистем (см. *Спонтанное излучение*, *Источники оптического излучения*). Действие Л. основано на вынужденном испускании фотонов под действием внешнего электромагнитного поля (см. *Квантовая электроника*).

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ РАЗНЫХ ТИПОВ

	Активная среда	Способ возбуждения	Длина волны, мкм	Режим	Длительность импульсов	Частота повторения, Гц	Мощность	Расходимость излучения
Газовые лазеры	He+Ne	газовый разряд	0,63; 1,15; 3,39	непрерывный	—	—	1—50 мВт	0,5—3 мрад
	CO_2	газовый разряд в отпаянной трубке	10,6	непрерывный	—	—	5—100 Вт	2—10 мрад
	»	газовый разряд с прокачкой смеси	10,6	непрерывный импульсный	— 1—50 мкс	— 25	100—10^4 Вт 10^6 Вт	2—10 мрад 2—10 мрад
	»	электроионизационный	10,6	импульсный	20 мкс	—	10^8 Вт	2—10 мрад
	»	газодинамический	10,6	непрерывный	—	—	100 кВт	2—10 мрад
	»	химический	10,6	непрерывный импульсный	— 1 мкс	— —	10 кВт 10^8 Вт	1 мрад 1 мрад
	HF	химический	2,6—3,5	непрерывный импульсный	— 20 нс	— —	10 кВт $2\cdot10^{11}$ Вт	— —
	CF_3I	фотодиссоциация	1,315	импульсный	1 мкс—1 мс	—	10^5—10^7 Вт	1 мрад
Жидкостные лазеры	неоргапич. жидкости (>50)	ламповая накачка, лазерная накачка	0,22—0,86	импульсный	0,1—10 мкс	0,1—500	10^4—10^6 Вт	2—4 мрад
	органич. красители	лазерная накачка	0,55—0,67	непрерывный	—	—	0,1—1 Вт	0,2 мрад
Полупроводниковые лазеры	AlGaAs	инжекция носителей через p—n-переходы	0,7—0,9	импульсный непрерывный	100—200 нс —	500—5000 —	10—50 Вт 0,1—1 Вт	4—6 град 4—6 град
	CdS	электронным пучком	0,49—0,69	импульсный	3 нс	—	200 кВт	4—6 град
Твердотельные лазеры	рубин	ламповая накачка	0,694	импульсный свободной генерации импульсный с модулированной добротностью	1—0,5 мс 20 нс	10^{-3}—1 1—2	10^5—10^6 Вт 10^6—10^9 Вт	10—40 мрад 1—3 мрад
	стекло с примесью Nd	то же	1,058	импульсный свободной генерации импульсный с модулированной добротностью режим синхронизации мод	1—3 мс 3—30 нс $5\cdot10^{-3}$—1 нс	10^{-3}—1 10^{-3}—0,1 —	10^5—10^6 Вт 10^8—$5\cdot10^{10}$ Вт 10^{11}—10^{13} Вт	3—15 мрад 0,5—1 мрад —

Вероятность вынужденного испускания для системы, находящейся в возбуждённом состоянии $\mathcal{E}_2$, пропорц. спектр. плотности излучения $\rho(\omega)$ действующей волны и равна вероятности поглощения для системы, находящейся в ниж. состоянии $\mathcal{E}_1$. При термодинамич. равновесии в ансамбле, состоящем из большого кол-ва ч-ц, каждая из к-рых может находиться только, напр., в двух энергетич. состояниях $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$, числа ч-ц N_1 и N_2, находящихся в этих состояниях, определяются распределением Больцмана, причём $N_2 < N_1$. Поэтому в обычных (равновесных) условиях вещество поглощает эл.-магнитные волны, хотя для единичного акта вероятность вынужденного испускания фотона равна вероятности его поглощения, полная вероятность поглощения, пропорц. числу N_1 ч-ц на ниж. уровне, больше вероятности вынужденного испускания, пропорц. числу N_2 ч-ц на верх. уровне. Поглощение может уступить место усилению эл.-магн. волны при её распространении сквозь в-во, если $N_2 > N_1$. Такое состояние в-ва наз. инверсным (обращённым), или состоянием с инверсией населённостей, и не является равновесным.

Если через среду с инверсией населённости проходит эл.-магн. волна с частотой $\omega=(\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1)/\hbar$, то по мере её распространения в среде интенсивность волны будет возрастать за счёт актов вынужденного испускания, число к-рых $N_2\rho$ превосходит число актов поглощения $N_1\rho$. Увеличение интенсивности волны (усиление) обусловлено тем, что фотоны, испускаемые в актах вынужденного излучения, неотличимы от фотонов, образующих эту волну (рис. 1). Усиление эл.-магн. волны за счёт вынужденного испускания приводит к экспоненциальному закону роста её интенсивности I по мере увеличения длины пути z, пройденного волной в в-ве: $I=I_0\exp(\alpha z)$, где I_0 — интенсивность входящей волны, $\alpha \sim (N_2-N_1)$ — коэфф. квант. усиления. В реальном в-ве наряду с усилением неизбежны потери, связанные с нерезонансным поглощением, рассеянием и т. п. Если ввести для описания суммарных потерь коэфф. потерь β, то $I=I_0\exp[(\alpha-\beta)z]$.

В-во, приведённое к.-л. образом в инверсное состояние, неизбежно возвратится в равновесное состояние — релаксирует (см. *Релаксация*). При этом избыточная энергия выделяется в виде фотонов (излучательные переходы) или переходит в тепловую энергию (безызлучательные переходы). Спонтанное испускание фотонов в процессе релаксации явл. сущностью *люминесценции*. Свет люминесценции, распро-

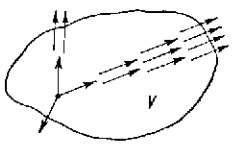


Рис. 1. Усиление световой волны в активной среде.

страняясь в инвертированной среде (при $\beta<\alpha$), усиливается за счёт актов вынужденного испускания (*сверхлюминесценция*). Мощность W сверхлюминесценции зависит от размеров l среды вдоль направления наблюдения. Сверхлюминесценция отличается от обычной люминесценции большей яркостью, более узким спектром и частичной когерентностью. Для превращения сверхлюминесценции в генерацию когерентных волн необходимо наличие обратной связи, в результате к-рой эл.-магн. волна, испущенная ч-цами инвертированной среды, многократно вызывает в этой среде новые акты вынужденного испускания точно таких же волн. В оптич. диапазоне обратную связь осуществляют применением той или иной комбинации отражателей, напр. зеркал.

Л. содержит три осн. компонента: активную среду (активный элемент), в к-рой создают инверсию населённостей; устройство для создания инверсии в активной среде (система накачки); устройство для обеспечения положит. обратной связи (оптич. резонатор). Простейший оптич. резонатор (резонатор Фабри — Перо) состоит из двух плоских зеркал, расположенных параллельно. В оптич. резонаторе может существовать множество собств. стоячих волн, отличающихся тем, что для каждой из них между зеркалами укладывается целое число полуволн (см. *Оптический резонатор*).

Процесс генерации. После того как в активном элементе, расположенном внутри резонатора, достигнуто состояние инверсии, в нём возникают многочисл. акты люминесценции. Фотоны вызывают в активной среде сверхлюминесценцию. Те фотоны, к-рые были первоначально испущены перпендикулярно оси резонатора, порождают лишь короткие дуги сверхлюминесценции в этих направлениях. Фотоны, спонтанно испущенные вдоль оси резонатора, многократно отражаются от его зеркал, вновь и вновь проходя через активный элемент и вызывая в нём акты вынужденного испускания (рис. 2). Генерация начинается в том случае, когда увеличение энергии волны за счёт усиления превосходит потери энергии за каждый проход резонатора. Условия начала генерации (порог генерации) определяются равенством $\alpha_0-\beta_0=0$, где α_0 — пороговое значение коэфф. усиления активного элемента, β_0 — коэфф. полных потерь эл.-магн. энергии за один проход.

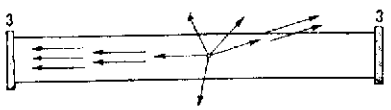


Рис. 2. Активная среда в оптич. резонаторе.

В начале возникновения генерации Л. в нём одновременно и независимо усиливается множество волн, порождённых отд. фотонами, испущенными спонтанно вдоль оси резонатора. Фазы этих волн независимы между собой, но когерентность каждой из них и их интенсивность постоянно увеличиваются за счёт процессов вынужденного испускания. В ходе взаимной конкуренции этих волн решающую роль приобретает соотношение между λ и размерами резонатора. Во время первого пролёта усиливаются все фотоны, испущенные в результате спонтанных процессов. Однако после отражения от зеркал в преимуществ. положении оказываются лишь те фотоны, для к-рых выполняются условия возникновения *стоячих волн*. Их длины волн соответствуют *нормальным колебаниям* резонатора — модам, интенсивность к-рых быстро увеличивается. В наиболее благоприятных условиях оказываются те из мод резонатора, для к-рых λ совпадает с вершиной спектр. линии активной среды или расположена вблизи её вершины. Интенсивность таких волн возрастает (вероятность вынужденного испускания пропорц. интенсивности вынуждающей волны) лавинообразно, подавляя усиление волн, удалённых от вершины спектр. линии. В результате возникает когерентное излучение, направленное вдоль оси резонатора и содержащее лишь небольшое кол-во мод резонатора (рис. 3).

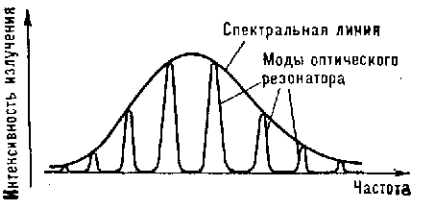


Рис. 3. Спектр. линия активной среды (линия усиления) и моды оптич. резонатора.

Для достижения наивысшей когерентности излучения стремятся к одномодовому режиму генерации, при к-ром в пределах спектр. линии активной среды оказывается лишь одна из мод резонатора. Для этого в резонатор обычно вводят дополнит. селектирующий элемент (*призму оптическую, дифракционную решётку*, второй резонатор и т. п.), выделяющий одну из мод резонатора и подавляющий остальные. В длинноволновой части ИК диапазона одномодовую генерацию можно получить уменьшением длины резонатора.

Накачка. В зависимости от способа осуществления инверсии населённости можно получить непрерывную и импульсную генерацию. При непрерывной генерации инверсия в активной среде поддерживается длит. время за счёт внеш. источника энергии. Для осуществления импульсной генерации инверсия возбуждается импульсами. При непрерывной генерации лавинообразный рост интенсивности вынужденного излучения ограничивается нелинейными процессами в активном в-ве и мощностью источника накачки. В результате этих ограничений в активном в-ве возникает т. н. *насыщение* — кол-во актов вынужденного испускания становится равным кол-ву актов поглощения, т. к. число ч-ц на верх. и ниж. энергетич. уровнях выравнивается и рост интенсивности волны прекращается.

Потери энергии в Л. складываются из внутр. потерь (напр., из-за поглощения и рассеяния света в активной среде, зеркалах и др. элементах Л.) и за счёт вывода части генерируемой энергии сквозь зеркала резонатора, одно из к-рых для этого должно быть полупрозрачным (или иметь излучающее отверстие).

Способы достижения и поддержания инверсии в активной среде Л. зависят от её структуры. В тв. телах и жидкостях используется гл. обр. оптич. накачка — освещение активного элемента спец. лампами сфокусированным солнечным излучением или излучением др. Л. (табл.). В этом случае необходимо, чтобы в процессе оптич. накачки участвовало по крайней мере три энергетич. уровня рабочих ч-ц (обычно ионов или молекул). Если роль верх. уровня играет широкая полоса поглощения, это позволяет использовать значит. часть спектра нелазерного источника накачки. Ниже должен располагаться узкий (метастабильный) уровень (рис. 4, *а*), время жизни к-рого (ср. время до спонтанного испускания фотона ч-цей, попавшей на этот уровень) велико.

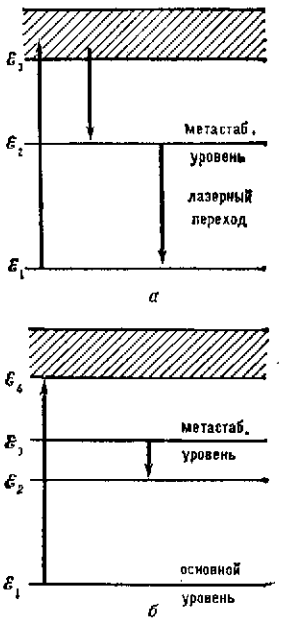


Рис. 4. Возбуждение генерации: *а* — в трёхуровневой системе; *б* — в четырёхуровневой системе.

Такая ситуация обеспечивает возможность накопления большого числа ч-ц на метастабильном уровне. Для достижения порога генерации необходимо, чтобы плотность ч-ц на метастабильном уровне превышала их плотность на основном (нижнем) уровне, с к-рого для этого требуется возбудить более 50% ч-ц. Наиболее распространённой трёхуровневой средой для Л. явл. *рубин* (корунд Al_2O_3 с примесью ионов Cr^{3+}, см. *Твердотельные лазеры*).

Значительно легче достигается порог генерации в активных средах, работающих по четырёхуровневой схеме (рис. 4, *б*). Между метастабильным и осн. уровнями имеется промежуточный — «нижний рабочий уровень», к-рый должен быть расположен настолько выше основного, чтобы в условиях термодинамич. равновесия он был заселён достаточно слабо. При этом порог генерации достигается, когда населённость метастабильного уровня превосходит населённость ниж. рабочего уровня. Т. о., на осн. уровне может оставаться более 50% ч-ц, что существенно снижает требования к источнику накачки. Наиболее эффективным четырёхуровневым ионом явл. трёхвалентный ион неодима Nd^{3+}, введённый в состав спец. сортов стекла или кристаллов.

Мощные газовые Л. также обычно работают по четырёхуровневой схеме. Для возбуждения *газовых лазеров* оптич. накачка применяется редко, т. к. для газов существуют более эффективные методы: электрич. разряд, газодинамич. истечение (*газодинамический лазер*), хим. реакции (*химический лазер*) и др., обеспечивающие высокие мощности до сотни кВт. Возбуждение *полупроводниковых лазеров* производят непосредственно пост. током (*инжекционные лазеры*), пучком эл-нов, оптич. накачкой и др. (табл.).

Режимы генерации. Импульсный режим работы Л. обусловлен обычно импульсным режимом возбуждения, но может быть связан и с условиями генерации. Если не приняты спец. меры, то в режиме импульсного возбуждения возникает т. н. режим свободной генерации, при к-ром процесс генерации развивается, как указано выше, а после прекращения импульса возбуждения генерация прекращается. В зависимости от мощности и длительности импульса возбуждения начало генерации запаздывает относительно начала импульса возбуждения, и генерация может пойти на убыль, не достигнув стационарного состояния.

Особый практич. интерес представляет режим т. н. гигантских импульсов, для получения к-рых используется метод модуляции добротности резонатора Л. Напр., перед импульсом возбуждения Л. закрывают одно из зеркал резонатора спец. *оптическим затвором*, нарушая положит. обратную связь. В этих условиях генерация невозможна и включение импульса возбуждения приводит к монотонному нарастанию инверсии в активной среде Л. Величина энергии возбуждения, запасаемая в ед. объёма активной среды, пропорц. плотности активных ч-ц и ограничивается только процессом сверхлюминесценции. Открыв затвор в конце импульса возбуждения, т. е. включая механизм обратной связи, создают условия быстрого развития генерации, к-рая реализуется в виде короткого мощного (гигантского) импульса. Длительность таких импульсов и их энергия зависят от скорости включения затвора и св-в активной среды. Обычные значения: длительность 20—50 нс, энергия — от долей до сотен Дж.

Для получения сверхкоротких мощных лазерных импульсов применяются затворы в виде кювет, наполненных р-ром спец. красителей, быстро (и обратимо) просветляющихся (выцветающих) под влиянием излучения активной среды. Такой затвор, помещённый в резонатор Л., нарушает обратную связь. Импульс возбуждения вызывает накопление энергии в активной среде и возникновение сверхлюминесценции. Интенсивность хаотич. импульсов сверхлюминесценции быстро возрастает. Когда один из них окажется достаточно мощным, чтобы вызвать просветление затвора, возникает лавинообразное развитие генерации. При этом фазы генерации всех мод резонатора оказываются взаимно связанными так, что все генерируемые волны складываются, образуя сверхкороткий импульс, длительность к-рого может составлять всего единицы и даже доли нс. Энергия, забираемая таким импульсом из активной среды, обычно составляет лишь малую долю запасённой в среде энергии, поэтому первый импульс, отразившись от зеркал резонатора, многократно пробегает между ними, образуя последовательность сверхкоротких импульсов, следующих один за другим через время, определяемое размерами резонатора (временем двойного пробега светового импульса между зеркалами). Применяя дополнит. устройства, удаётся выделить один из сверхкоротких импульсов.

Применения лазеров многообразны. Способность Л. концентрировать световую энергию в пространстве, во времени и в спектр. интервале может быть использована двояко: 1) нерезонансное вз-ствие мощных световых потоков с в-вом в непрерывном и импульсном режимах (лазерная технология, лазерный термоядерный синтез и др.); 2) селективное воздействие на атомы, ионы, молекулы и мол. комплексы, вызывающие процессы фотодиссоциации, фотоионизации, фотохим. реакции (см. *Лазерная химия*, *Лазерное разделение изотопов* и др.). Для лазерного способа ввода энергии в в-во характерны точная локализация, дозированность и стерильность. Технологич. процессы (сварка, резка и плавление металлов) осуществляются гл. обр. газовыми Л., обладающими высокой ср. мощностью. В металлургии Л. позволяет получить сверхчистые металлы, выплавляемые в вакууме или в контролируемой газовой среде. Для точечной сварки используются и твердотельные Л. Сверхкороткие импульсы применяются для изучения быстропротекающих процессов, сверхскоростной фотографии и т. п. Сверхстабильные Л. явл. основой оптич. стандартов частоты, лазерных сейсмографов, гравиметров и др. точных физ. приборов. Л. с перестраиваемой частотой (напр., *Лазеры на красителях*) произвели революцию в спектроскопии, существенно повысили разрешающую способность и чувствительность метода вплоть до наблюдения спектров отд. атомов (см. *Лазерная спектроскопия*, *Нелинейная спектроскопия*).

Л. применяются в медицине как бескровные скальпели, при лечении глазных и кожных заболеваний и др. Лазерные локаторы позволяют контролировать распределение загрязнений в атмосфере на разл. высотах, определять скорость возд. течений, темп-ру и состав атмосферы. Лазерная локация планет уточнила значение астрономич. постоянной и способствовала уточнению систем косм. навигации, расширила знания об атмосферах и строении поверхности планет, позволила измерить скорость вращения Венеры и Меркурия. Лазерная локация существенно уточнила хар-ки движения Луны и планеты Венера по сравнению с астрономич. данными (см. *Оптическая связь*).

С появлением Л. связано рождение таких новых разделов физики, как *нелинейная оптика* и *голография*. Проблему *управляемого термоядерного синтеза* пытаются решить путём использования Л. для нагрева плазмы.

● Шавлов А., Фогель С., Далбердджер Л., Оптические квантовые генераторы (лазеры), пер. с англ., М., 1962; Справочник по лазерам, под ред. А. М. Прохорова, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Летохов В. С., Селективное действие лазерного излучения на вещество, «УФН», 1978, т. 125, в. 1, с. 57; О'Шиа Д., Коллен Р., Родс У., Лазерная техника, пер. с англ., М., 1980; Звелто О., Физика лазеров, пер. с англ., М., 1979. *М. Е. Жаботинский.*

ЛАЗЕРНАЯ ИСКРА, то же, что *световой пробой*.

ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА, *плазма*, возникающая при развитии *ионизации* газа под действием мощного сфокусированного лазерного излучения.

Л. п., образующаяся при *световом пробое* (лазерной искре) газов, при атм. давлении имеет темп-ру $\sim 2 \cdot 10^4$ К, т. е. явл. низкотемпера-

турной плазмой. Свободная передача энергии через пр-во, присущая оптич. диапазону частот, перспективна в практич. применении Л. п. Оптич. разряд (поддерживаемый, напр., др. лазером на CO_2) можно локализовать и использовать в качестве стабильного источника света большой яркости; можно получать непрерывную плазменную струю, продувая газ через стабилизированный локализ. разряд. Такое устройство представляло бы «оптический плазмотрон», имеющий ряд преимуществ (возможность выбора места разряда, более высокие темп-ры) перед обычными дуговыми и ВЧ *плазмотронами*.

При облучении тв. мишени или сжатого газа сфокусированным излучением мощного *лазера* с модулир. добротностью возникает достаточно высокотемпературная ($\sim 10^7$ К) и плотная плазма, в к-рой уже возможны *термоядерные реакции*. Такая Л. п. перспективна для решения проблемы *управляемого термоядерного синтеза*.

ЛА́ЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКО́ПИЯ, раздел оптич. *спектроскопии*, методы к-рого основаны на использовании лазерного излучения. Применение монохроматич. излучения лазеров позволяет стимулировать *квантовые переходы* между вполне определёнными *уровнями энергии* атомов и молекул (в спектроскопии, использующей нелазерные источники света, изучают спектры, возникающие в результате переходов между громадным числом квант. состояний атомов и молекул).

Первые серьёзные лазерные эксперименты в спектроскопии были осуществлены после создания достаточно мощных лазеров видимого диапазона, излучение к-рых имеет фиксированную частоту. Они были использованы для возбуждения спектров *комбинационного рассеяния света*. Принципиально новые возможности Л. с. приобрела с появлением лазеров с перестраиваемой частотой. Л. с. позволила решить ряд важных задач, перед к-рыми спектроскопия обычных источников света была практически бессильна. Высокая монохроматичность излучения лазеров с перестраиваемой частотой даёт возможность измерять истинную форму спектр. линий в-ва, не искажённую аппаратной ф-цией *спектрального прибора*. Это особенно существенно для спектроскопии газов в ИК области, где разрешение лучших пром. приборов обычного типа составляет 0,1 $см^{-1}$, что в 100 раз превышает ширину узких спектр. линий (см. *Ширина спектральных линий*).

Временна́я и пространств. когерентность лазерного излучения, лежащая в основе методов нелинейной Л. с., позволяет изучать структуру спектр. линий, скрытую обычно доплеровским уширением, вызываемым тепловым движением ч-ц в газе (см. *Доплера эффект*). Благодаря высокой монохроматичности и когерентности излучение лазера переводит значит. число ч-ц из *основного состояния* в возбуждённое. Это повышает чувствительность регистрации атомов и молекул — в 1 $см^3$ в-ва удаётся регистрировать включения, состоящие из 10^2 атомов или 10^{10} молекул. Разрабатываются методы регистрации отд. атомов и молекул.

Короткие и ультракороткие лазерные импульсы дают возможность исследовать быстропротекающие ($\sim 10^{-6}$—10^{-12} с) процессы возбуждения, девозбуждения и передачи возбуждения в веществе. С помощью импульсов направленного лазерного излучения можно исследовать спектры рассеяния и флуоресценции атомов и молекул в атмосфере на значительном расстоянии и получать информацию о её составе, а также осуществлять контроль загрязнения окружающей среды, т. н. лазерное зондирование атмосферы. Фокусируя лазерное излучение, можно исследовать состав малых количеств в-ва (имеющих размеры порядка длины волны). Это успешно применяется в локальном эмиссионном *спектральном анализе*.

Приборы, применяемые в Л. с., принципиально отличаются от обычных спектр. приборов. В приборах, использующих лазеры с перестраиваемой частотой, отпадает необходимость в разложении излучения в спектр с помощью диспергирующих элементов (призм, дифракц. решёток), являющихся осн. частью обычных спектр. приборов. Иногда в Л. с. применяют приборы, в к-рых излучение разлагается в спектр с помощью нелинейных кристаллов.

● Летохов В. С., Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1975; Менке Г., Менке Л., Введение в лазерный эмиссионный микроспектральный анализ, пер. с нем., М., 1968; Летохов В. С., Проблемы лазерной спектроскопии, «УФН», 1976, т. 118, в. 2.

В. С. Летохов.

ЛА́ЗЕРНАЯ ХИ́МИЯ, хим. превращения, осуществляемые под воздействием лазерного излучения. Монохроматичность, направленность и высокая интенсивность лазерного излучения (см. *Лазер*) позволяют осуществлять резонансное воздействие на исходные реагенты или продукты хим. реакций. Это обеспечивает точную локализацию, дозированность, абс. стерильность и высокую скорость ввода энергии в хим. реактор. При этом возможны исключение влияния стенок реактора и воздействие на хим. процессы, происходящие на поверхностях раздела фаз, на стенках реактора и т. п.

Если благодаря релаксац. процессам селективность лазерного возбуждения теряется, то лазерное воздействие носит тепловой характер. Если же влияние релаксац. процессов мало́, то становится возможным селективное фотохим. воздействие, при к-ром хим. активность атомов и молекул возникает в результате поглощения ими фотонов (см. рис.). Т. к. энергия активации хим. реакций обычно велика (порядка неск. эВ), то селективное фотохим. действие наиболее легко наблюдается при возбуждении электронных состояний *атомов* и *молекул* лазерным излучением видимого и УФ диапазонов (пример — возможность получения соединений редкоземельных металлов). При возбуждении лазерами ИК диапазона колебательных уровней атомов, составляющих многоатомную молекулу, перспективна возможность раскачки и разрыва определ. связи между атомами, не затрагивающая остальных колебаний молекулы (ИК-лазерная фотохимия). Пока экспериментально реализована селективная ИК-лазерная многофотонная фотодиссоциация многоатомных молекул, напр. BCl_3, SP_6, CF_3B, CF_3I, SiH_4 и т. п., приводящая к *лазерному разделению изотопов*, очистке газов от малых примесей, получению радикалов и т. п. Использование хим. радикалов, полученных методом ИК-лазерной фотодиссоциации, в дальнейшем синтезе приводит к более чистым продуктам и увеличивает выход реакций, напр. при синтезе полимеров.

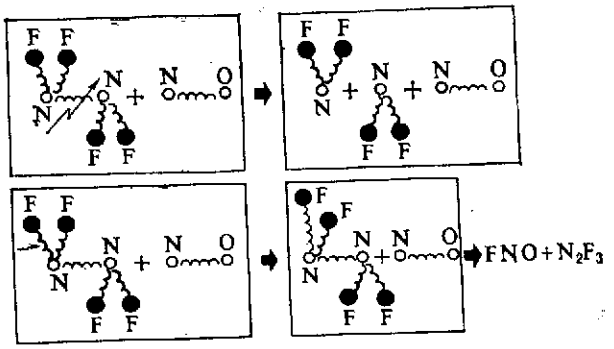


Схема реакции тетрафторгидразина (N_2F_4) и окиси азота (NO) при нагревании (вверху) и при резонансном возбуждении связи N—F лазерным излучением (внизу). Спирали изображают хим. связи.

● Карлов Н. В., Прохоров А. М., Селективные процессы на границе раздела двух сред, индуцированные лазерным излучением, «УФН», 1977, т. 123, в. 1, с. 57; Летохов В. С., Селективное действие лазерного излучения на вещество, «УФН», 1978, т. 125, в. 1, с. 57.

Н. В. Карлов.

ЛА́ЗЕРНОЕ РАЗДЕЛЕ́НИЕ ИЗОТО́ПОВ, разделение изотопов, основанное на изотопич. сдвиге уровней энергии атомов и молекул и использовании резонансного воздействия лазерного излучения. Интенсивное монохроматическое излучение лазера, вызывая переходы между соответствующими энергетич. уровнями атомов и молекул, переводит молекулы, к-рые содержат выбранный изотоп или его атомы, в возбуждён-

ное состояние вплоть до их ионизации или диссоциации молекул. После этого становится возможным отделение возбуждённых атомов и молекул различными физ. (напр., ионы — электрическим полем) или хим. методами. Для обеспечения эффективности процесса разделения необходимо, чтобы резонансные переходы были достаточно узкими и чтобы скорость извлечения изотопа была больше, чем скорость передачи возбуждения др. изотопам. Поэтому для Л. р. и. удобны газообразные в-ва, в спектрах к-рых изотопич. сдвиг больше уширения спектральных линий. Селективность и коэфф. разделения увеличиваются при уменьшении плотности газа или использовании *молекулярных и атомных пучков*, но при этом уменьшается производительность. Т. о., в методе Л. р. и. возникает та же проблема, что и в традиц. методах *изотопов разделения*: чем больше коэфф. разделения, тем меньше производительность.

Сформировались две осн. схемы Л. р. и.— многоступенчатая и одноступенчатая. В многоступенчатой схеме атомы или молекулы резонансным излучением лазера переводятся в возбуждённое состояние, из к-рого под действием др. лазеров они ионизируются или молекулы диссоциируют. Величина квантов излучения второго лазера должна быть меньше энергии ионизации атома или диссоциации молекулы или энергии молекулы в невозбуждённом состоянии. Процессы второй ступени должны происходить быстрее, чем передача возбуждения др. изотопам. Это означает, что источники излучения должны быть достаточно мощными. На второй ступени возможно применение и нелазерных источников возбуждения: импульсных газоразрядных ламп, электрич. поля и т. п.

В одноступенчатой схеме Л. р. и. мощное лазерное излучение вызывает фиксируемое изменение свойств атомов или молекул при переходе сразу из осн. состояния. В этих случаях для отделения возбуждённых молекул необходимо использовать ва-ствия, энергия к-рых сравнима с величиной кванта возбуждения, напр. ва-ствия на границе раздела фаз.

● Карлов Н. В., Прохоров А. М., Лазерное разделение изотопов, «УФН», 1976, т. 118, в. 4, с. 583; Летохов В. С., Мур С. Б., Лазерное разделение изотопов, «Квантовая электроника», 1976, т. 3, № 2, с. 248, № 3, с. 485.

Р. П. Петров.

ЛАЗЕРНЫЙ ГИРОСКОП, см. *Квантовый гироскоп.*

ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ, *лазеры*, использующие в качестве *активной среды* органич. соединения с развитой системой сопряжённых связей (красители в виде растворов или паров). Первые Л. н. к. появились в 1966—67. Наиболее распространены производные оксазола, оксадиазола, бензола, а также кумариновые, ксантеновые, оксазиновые и полиметиновые красители. Электронные уровни молекул красителей сильно уширены (непрерывная совокупность колебат. состояний, см. *Молекулярные спектры*). Усиление и генерация возникают на переходах с нижних колебат. подуровней первого возбуждённого электронного состояния S_1 на верхние, слабо заселённые подуровни осн. электронного состояния S_0 (рис. 1, *а*).

Помимо излучат. переходов $S_1 \rightarrow S_0$ часть молекул после возбуждения претерпевает безызлучательный

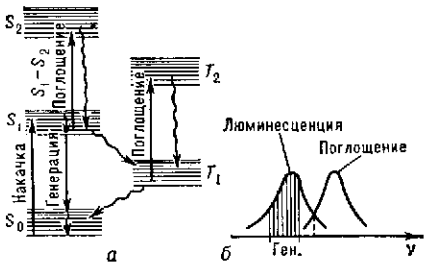


Рис. 1. *а* — Схема электронных уровней энергии красителя: слева — синглетные уровни (спины двух внеш. эл-нов молекулы антипараллельны), справа — триплетные уровни (спины параллельны); *б* — спектры поглощения и люминесценции красителя.

переход в метастабильное триплетное состояние T_1. Накопление молекул в состоянии T_1 приводит к поглощению генерируемого излучения и переходу $T_1 \rightarrow T_2$. Для устранения поглощения применяют кратковрем. импульсы накачки с длительностью $\tau < \tau_т$ ($\tau_т$ — время заселения уровня T_1, $\tau_т \sim 10^{-6}$—10^{-7} с) либо добавляют в р-р «тушители», дезактивирующие метастабильный уровень, или осуществляют протекание р-ра через область накачки и оптич. резонатор со скоростью, при к-рой молекула пересекает область накачки за время $t < \tau_т$ (непрерывный режим генерации).

Оптич. накачку осуществляют лазерами (*эксимерный лазер*, *газовые лазеры* на N_2, на парах Cu, *твердотельные лазеры*) и газоразрядными импульсными лампами. В случае импульсной лазерной накачки Л. н. к. излучает одиночные или периодически повторяющиеся импульсы длительностью от 1—2 до десятков нс при кпд от единиц до неск. десятков % и мощности излучения, достигающей сотен МВт. Спектр излучения смещён в длинноволновую сторону относительно лазера накачки (рис. 1,*б*) и генерация при смене красителя может быть получена на любой длине волны λ от 322 нм до 1260 нм. Наиболее широкую область перестройки спектра даёт накачка рубиновым лазером (осн. волна λ=694 нм и вторая оптическая гармоника λ = =347 нм).

Непрерывный режим генерации Л. н. к. осуществляется при накачке красителей аргоновым или криптоновым лазером. Область перестройки от 400 до 960 нм, кпд от единиц до десятков %, выходная мощность ~1—20 Вт. Особенно эффективны Л. н. к. с прокачкой через резонатор р-ра красителя, напр. в форме свободной струи. Фильтр с нелинейным поглощением, помещённый в резонатор, позволяет осуществить режим синхронизации мод, обеспечивающий непрерывную последовательность ультракоротких импульсов длительностью до $2 \cdot 10^{-13}$ с.

Л. н. к. с нелазерной накачкой работают в импульсном режиме с длительностью излучения до 10^2 мкс. Для накачки используются коаксиальные или трубчатые импульсные лампы с крутым фронтом нарастания импульса. При накачке стандартными трубчатыми лампами (длительность фронта $\tau_ф \sim 10$ мкс) энергия излучения ~10 Дж, а кпд ~1%; в случае спец. ламп накачки получены импульсы с энергией в неск. сотен Дж. При частоте повторения 200—300 Гц и ламповой накачке мощность излучения > 100 Вт (для родамина, $\lambda \sim 580$ нм). При длительности разряда лампы накачки < 1 мкс область перестройки спектра ~ 340—960 нм. В случае более длит. импульсов накачки (~ 10 мкс) область перестройки сужается (400—700 нм).

В простом *оптическом резонаторе* красители генерируют излучение широкого спектр. состава ($\Delta\lambda \sim 10$ нм). Однако линия генерации легко может быть сужена до 10^{-3}—10^{-4} нм без значит. потерь энергии излучения при использовании дисперсионных

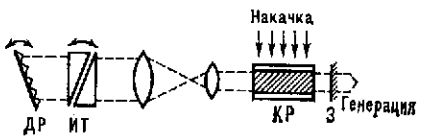


Рис. 2. Схема узкополосного лазера на красителе: ДР — дифракц. решётка; ИТ — интерферометр Фабри — Перо; КР — кювета с раствором красителя; З — полупрозрачное зеркало.

элементов, напр. дифракц. решётки (рис. 2). Наиболее узкие линии (~10^3 Гц) получают в непрерывных стабилизир. Л. н. к. Перестройка обычно осуществляется заменой красителя (грубая) и поворотом дисперс. элементов (плавная).

Благодаря возможности получения высокого усиления в малом объёме Л. н. к. перспективны для миниатюризации лазерных устройств. Особенно интересны Л. н. к. с распределённой обратной связью, где резонатор — периодич. структура (стационарная или динамическая), создаваемая в самой активной среде.

● Степанов Б. И., Рубинов А. Н., Оптические квантовые генераторы на растворах органических красителей, «УФН», 1968, т. 95, в. 1, с. 45; Лазеры на красителях, под ред. Ф. П. Шефера, М., 1976. См. также лит. при ст. *Лазер*.

Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов.

ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, генераторы эл.-магн. колебаний, действие к-рых основано на излучении эл-нов, колеблющихся под действием внеш. электрич. и (или) магн. поля и перемещающихся с релятивистской поступат. скоростью в направлении распространения излучаемой волны. Благодаря *Доплера эффекту* частота излучения в Л. н. с. э. во много раз превышает частоту колебаний эл-нов и может попадать в диапазон от СВЧ до УФ. Эл-н в Л. н. с. э. излучает в элем. акте квант, энергия к-рого во много раз меньше исходной энергии ч-цы. Это позволяет каждому эл-ну в процессе вз-ствия с волной излучить много квантов ($\sim 10^3 - 10^8$). Поэтому движение и излучение ч-ц могут быть описаны уравнениями классич. электродинамики, а сами Л. н. с. э. явл. по существу классич. приборами, родственными *лампе бегущей волны*, *клистрону* и др. электронным генераторам СВЧ. *Вынужденному излучению* в Л. н. с. э. (как и в др. электронных приборах) при классич. описании отвечает самосогласованный процесс, включающий в себя группирование эл-нов в сгустки под действием резонансной «затравочной» волны и последующее усиление этой волны в результате когерентного излучения образовавшихся электронных сгустков.

При квант. описании возможность преобладания вынужденного излучения над поглощением объясняется небольшим различием частот волн, к-рые эл-н способен излучить ω_e и поглотить ω_a. Это различие обусловлено отдачей, испытываемой эл-ном при излучении или поглощении кванта, а в ряде случаев также отклонением от эквидистантности спектра колебат. уровней эл-нов (напр., уровней эл-на в однородном магн. поле). Т. к. в реальных условиях уширение спектр. линии, обусловленное конечностью времени нахождения эл-на в пространстве вз-ствия с волной (естеств. ширина) существенно больше ($\omega_e - \omega_a$), то вынужденные излучение и поглощение раздельно не наблюдаются, а преобладание излучения над поглощением имеет место для волны, частота к-рой смещена в сторону ω_a.

Наиболее коротковолновыми явл. те разновидности Л. н. с. э., в к-рых колебат. движение эл-нам сообщается пространственно-периодическим статич. полем *ондулятора* (т. н. у б и т р о н, см. также *Ондуляторное излучение*) либо полем мощной НЧ волны накачки (т. н. к о м п т о н о в с к и й л а з е р, или с к а т т р о н). Эти способы накачки близки по характеру воздействия на эл-ны, поскольку периодич. статич. поле воспринимается движущейся ч-цей как волна. При иных способах накачки осцилляторной энергии в электронный поток возможны и др. виды вынужденного тормозного излучения эл-нов: а) вращающихся в однородном магн. поле (м а з е р н а ц и к л о т р о н н о м р е з о н а н с е), б) колеблющихся в поперечно-неоднородном электростатич. поле (с т р о ф о т р о н) и др. Кроме того, Л. н. с. э. могут быть основаны на разл. вариантах черенковского излучения (см. *Черенкова — Вавилова излучение*) и *переходного излучения* ч-ц, движущихся равномерно и прямолинейно в пространств. периодич. структурах; при этом колеблются не эл-ны исходного пучка, а их зеркальные изображения в структурах.

Достоинства Л. н. с. э.— возможность плавной перестройки частоты генерации в широких пределах изменением поступат. скорости эл-нов или угла между излучаемой волной и направлением движения ч-ц. Эффективность преобразования энергии пучка в излучение — электронный кпд Л. н. с. э.— ограничивается выходом теряющих энергию ч-ц из резонанса с волной. Полоса активного в-ва Л. н. с. э. обратно пропорц. числу осцилляций, совершаемых эл-нами в пространстве вз-ствия с волной.

На возможность получения коротких волн путём доплеровского преобразования частоты излучения предварительно сформированных сгустков колеблющихся ч-ц впервые указали В. Л. Гинзбург и амер. физик Г. Моц (кон. 40 — нач. 50-х гг.). Однако предложение о получении таким способом вынужденного излучения было сформулировано позднее, уже после развития теории вынужденного излучения в системах классич. электронных осцилляторов и эксперим. реализации основанных на этом принципе слаборелятивистских электронных мазеров. Впервые Л. н. с. э. в ИК диапазоне реализованы в США Дж. Мейди с сотрудниками на базе Станфордского линейного ускорителя эл-нов в 1976—1977.

● Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, 1979; К у з н е ц о в В. Л., Лазеры на свободных электронах, «УФН», 1979, т. 129, в. 3.

В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург.

ЛАЙМАНА СЕРИЯ, см. *Спектральные серии.*

ЛАМБЕРТ (Лб), внесистемная ед. *яркости* (обычно яркости поверхности, рассеивающей свет), применяется гл. обр. в США. Названа в честь нем. учёного И. Ламберта (J. Lambert). 1 Лб$=3{,}18\cdot10^3$ кд/м$^2=0{,}318$ *стильб* $=10^4$ апостильб.

ЛАМБЕРТА ЗАКОН, закон, согласно к-рому *яркость* L рассеивающей свет (диффузной) поверхности одинакова во всех направлениях. Сформулирован в 1760 нем. учёным И. Ламбертом (J. Lambert). Из определения Л. з. следуют простые соотношения между *световыми величинами*: *светимостью* M и яркостью L: $M=\pi L$; между *силой света* рассеивающей плоской поверхности по перпендикуляру к ней (I_0) и под углом θ (I_θ): $I_\theta = I_0\cdot\cos\theta$. Последнее выражение означает, что сила света такой поверхности максимальна по перпендикуляру к ней и, убывая с увеличением θ, становится равной нулю в касательных к поверхности направлениях.

В действительности лишь немногие реальные тела рассеивают свет без значительных отступлений от Л. з. даже в видимой области спектра. К ним относятся поверхности, покрытые окисью магния, сернокислым барием, гипс; из *мутных сред* — молочное стекло, нек-рые типы облаков; среди самосветящихся излучателей — *абсолютно чёрное тело*, порошкообразные *люминофоры*. Л. з. находит, тем не менее, широкое применение не только в теоретич. работах, как схема идеального рассеяния света, но и для приближённых фотометрич. и светотехнич. расчётов.

● Г у р е в и ч М. М., Введение в фотометрию, Л., 1968.

Д. Н. Лазарев.

ЛАМЕ ПОСТОЯННЫЕ, величины, характеризующие упругие св-ва изотропного материала (см. *Модули упругости*, *Гука закон*). Названы по имени франц. математика Г. Ламе (G. Lamé).

ЛАМИНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ (от лат. lamina — пластинка, полоска), упорядоченное течение жидкости или газа, при к-ром жидкость (газ) перемещается как бы слоями, параллельными направлению течения. Л. т. наблюдается или у очень вязких жидкостей, или при течениях, происходящих с достаточно малыми скоростями, а также при медленном обтекании жидкостью тел малых размеров. В частности, Л. т. имеют место в узких (капиллярных) трубках, в слое смазки в подшипниках, в тонком *пограничном слое*, образующемся вблизи поверхности тел при обтекании их жидкостью или газом, и др. С увеличением скорости движения данной жидкости Л. т. в нек-рый момент переходит в *турбулентное течение*. При этом существенно изменяются все его св-ва, в частности структура потока, профиль скоростей, закон сопротивления. Режим течения жидкости характеризуется *Рейнольдса числом Re*. Когда значение Re меньше критич. числа $Re_{кр}$, имеет место Л. т. жидкости; если $Re > Re_{кр}$, течение становится турбулентным. Значение $Re_{кр}$ зависит от вида рассматриваемого течения. Так, для течения в круглых трубах $Re_{кр} \approx 2300$ (если характерной скоростью считать среднюю по сечению скорость, а характерным размером — диаметр трубы). При $Re_{кр} < 2300$ течение жидкости в трубе будет Л. т. Вязкое Л. т. жидкости в трубе определяется *Пуазёйля законом*.

● Т а р г С. М., Основные задачи теории ламинарных течений, М.—Л., 1951; Л о й ц я н с к и й Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

ЛАМПА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ, вакуумный электронный прибор для усиления и генерации электромагн. колебаний СВЧ. В вакууме вдоль *замедляющей системы* распространя-

ется эл.-магн. волна с фазовой скоростью, меньшей скорости света c. Вдоль замедляющей системы со скоростью, немного превышающей фазовую скорость эл.-магн. волны, движется поток эл-нов, эмиттируемых катодом. Двигаясь вдоль замедляющей системы, эл-ны группируются в сгустки, тормозятся и усиливают эл.-магн. волну, отдавая ей кинетич. энергию, полученную от источника пост. напряжения. Л. б. в. типа «О» (с электростатич. фокусировкой или магн. фокусировкой полем $\boldsymbol{H}$, направленным вдоль электронного пучка) характеризуется широкой полосой усиливаемых частот (до неск. октав), сравнительно низкими шумами и большим коэфф. усиления (до неск. десятков дБ).

● Жуков Б. С., Перегонов С. А., Лампы бегущей волны, М., 1967; Кукарин С. В., Электронные СВЧ приборы, М., 1981.

ЛА́МПА ОБРА́ТНОЙ ВОЛНЫ́, вакуумный электронный прибор, предназначенный для генерации эл.-магн. колебаний СВЧ. По принципу действия Л. о. в. сходна с *лампой бегущей волны*, но эл-ны в ней движутся в направлении, противоположном направлению распространения бегущей эл.-магн. волны, взаимодействуя с её обратными гармониками. Различают Л. о. в. типа «О», в к-рых используется электростатич. фокусировка эл-нов или магн. фокусировка полем $\boldsymbol{H}$ с направлением вдоль движения эл-нов, и Л. о. в. типа «М» (карцинотроны), в к-рых эл-ны, как и в *магнетронах*, движутся в скрещенных статич. электрич. и магн. полях. Л. о. в. типа «О» преим. явл. генераторами или усилителями малой мощности, Л. о. в. типа «М» — генераторами большой мощности. Диапазон перестройки Л. о. в. достигает неск. октав. Они генерируют колебания частотой вплоть до 1500 ГГц.

● Червяков Ю. Г., Кузьмичев Н. П., Лампы обратной волны типа «О» малой мощности, М., 1966.

ЛАНДА́У ДИАМАГНЕТИ́ЗМ, *диамагнетизм* свободных эл-нов во внешн. магн. поле; предсказан Л. Д. Ландау в 1930. Магн. св-ва электронного газа, помещённого в магн. поле $\boldsymbol{H}$, обусловлены наличием у эл-нов собств. спинового магн. момента (см. *Спин*) и изменением характера движения свободных эл-нов под влиянием поля $\boldsymbol{H}$. Магн. поле искривляет траекторию движения эл-нов т. о., что проекция их движения на плоскость, перпендикулярную $\boldsymbol{H}$, приобретает вид замкнутых траекторий (орбит). Возникшее квазипериодич. движение эл-пов по орбите квантуется и даёт диамагнитный вклад $\varkappa_{\text{л. д.}}$ в *магнитную восприимчивость* электронного газа:

$$\varkappa_{\text{л.д.}} = -\frac{4m\mu_{\text{Б}}^2}{h^2}\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3} n^{1/3},$$

где n — плотность электронного газа, m — масса эл-на, $\mu_{\text{Б}}$ — *магнетон* Бора. Спиновый же момент эл-нов обусловливает парамагн. часть восприимчивости, к-рая по абс. величине в три раза превышает Л. д. При обычных измерениях магн. восприимчивости парамагн. металлов фактически определяют алгебраич. сумму диа- и парамагн. восприимчивостей как электронного газа, так и ионов крист. решётки. Однако методами *электронного парамагнитного резонанса* возможно определить одну парамагн. составляющую, а следовательно, и диамагнитную. При низких темп-рах магн. восприимчивость металлов (диа- и парамагнитная) испытывает осцилляц. зависимость от магн. поля (см. *Де Хааза — ван Альфена эффект*).

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

Л. П. Питаевский.

ЛАНДА́У ЗАТУХА́НИЕ (бесстолкновительное затухание), выражающееся в том, что возмущение в плазме затухает по мере распространения от точки возникновения, несмотря на отсутствие парных столкновений. В случае равновесного распределения эл-нов по скоростям (*Максвелла распределение*) при любой фазовой скорости волны число эл-нов плазмы, слегка отстающих от волны, больше числа эл-нов, немного опережающих волну. Отстающие эл-ны отбирают у волны энергию, а опережающие — отдают ей энергию. Т. к. в плазме всегда больше эл-пов, отбирающих энергию у волны, чем отдающих, то волна затухает. См. также *Плазма*.

ЛАНДЕ́ МНО́ЖИТЕЛЬ (фактор магнитного расщепления, g-фактор), множитель в ф-ле для расщепления уровней энергии в магн. поле (см. *Зеемана эффект*), определяющий масштаб расщепления в ед. магнетона Бора. Л. м. определяет также относит. величину *магнитомеханического отношения*. Введён нем. физиком А. Ланде (A. Landé) в 1921. Для разных уровней энергии атома значения Л. м. различны и зависят от того, как складываются орбитальные и спиновые моменты отд. эл-нов. Если полный орбитальный и полный спиновый моменты атома и их сумма (момент атома в целом) определяются *квантовыми числами* L, S и J, то атомный Л. м. определяется ф-лой Ланде:

$$g = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

Для чисто орбитального момента ($S=0$, $J=L$) Л. м. равен 1, для чисто спинового момента ($L=0$, $J=S$) он равен 2.

ЛАНЖЕВЕ́НА — ДЕБА́Я ФО́РМУЛА, связывает *диэлектрическую проницаемость* ε полярных *диэлектриков* с дипольным моментом p составляющих его молекул. Л.— Д. ф. имеет вид:

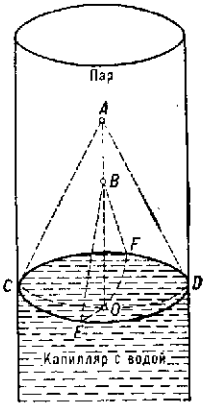
$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{M}{\rho} = \frac{4\pi}{3} N_{\text{A}}\left(\alpha_0 + \frac{p^2}{3kT}\right), \quad (1)$$

где T — абс. темп-ра, M — молекулярная масса, ρ — плотность в-ва, α_0 — электронная поляризуемость молекул, N_{A} — *Авогадро постоянная*. Л.— Д. ф.— обобщение *Клаузиуса — Моссотти формулы* на случай полярного диэлектрика. Электрич. поле $\boldsymbol{E}$ вызывает преимуществ. ориентацию дипольных моментов молекул вдоль поля, чему препятствует тепловое движение. Вычисление проекции постоянного дипольного момента молекулы на направление $\boldsymbol{E}$ позволяет определить т. н. ориентац. поляризуемость молекул, приближённо равную $p^2/3kT$. Учёт ориентац. поляризуемости приводит к Л.— Д. ф.

Л.— Д. ф. была получена в 1912 П. Дебаем (P. Debye), который применил к полярным диэлектрикам формулу франц. физика П. Ланжевена (P. Langevin), полученную в 1905 при расчёте намагниченности парамагн. газов. Л.— Д. ф. применяется для определения дипольных моментов молекул по зависимости левой части (1) от T^{-1}. Область применения Л.— Д. ф. ограничена газами и парами из полярных молекул, разбавленными растворами полярных жидкостей в неполярных растворителях. Ф-ла (1) приближённо справедлива при условии $pE \ll kT$, т. е. для относительно слабых полей и не очень низких темп-р.

● См. лит. при ст. *Диэлектрики*.

ЛАПЛА́СА ЗАКО́Н, определяет зависимость перепада гидростатич. давления Δp на поверхности раздела двух фаз (жидкость — жидкость, жидкость — пар или газ) от межфазного поверхностного натяжения σ и ср. кривизны поверхности ε в рассматриваемой точке: $\Delta p = p_1 - p_2 = \varepsilon\sigma$, где p_1 — давление с вогнутой стороны поверхности, p_2 — с выпуклой стороны, $\varepsilon = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$, где R_1 и R_2 — радиусы кривизны двух взаимно перпендикулярных норм. сечений поверхности в данной точке (рис.). Л. з. определяет величину *капиллярного давления* и позволяет тем самым записать условия механич. равновесия для подвижных (жидких) поверхностей раздела (см. *Капиллярные явления*). Установлен франц. учёным П. Лапласом (P. Laplace) в 1806.



Поверхность раздела вода — пар в капилляре: $AO = R_1$ и $BO = R_2$ — радиусы её кривизны в точке O в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (ACD и BEF), нормальных к поверхности раздела фаз.

ЛАПЛА́СА УРАВНЕ́НИЕ, дифференциальное ур-ние с частными производными

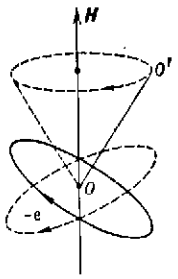
$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0,$$

где $u(x, y, z)$ — ф-ция независимых переменных x, y, z. Названо по имени франц. учёного П. Лапласа, применившего его в работах по тяготению (1782). К Л. у. приводят мн. задачи физики и механики, в к-рых физ. величина явл. ф-цией только координат точки. Так, Л. у. описывает потенциал сил тяготения в области, не содержащей тяготеющих масс, потенциал электростатич. поля — в области, не содержащей зарядов, темп-ру при стационарных процессах и т. д. Ф-ции, являющиеся решениями Л. у., наз. гармоническими. Л. у.— частный случай *Пуассона уравнения*. Оператор

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

наз. оператором Лапласа.

ЛА́РМОРА ПРЕЦЕ́ССИЯ, дополнительное вращение как целого системы одинаковых заряж. ч-ц (напр., эл-нов атома), возникающее при наложении на систему однородного постоянного (достаточно слабого) магн. поля, направление к-рого и служит осью вращения. На эту прецессию впервые указал (1895) англ. физик Дж. Лармор (J. Larmor). Согласно теореме Лармора, при наложении однородного магн. поля H ур-ния движения системы эл-нов сохраняют свою форму, если перейти к системе координат, равномерно вращающейся вокруг направления поля с частотой $\omega_L = eH/2mc$ (*в Гаусса системе единиц*), где e — заряд и m — масса эл-на. Частота ω_L наз. л а р м о р о в о й ч а с т о т о й. Т. о., на языке полуклассич. теории *атома* Бора магн. поле вызывает прецессию орби-



Прецессия орбиты эл-на (с зарядом $-e$) в магн. поле H; ось орбиты OO' описывает конус вокруг направления H.

ты каждого ат. эл-на с частотой ω_L вокруг направления поля (рис.). Л. п. обусловлена действием на заряж. ч-цы *Лоренца силы* (её магн. части) и аналогична прецессии оси волчка (*гироскопа*) под действием силы, стремящейся изменить направление его оси вращения.

Теорема Лармора верна, если ω_L мала по сравнению с соответствующими частотами обращения ч-ц при отсутствии магн. поля. Для эл-нов даже в очень сильных магн. полях (с $H \sim 10^6$ Э) $\omega_L \sim 10^{13}$ с$^{-1}$, тогда как частота обращения эл-на в атоме имеет порядок $(4Z^2/n^3)\cdot 10^{16}$ с$^{-1}$, где Z — заряд ядра, n — главное *квантовое число* атома; вследствие этого теорема Лармора имеет очень широкую область применения. В результате дополнит. вращения эл-нов системы в магн. поле (Л. п.) возникает магн. момент системы. Поэтому на основе Л. п. можно объяснить явление *диамагнетизма*, нормальный *Зеемана эффект*, магн. *вращение плоскости поляризации*.

● Б е к к е р Р., Электронная теория, пер. с нем., М.—Л., 1936; Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2).

ЛА́УЭ МЕ́ТОД, метод исследования монокристаллов с помощью *дифракции рентгеновских лучей*. Представляет собой усовершенствованную методику опыта, поставленного (в 1912) в Германии В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping) по предложению М. Лауэ (M. Laue), в к-ром была впервые обнаружена дифракция рентг. излучения на кристалле. В Л. м. тонкий пучок рентг. излучения непрерывного спектра падает на неподвижный

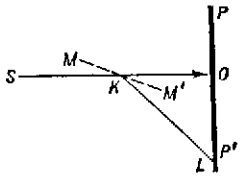


Схема метода Лауэ. SO — первичный пучок; K — кристалл; MM' — направление кристаллографич. плоскости, находящейся в отражающем положении; KL — отражённый луч; PP' — фотоплёнка.

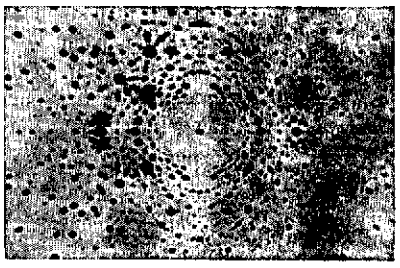
монокристалл, закреплённый обычно на гониометрич. головке (см. *Рентгеновский гониометр*). Излучение, рассеянное кристаллом в направлениях, определяемых *Брэгга — Вульфа условием*, регистрируется на плоской фотоплёнке, помещённой за кристаллом перпендикулярно падающему излучению (рис.). В случае крупных монокристаллов фотоплёнка располагается перед кристаллом, а лауэграмма, полученная таким способом, наз. э п и г р а м м о й.

Л. м. применяется для пространств. ориентации монокристаллов, в особенности неогранённых (см. *Рентгеновский структурный анализ*), исследования совершенства внутр. строения монокристалла (см. *Рентгеновская топография*), фононных спектров, процессов распада, старения и перестройки крист. структуры (напр., под действием темп-ры, облучения нейтронами или γ-излучением и т. д.; см. *Рентгенография материалов*) и неупругих когерентных процессов.

● См. лит. при ст. *Рентгеновский структурный анализ*, *Рентгеновская топография*.

А. В. Колпаков.

ЛАУЭГРА́ММА, *рентгенограмма*, содержащая дифракц. изображение монокристалла, полученная *Лауэ методом*. Дифракц. максимумы на Л. (тёмные точки на рис.) расположены по конич. сечениям, вершины к-рых лежат на пересечении прямого (нерассеянного) пучка рентг. лучей и фотоплёнки. В каждый дифракц. максимум вносят вклад отражения разных порядков от одной и той же системы кристаллографич. плоскостей (см. *Брэгга — Вульфа условие*), что исключает применение Л. для расшифровки структуры кристалла (см. *Рентгеновский структурный анализ*). По неск. Л., полученным при разл. положениях кристалла, можно определить ориентировку его кристаллографич. осей относительно выбранной системы



координат. Л., снятая вдоль к.-л. элемента симметрии в кристалле, обладает центром симметрии, поэтому невозможно однозначно установить принадлежность кристалла к одной из 32 групп точечной *симметрии кристалла* без привлечения дополнит. данных.

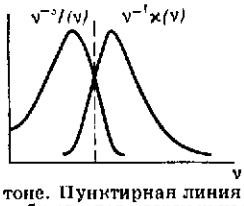
Осн. области применения Л.: ориентировка монокристаллов (в особенности неогранённых), определение точечной группы симметрии, нарушений совершенства внутр. строения кристалла (его блочности, мозаичности, присутствия текстуры и внутр. деформаций), изучение процессов старения и распада в метастабильных фазах (см. *Рентгенография материалов*), исследование дефектов в почти совершенных кристаллах (см. *Рентгеновская топография*) и теплодиффузного и когерентного рассеяния.

А. В. Колпаков.

ЛЁВОЙ РУКИ ПРАВИЛО для определения направления механич. силы, к-рая действует на находящийся в магн. поле проводник с током: если расположить левую ладонь так, чтобы вытянутые пальцы совпадали с направлением тока, а силовые линии магн. поля входили в ладонь, то отставленный большой палец укажет направление силы, действующей на проводник. (Необходимо учитывать, что за направление тока принято направление, противоположное движению эл-на или отриц. иона в электрич. поле.) Л. р. п. определяет направление действия магн. части *Лоренца силы*.

ЛЁВШИНА ПРА́ВИЛО (правило зеркальной симметрии), утверждает, что электронно-колебат. спектры поглощения и *люминесценции* молекул зеркально симметричны относительно частоты электронного перехода (см. *Молекулярные спектры*). Л. п. выполняется в том случае, когда колебат. частоты молекул в основном и возбуждённом электронных состояниях одинаковы, а прямые и обратные элект-

ронные переходы равновероятны. Зеркальная симметрия спектров хорошо видна, если изображать на одном графике (рис.) зависимость от частоты ν величин $\nu^{-1}\varkappa(\nu)$ [$\varkappa(\nu)$ — показатель поглощения в-ва на частоте ν] и $\nu^{-3}I(\nu)$



Электронно-колебательные полосы поглощения [$\nu^{-1}\varkappa(\nu)$] и люминесценции [$\nu^{-3}I(\nu)$] в спектрах красителя родамина 6Ж в ацетоне. Пунктирная линия, относительно к-рой наблюдается зеркальная симметрия, соответствует частоте электронного перехода.

[$I(\nu)$ — число квантов люминесценции на единичный интервал частот]. По разл. отклонениям от Л. п. можно судить об особенностях электронно-колебат. вз-ствия в молекулах.

● Левшин В. Л., Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М., 1951; Осадько И. С., Исследование электронно-колебательного взаимодействия по структурным оптическим спектрам примесных центров, «УФН», 1979, т. 128, в. 1, с. 31.

М. Д. Галанин.

ЛЕНГМЮРА ФОРМУЛА, аналитич. зависимость электрич. тока i между двумя электродами в вакууме от разности потенциалов U между ними. Обычно такой ток переносится эл-нами, эмиттируемыми накалённым катодом (см. *Термоэлектронная эмиссия*), хотя в неск. изменённом виде Л. ф. пригодна и в случае ионных токов. Л. ф. справедлива при токах, меньших тока насыщения. В этих условиях эл-ны, не достигшие анода, формируют отрицательный объёмный заряд, определяющий вид зависимости $i(U)$. Конкретный вид Л. ф. зависит от формы электродов и геометрии межэлектродного пр-ва, но при всех простых геометриях ток оказывается пропорциональным $U^{3/2}$. Для частного случая бесконечно протяжённых плоских электродов такую зависимость впервые получил (1911) амер. физик К. Д. Чайлд (C. D. Child) — при упрощающем предположении, что начальные скорости покидающих катод эл-нов равны нулю. Однако своё назв. Л. ф. получила по имени амер. физика И. Ленгмюра (I. Langmuir), исследовавшего (1913) эту зависимость для др. конфигураций электродов. Так, для коаксиальных цилиндрич. электродов (из к-рых эмиттирует эл-ны внутренний) выведенная Ленгмюром ф-ла имеет вид:

$$i=\frac{2}{9}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{r\beta^2}\,.$$

Здесь i — ток на единицу длины цилиндров, e — заряд, m — масса эл-на, β — нек-рая функция отношения радиусов внеш. r и внутр. r_0 цилиндров. Влияние неравных нулю нач. скоростей эл-нов исследовали как сам Ленгмюр (1923), так и др. физики, в частности нем. физик В. Шотки (1914) и рус. физик С. А. Богуславский (1923), к-рый впервые точно вычислил значения функции β. Л. ф. используется при расчёте и конструировании вакуумных электронных приборов (прежде всего ламп с накалённым катодом).

● Гаценов В. И., Электроника, ч. 1, М., 1960.

ЛЕНГМЮРА — САХА УРАВНЕ́НИЕ, определяет степень α *поверхностной ионизации* ч-ц (атомов, молекул, имеющих ионизац. потенциал U_i) при их термич. десорбции (испарении) с металлич. поверхности, имеющей темп-ру T. Выведено амер. физиком И. Ленгмюром в 1924 на основании формулы, полученной ранее инд. физиком Саха (M. Saha), для термич. ионизации атомов в газовой фазе (см. *Саха формула*). Ч-цы пара вначале прилипают к поверхности металла, а затем испаряются с неё, при этом нек-рые ионизуются. Если n и n_i — кол-ва нейтральных атомов и положит. ионов в-ва, испаряющихся в 1 с с ед. площади поверхности, то $\alpha=n_i/n$. Л.— С. у. имеет вид:

$$\alpha=\frac{g_i}{g_a}\exp\left[\frac{e(\varphi-U_i)}{kT}\right].$$

Здесь e — заряд эл-на, $e\varphi$ — *работа выхода* металла, g_i и g_a — статистич. вес соответственно ионного и атомного состояний. Л.— С. у. описывает положит. поверхностную ионизацию; аналогичное ур-ние, справедливое и для процесса, в к-ром образуются отрицат. ионы, иногда также наз. Л.— С. у.

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВО́ЛНЫ, продольные колебания плазмы с плазменной частотой $\omega_0=\sqrt{4\pi ne^2/m}$ (где e — заряд и m — масса эл-на, n — плотность плазмы); изучались амер. учёными И. Ленгмюром и Л. Тонксом в 1929. Для плазмы характерно дальнодействие кулоновских сил, благодаря чему она может рассматриваться как упругая среда. Если группу эл-нов в плазме сдвинуть из их равновесного положения, то на них будет действовать электростатич. возвращающая сила, что и приводит к колебаниям.

В покоящейся холодной плазме (темп-ра эл-нов $T_e\to 0$) могут существовать нераспространяющиеся колебания (стоячие волны) с плазменной частотой ω_0; в горячей плазме эти колебания распространяются с малой групповой скоростью (см. также *Плазма*).

Б. А. Трубников.

ЛЕ́НЦА ПРА́ВИЛО, определяет направление индукц. токов, возникающих в результате *электромагнитной индукции*; является следствием закона сохранения энергии. Л. п. установлено (1833) Э. Х. Ленцем. Индукц. ток в контуре направлен так, что создаваемый им поток *магнитной индукции* через поверхность, ограниченную контуром, стремится препятствовать тому изменению потока, к-рое вызывает данный ток.

ЛЕПТО́ННЫЙ ЗАРЯД (лептонное число, символ L), особое квант. число, характеризующее *лептоны*. Опыт показывает, что при всех процессах разность между числами лептонов и их *античастиц* остаётся постоянной. Напр., поглощение протоном эл-на в процессе *электронного захвата* сопровождается вылетом электронного нейтрино $e^-+p\to n+\nu_e$, а поглощение отрицат. мюона — вылетом мюонного нейтрино, $\mu^-+p\to n+\nu_\mu$; в процессе *бета-распада* нейтрона вместе с эл-ном рождается электронное антинейтрино и т. д. Эту закономерность можно объяснить, предположив существование у лептонов особого «заряда» — Л. з., сохраняющегося в процессах превращения элем. ч-ц и имеющего противоположные знаки для ч-ц и античастиц. Опытные данные свидетельствуют в пользу существования трёх Л. з.— электронного L_e, мюонного L_μ и связанного с *тяжёлым лептоном* (τ^-) и его нейтрино (ν_τ) L_τ. Обычно принимают $L_e=+1$ для e^-, ν_e, $L_e=-1$ для e^+, $\bar{\nu}_e$; $L_\mu=+1$ для μ^-, ν_μ, $L_\mu=-1$ для μ^+, $\bar{\nu}_\mu$; $L_\tau=+1$ для τ^-, ν_τ, $L_\tau=-1$ для τ^+, $\bar{\nu}_\tau$. Для всех остальных элем. ч-ц Л. з. полагают равным нулю. Л. з. системы ч-ц равен алгебр. сумме Л. з. входящих в неё ч-ц и, т. о., закон сохранения числа лептонов сводится к закону сохранения Л. з.

Существуют теоретич. основания для гипотезы о том, что закон сохранения Л. з. явл. приближённым и, в частности, возможны взаимные переходы нейтрино разл. типов друг в друга (т. н. осцилляции нейтрино). В ряде вариантов строящейся единой теории поля (в т. н. *«великом объединении»*), основой для к-рых служит симметрия между лептонами и кварками в электрослабом вз-ствии (см. *Слабое взаимодействие*), предсказывается возможность взаимных переходов кварков в лептоны (так, два кварка могут превращаться с сохранением электрич. заряда в антикварк и антилептон). Такие переходы сопровождались бы нарушением как лептонного, так и *барионного заряда* и приводили бы к нестабильности протона (напр., к распаду $p\to e^++\pi^0$).

С. С. Герштейн.

ЛЕПТО́НЫ, класс элем. ч-ц, не обладающих *сильным взаимодействием*. К Л. относятся эл-н, *мюон*, *нейтрино*, открытый в 1975 *тяжёлый лептон* и соответствующие им *античастицы*. Все Л. имеют спин $^1/_2$, т. е. явл. фермионами. Назв. «Л.» (от греч. leptós — тонкий, лёгкий) исторически было связано с тем, что массы известных до 1975 Л. меньше масс всех др. ч-ц (кроме фотона). Таблицу Л. см. в ст. *Элементарные частицы*.

ЛЕ ШАТЕЛЬЕ́ — БРА́УНА ПРИ́НЦИП, устанавливает, что внеш. воздействие, выводящее систему из состояния термодинамич. равновесия, вызывает в системе процессы, стремящиеся ослабить эффект воздействия. Так, при нагревании равновесной сис-

темы в ней происходят изменения (напр., хим. реакции), идущие с поглощением теплоты, а при охлаждении — изменения, приводящие к выделению теплоты.

Принцип смещения равновесия в зависимости от темп-ры высказал голл. физико-химик Я. Вант-Гофф (1884), в общем виде установлен франц. химиком А. Ле Шателье (H. Le Châtelier; 1884) и термодинамически обоснован нем. физиком К. Брауном (K. Braun; 1887). Исторически этот принцип был сформулирован по аналогии с *Ленца правилом*; строго он выводится из общего условия термодинамич. равновесия (максимальности *энтропии*). Ле Ш.—Б. п. позволяет определять направление смещения равновесия термодинамич. систем без детального анализа условий равновесия.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., М., 1976, § 22.

ЛИНЕ́ЙНАЯ ПЕРЕДА́ЧА ЭНЕ́РГИИ (ЛПЭ), энергия, переданная ионизирующей ч-цей в-ву в заданной окрестности её траектории на ед. длины траектории: $L_\Delta=(d\mathcal{E}_{ср}/dl)_\Delta$, где dl — путь, пройденный заряж. ч-цей в в-ве, $d\mathcal{E}_{ср}$ — ср. энергия, потерянная ч-цей во вз-ствиях, в к-рых вторичные заряж. ч-цы приобретают энергию, меньшую нек-рого порогового значения Δ (Δ принято выражать в эВ). Величина $d\mathcal{E}_{ср}$ не включают акты передачи энергии, в к-рых могут появиться «длиннопробежные» ч-цы (напр., фотоны или эл-ны больших энергий), отдающие свою энергию в-ву на больших расстояниях от трека данной заряж. ч-цы. Напр., L_{100} соответствует радиусу области поглощения энергии $\sim 4\cdot10^{-7}$ см, L_∞ означает полную потерю энергии заряж. ч-цей (см. *Тормозная способность вещества*).

● См. лит. при ст. *Дозиметрия*.

Г. Б. Радзиевский.

ЛИНЕ́ЙНАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ, см. *Поляризация света*.

ЛИНЕ́ЙНЫЕ СИСТЕ́МЫ, системы, движения в к-рых удовлетворяют *суперпозиции принципу* и описываются линейными ур-ниями. Л. с. всегда явл. идеализацией реальной системы. Упрощения могут относиться как к параметрам, характеризующим систему, так и к движению в ней. Напр., при движении заряж. ч-цы в *потенциальной яме* система линейна в случае, когда яма параболическая и движение нерелятивистское, т. е. когда масса ч-цы не зависит от её скорости. К Л. с. относятся все виды сплошных сред (газ, жидкость, тв. тело, плазма) при распространении в них волновых возмущений малой амплитуды, когда параметры, характеризующие эти среды (плотность, упругость, проводимость, диэлектрич. и магн. проницаемости и т. д.), можно считать постоянными, не зависящими от амплитуд волн. Упрощение системы, приводящее её к Л. с., наз. л и н е а р и з а ц и е й.

Л. с., в к-рой происходят колебания в малых окрестностях ок. состояния равновесия, наз. колебат. Л. с. (маятник в поле сил тяжести при небольших амплитудах раскачки; пружины при малых растяжениях, в пределах справедливости закона Гука; электрич. *колебательные контуры* и цепи, самоиндукция, ёмкости, сопротивления к-рых не зависят от протекающих по ним токов или от приложенных к ним напряжений). К Л. с. относятся также параметрич. колебат. системы, параметры к-рых изменяются по заданному извне закону (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Колебат. Л. с. подразделяются на консервативные, сохраняющие свою энергию, и неконсервативные, получающие или отдающие энергию. Собственные движения в к о н с е р в а т и в н ы х Л. с., как с сосредоточенными, так и с распределёнными параметрами, можно представить в виде суперпозиции *нормальных колебаний*; в неконсервативных, неавтономных колебат. Л. с., строго говоря, это невозможно.

Становление большинства разделов физики фактически начиналось с исследования Л. с. Различные по своей природе Л. с. часто описываются идентичными линейными дифференциальными, дифференциально-разностными или интегро-дифференциальными ур-ниями, что позволяет изучать общие св-ва Л. с., в частности развивать общую *колебаний и волн теорию* в Л. с., а также проводить их взаимное моделирование (в т. ч. и на ЭВМ).

● Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959; Обморшев А. Н., Введение в теорию колебаний, М., 1965; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979.

З. Ф. Красильник, М. А. Миллер.

ЛИНЕ́ЙНЫЕ УСКОРИ́ТЕЛИ, ускорители заряж. ч-ц, в к-рых траектории ч-ц близки к прямым линиям. Л. у. существуют трёх типов: 1) *высоковольтные ускорители*, в к-рых ч-цы ускоряются пост. электрич. полем, создаваемым высоковольтными генераторами; 2) индукц. Л. у., в к-рых ускоряющее поле обусловлено эдс индукции, создаваемой кольцеобразным импульсным магн. полем; 3) резонансные Л. у., в к-рых движущиеся ч-цы попадают в каждом зазоре в ускоряющую фазу перем. напряжения. См. *Ускорители*.

ЛИНЕ́ЙЧАТЫЕ СПЕ́КТРЫ, *спектры оптические*, состоящие из отд. *спектральных линий*; типичны для свободных атомов.

ЛИ́НЗА (нем. Linse, от лат. lens — чечевица), прозрачное тело, ограниченное двумя поверхностями, преломляющими световые лучи, способное формировать оптич. изображения предметов, светящихся собственным или отражённым светом. Л. явл. одним из осн. элементов оптич. систем. Наиболее употребительны Л., обе поверхности к-рых обладают общей осью симметрии, а из них — Л. со сферич. поверхностями, изготовление к-рых наиболее просто. Менее распространены Л. с двумя взаимно перпендикулярными плоскостями симметрии; их поверхности цилиндрич. или тороидальные. Таковы Л. в очках, предписываемых при *астигматизме* глаза, Л. для *анаморфотных насадок* и т. д.

Материалом для Л. обычно служит оптич. и органич. стекло. Спец. Л., предназначенные для работы в УФ области спектра, изготовляют из кристаллов кварца, флюорита, фтористого лития и др., в ИК — из особых сортов стекла, кремния, германия, флюорита, фтористого лития, иодистого цезия и др.

Описывая оптич. св-ва осесимметричной Л., чаще всего рассматривают лучи, падающие на неё под малым углом к оси, т. н. *параксиальный пучок лучей*. Действие Л. на эти лучи определяется положением её *кардинальных точек* — т. н. г л а в н ы х т о ч е к

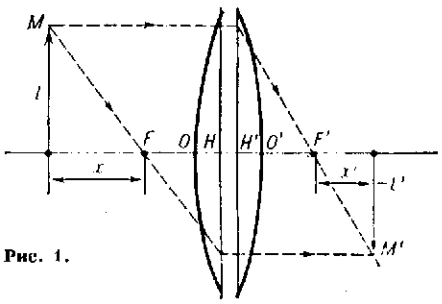


Рис. 1.

H и H', в к-рых пересекаются с осью г л а в н ы е п л о с к о с т и Л., а также переднего и заднего г л а в н ы х ф о к у с о в F и F' (рис. 1). Отрезки $HF=f$ и $H'F'=f'$ наз. ф о к у с н ы м и р а с с т о я н и я м и Л. (если среды, с к-рыми граничит Л., обладают одинаковыми показателями преломления, всегда $f=f'$); точки пересечения O и O' поверхностей Л. с осью наз. её в е р ш и н а м и, а расстояния между вершинами — т о л щ и н о й Л. d.

Если направления фокусного расстояния совпадают с направлением лучей света, то его считают положительным, так, напр., на рис. 1 лучи проходят через Л. направо и так же ориентирован отрезок $H'F'$. Поэтому здесь $f'>0$, а $f<0$.

Л. изменяют направления падающих на неё лучей. Если Л. преобразует параллельный пучок в сходящийся, её называют с о б и р а ю щ е й; если параллельный пучок превращается в расходящийся, Л. называют р а с с е и в а ю щ е й. В главном фокусе F' собирающей Л. пересекаются лучи, к-рые до преломления были параллельны её оси. Для такой Л. f' всегда положительно. В рассеивающей Л. F' — точка пересечения не

самих лучей, а их воображаемых продолжений в сторону, противоположную направлению распространения света. Поэтому для них всегда $f'<0$. У тонких собирающих Л. толщина краёв меньше толщины в центре Л., у рассеивающих — наоборот.

Мерой преломляющего действия Л. служит её оптическая сила Ф — величина, обратная фокусному расстоянию ($\Phi=1/f'$) и измеряемая в *диоптриях* ($м^{-1}$). У собирающих Л. $\Phi>0$, поэтому их ещё именуют положительными, рассеивающие Л. ($\Phi<0$) называют отрицательными. Употребляют и Л. с $\Phi=0$ — т. н. афокальные Л. (их фокусное расстояние равно бесконечности). Они не собирают и не рассеивают лучей, но создают аберрации (см. *Аберрации оптических систем*) и применяются в зеркально-линзовых (а иногда и в линзовых) *объективах* как компенсаторы аберраций.

Все параметры, определяющие оптич. св-ва Л., ограниченной сферич. поверхностями, могут быть выражены через радиусы кривизны r_1 и r_2 её поверхностей, толщину Л. по оси d и показатель преломления n её материала. Напр., оптич. сила и фокусное расстояние Л. задаются соотношением (верным лишь для параксиальных лучей):

$$\Phi=1/f'=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)+\frac{(n-1)^2d}{nr_1r_2}. \quad (1)$$

Радиусы r_1 и r_2 считаются положительными, если направление от вершин Л. до центра соответствующей поверхности совпадает с направлением лучей (на рис. 1 $r_1=OF'>0$, $r_2=O'F<0$). При одной и той же оптич. силе

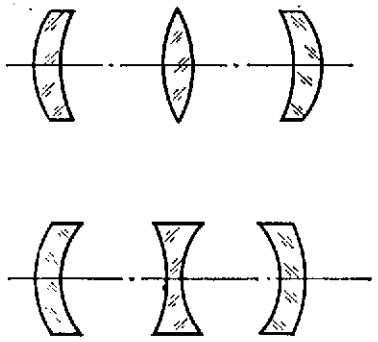


Рис. 2.

и том же материале форма Л. может быть различной. На рис. 2 показано неск. Л. одинаковой оптич. силы и разл. формы. Первые три — положительны, последние три — отрицательны. Л. наз. тонкой, если её толщина d мала по сравнению с r_1 и r_2. Достаточно точное выражение для оптич. силы такой Л. получают и без учёта второго члена в (1).

Положение гл. плоскостей Л. относительно её вершин (расстояния OH и $O'H'$) тоже можно определить, зная r_1, r_2, n и d. Расстояние между главными плоскостями мало зависит от формы и оптич. силы Л. и приблизительно равно $d(n-1)/n$. В случае тонкой Л. это расстояние мало и практически можно считать, что главные плоскости совпадают.

Когда положение кардинальных точек известно, положение оптич. изображения точки, даваемого Л. (рис. 1), определяется ф-лами:

$$xx'=f\cdot f'=-f'^2;\quad \frac{l'}{l}=-\frac{f}{x}=\frac{-x'}{f'}=V, \quad (2)$$

где V — линейное увеличение Л. (см. *Увеличение оптическое*); l и l' — расстояния от точки и её изображения до оси (положительные, если они расположены выше оси); x — расстояние от переднего фокуса до точки; x' — расстояние от заднего фокуса до изображения. Если t и t' — расстояния от главных точек до плоскостей предмета и изображения соответственно, то (т. к. $x=t-f$, $x'=t'-f'$)

$$f'/t'+f/t=1 \text{ или } 1/t'-1/t=1/f'. \quad (3)$$

В тонких Л. t и t' можно отсчитывать от соответствующих поверхностей Л.

Из (2) и (3) следует, что по мере приближения точки (действительного источника) к фокусу Л. расстояние от изображения до Л. увеличивается; собирающая Л. даёт действительное изображение точки в тех случаях, когда эта точка расположена перед фокусом; если точка расположена между фокусом и Л., её изображение будет мнимым; рассеивающая Л. всегда даёт мнимое изображение действительной светящейся точки (подробнее см. в ст. *Изображение оптическое*).

● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.—Л., 1949.

Г. Г. Слюсарев.

ЛИНЗА акустическая, устройство для *фокусировки звука* путём изменения длины пути, проходимого акустич. волной, и её преломления (рефракции) на граничных поверхностях. Свойства Л. определяются свойствами материала линзы и окружающей её среды и формой преломляющих поверхностей линзы. Показатель преломления Л. $n=c_1/c_2$, где c_2 и c_1 — скорости волн в материале линзы и в окружающей среде соответственно. При $n>1$ ($c_2<c_1$) собирающая линза имеет хотя бы одну выпуклую преломляющую поверхность и наз. замедляющей. При $n<1$ ($c_2>c_1$) собирающая Л. имеет хотя бы одну вогнутую преломляющую поверхность и наз. ускоряющей. Материал для Л. должен обладать миним. затуханием и *волновым сопротивлением*, близким к волновому сопротивлению окружающей среды. Л. изготавливают из тв. материалов, жидкостей и газов. В последних двух случаях используют оболочку, обеспечивающую макс. прохождение энергии и незначит. отклонение лучей при преломлении. Ускоряющие Л. обладают меньшими сферич. аберрациями, чем замедляющие.

В неоднородных Л. величина n изменяется непрерывно по заданному закону. Объём таких линз может быть заполнен слоями с различными n,

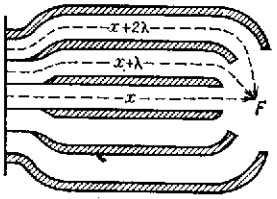


Рис. 1. Волноводная линза: x — расстояние от плоского фронта волны до фокуса F; λ — длина звук. волны.

сетками, шарами и др. телами, создающими неоднородную среду. Л., имеющие форму сферы или прямого кругового цилиндра, наз. сферообразными или цилиндрообразными. Л. из совокупности сходящихся к фокусу волноводов наз. волноводными (рис. 1), а Л., у к-рых преломляющая по-

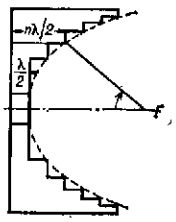


Рис. 2. Зональная линза.

верхность имеет плавный профиль, а непреломляющая — ступенчатый, наз. зональными (рис. 2).

● Каневский И. Н., Фокусировка звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977.

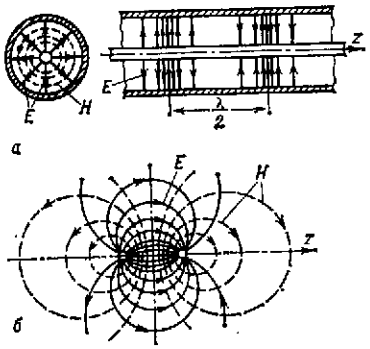
И. Н. Каневский.

ЛИНЗОВАЯ АНТЕННА, *антенна*, в к-рой сферич. или цилиндрич. эл.-магн. волна, создаваемая первичным излучателем (вибратор, открытый конец *радиоволновода*, рупор и т. п.), преобразуется в плоскую волну (или наоборот) с помощью преломляющих сред.

ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ (длинные линии), многопроводные системы, состоящие из параллельных проводников, вдоль к-рых могут распространяться эл.-магн. волны. Поперечные размеры таких систем малы по сравнению с продольными, а часто и по сравнению с длиной волны λ (отсюда назв. длинные линии). Впервые Л. п. появились в 30-х гг. 19 в. в телеграфии, а в кон. 20 в. стали применяться для передачи энергии перем. тока. Различают экранированные Л. п. (простейшая — коаксиальный кабель) и открытые (двухпроводная из двух цилиндрических параллельных проводников и др.).

В идеальной Л. п. (без потерь энергии) распространяются только волны, в к-рых электрич. и магн. поля строго поперечны (ТЕМ-моды, см. *Радиоволновод*). Распределение этих полей по сечению Л. п. в точности повторяет распределение электростатич. поля $\boldsymbol{E}$ в цилиндрич. конденсаторе и магнитостатич. поля $\boldsymbol{H}$ в системе цилиндрич. проводников с продольными токами (рис.). В многопроводных Л. п. может

распространяться $N-1$ (N — число проводников) независимых мод. Это используется для многоканальной передачи. Все ТЕМ-моды распространяются со скоростью света в среде, заполняющей Л. п.



Структура электрич. и магн. полей в линиях передачи: *а* — в коаксиальном кабеле (поперечное и продольное сечения); *б* — в двухпроводной линии (поперечное сечение).

При теор. описании процессов в Л. п. благодаря квазистатической поперечной структуре полей можно оперировать не с полями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, а с зарядами Q, токами I и напряжениями V. Процессы в Л. п. описываются т. н. *телеграфными уравнениями*. Для двухпроводной идеальной линии они имеют вид:

$$\frac{\partial I}{\partial z}=C\frac{\partial V}{\partial t}\,,\quad \frac{\partial V}{\partial z}=-L\frac{\partial I}{\partial t}\,, \qquad (*)$$

где L и C — погонные индуктивность и ёмкость Л. п. (в СИ). Общее решение ур-ния (*) для $L=\text{const}$ и $C=\text{const}$ представляет собой суперпозицию волн: $I=A\exp(i\omega t\pm ikz)$, $V=AZ_{\text{в}}\exp(i\omega t\pm ikz)$, где $k=\frac{\omega}{v}=\frac{2\pi}{\lambda}$, $v=\frac{1}{\sqrt{LC}}$ — скорость распространения волн в среде, заполняющей Л. п., $Z_{\text{в}}=\sqrt{\frac{L}{C}}$ — *волновое сопротивление* Л. п. Оптим. передача энергии осуществляется в режиме *бегущей волны*, когда Л. п. нагружена на сопротивление, равное волновому.

Однородные потери в среде не изменяют структуру поля ТЕМ-моды, но, помимо ослабления сигнала, вносят фазовые искажения из-за *дисперсии волн* (волны разных частот распространяются с разными фазовыми скоростями). Однако ур-ния (*) сохраняют смысл, если их применять для гармонич. процессов с заменой C на $C+\frac{\sigma}{i\omega}$ (σ — погонная проводимость среды). Потери в проводниках Л. п. приводят к появлению продольных составляющих поля E_z, к трансформации моды ТЕМ в моду ТМ. В этом случае ур-ние (*) (с заменой L на $L+\frac{\rho}{i\omega}$, ρ — погонное сопротивление проводников) справедливо лишь приближённо, пока поперечные размеры Л. п. малы по сравнению с λ. Также обстоит дело и для изогнутых, перекрученных и подвергнутых др. деформациям Л. п.

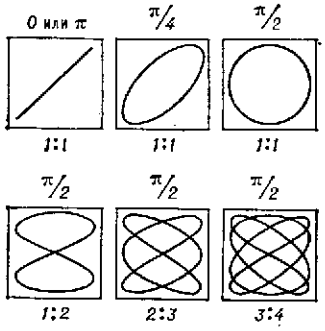
Учёт σ и ρ приводит к комплексному волн. сопротивлению $Z_{\text{в}}=\sqrt{\frac{L+\rho/i\omega}{C+\sigma/i\omega}}$. При передаче сигналов по таким Л. п. на протяжённых трассах, напр. в межконтинентальных подводных кабелях, помимо промежуточных усилителей приходится вводить также и фазовые корректоры.

● Пирс Дж., Символы, сигналы, шумы. Закономерности и процессы передачи информации, пер. с англ., М., 1967.

М. А. Миллер, А. И. Смирнов.

ЛИ́НИЯ ТО́КА в гидромеханике, линия, в каждой точке к-рой касательная к ней совпадает по направлению со скоростью ч-цы жидкости в данный момент времени. Совокупность Л. т. позволяет наглядно представить в каждый данный момент времени поток жидкости, давая как бы моментальный фотогр. снимок течения. В установившемся, стационарном течении Л. т. совпадают с траекториями ч-ц. Л. т. могут быть сделаны видимыми с помощью взвешенных ч-ц, внесённых в поток (напр., алюминиевый порошок в воде, дым в воздухе). При фотографировании такого потока с небольшой выдержкой получается изображение Л. т.

ЛИССА́ЖУ ФИГУ́РЫ, замкнутые траектории, прочерчиваемые точкой, совершающей одновременно два гармонич. колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Впервые изучены франц. учёным Ж. Лиссажу (J. Lissajous). Вид Л. ф. зависит от соотношения между периодами (частотами), фазами и амплитудами обоих колебаний. В простейшем случае равенства обоих периодов Л. ф. представляют собой эллипсы, к-рые при разности фаз $\varphi=0$ или $\varphi=\pi$ вырождаются в отрезки прямых, а при $\varphi=\pi/2$ и равенстве амплитуд превращаются в окружность (рис.). Если периоды обоих колебаний не совпадают точно, то φ всё время меняется, вследствие чего эллипс непрерывно деформируется. При существенно разл. периодах Л. ф. замкнутые кривые не наблюдаются, однако если периоды относятся как целые числа, то через промежуток времени, равный наименьшему кратному обоих периодов, движущаяся точка снова возвращается в то же положение — получаются Л. ф. более сложной формы.



Вид фигур Лиссажу при разл. соотношениях периодов (1 : 1, 1 : 2 и т. д.) и разностях фаз.

Л. ф. можно наблюдать, напр., на экране электронно-лучевого осциллографа, если к двум парам отклоняющих пластин подведены переменные напряжения с равными или кратными периодами. Наблюдение Л. ф.— удобный метод исследования соотношений между периодами и фазами колебаний, а также и формы колебаний.

ЛИТР (франц. litre) (л, l), единица объёма и ёмкости (вместимости) в метрич. системе мер; 1 л = 1 дм³ = 0,001 м³ = 1000 см³, т. е. 1000 мл.

ЛИУВИ́ЛЛЯ ТЕОРЕ́МА, теорема механики, утверждающая, что *фазовый объём* системы, подчиняющейся ур-ниям механики в форме Гамильтона (см. *Канонические уравнения механики*), остаётся постоянным при движении системы. Теорема установлена франц. учёным Ж. Лиувиллем (J. Liouville) в 1838.

Состояние механич. системы, определяемое *обобщёнными координатами* $q_1, q_2, \ldots, q_N$ и канонически сопряжёнными *обобщёнными импульсами* $p_1, p_2, \ldots, p_N$ (где N — число степеней свободы системы), можно изобразить точкой с координатами $q_1, q_2, \ldots, q_N, p_1, p_2, \ldots, p_N$ в пр-ве $2N$ измерений, наз. *фазовым пространством*. Изменение состояния системы во времени представится как движение такой фазовой точки в $2N$-мерном пр-ве. Если в нач. момент времени фазовые точки p^0, q^0 непрерывно заполняли нек-рую область G_0 в фазовом пр-ве, а с течением времени перешли в др. область G_t этого пр-ва, то, согласно Л. т., соответствующие фазовые объёмы — $2N$-мерные интегралы — равны между собой: $\int_{G_0} dp^0dq^0=\int_{G_t} dpdq$. Т. о., движение точек, изображающих состояния системы в фазовом пр-ве, подобно движению несжимаемой жидкости. Л. т. позволяет ввести *функцию распределения* плотности вероятности нахождения фазовой точки в элементе фазового объёма $dpdq$ и поэтому явл. основой *статистической физики*.

● Синг Дж.-Л., Классическая динамика, пер. с англ., М., 1963, § 98; Гиббс Дж., Основные принципы статистической механики, пер. с англ., М.—Л., 1946, гл. 1; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964, § 46; Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975, гл. 8.

Д. Н. Зубарев.

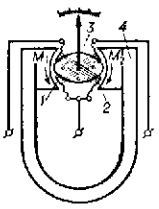
ЛИХТЕНБЕ́РГА ФИГУ́РЫ, картины распределения искровых каналов, стелющихся на поверхности тв. диэлектрика при т. н. скользящем *искровом разряде*, к-рый происходит на границе раздела диэлектрика и газа в разрядном промежутке. Впервые наблюдались нем. учёным Г. К. Лихтенбергом (G. Ch. Lichtenberg) в 1777. В сильных разрядах высокие давления и темп-ры в искровых каналах деформируют поверхность диэлектрика, запечатлевая

Фигуры Лихтенберга: *а* — положительного скользящего разряда; *б* — отрицательного скользящего разряда.

Л. ф. В слабых разрядах Л. ф. можно сделать видимыми, посыпая поверхность диэлектрика спец. порошком или проявляя фотопластинку, подложенную во время разряда под слой диэлектрика. Л. ф. вблизи анода и катода резко различаются по внеш. виду (рис.), поэтому по ним можно установить, от какого из этих электродов развивались искровые каналы (т. н. полярность разряда). Л. ф. используются в спец. устройствах для определения полярности и силы разряда молнии.

ЛОБОВО́Е СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, то же, что *аэродинамическое сопротивление*.

ЛОГО́МЕТР [от греч. lógos — слово, здесь — (со)отношение и metréō — измеряю], электроизмерительный механизм, перемещение (угол поворота) подвижной части к-рого пропорционально отношению сил двух сравниваемых электрич. токов. Распространены Л. магнитоэлектрич., электродинамич., феродинамич., эл.-магн. систем. На рисунке показано устройство магнитоэлектрич. Л.: на подвижную часть *3* с укреплённой на ней показывающей стрелкой действует вращающий момент, равный разности моментов M_1 и M_2, к-рые возникают за счёт вз-ствия токов, протекающих по жёстко закреплённым на подвижной части рамкам *1* и *2*, с полем пост. магнита *4*. Рамки соединены с внеш. электрич. цепью через безмоментные токоподводы. При повороте рамок один из моментов убывает, другой возрастает. При $M_1 = M_2$ наступает равновесие, при к-ром по углу поворота подвижной части можно судить об отношении токов, протекающих по рамкам Л.



Помимо приборов для измерения непосредственно отношения сил электрич. токов, Л. находят широкое применение в кач-ве осповной составной части приборов для измерения сосредоточенных пассивных параметров электрич. цепей: сопротивления, ёмкости, индуктивности (см. *Омметр*, *Ёмкости измеритель*), а также в многочисленной группе приборов для измерения неэлектрич. величин электрич. методами (уровнемеры, расходомеры и др., см. ГОСТ 9736—80).

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке и Е. М. Душина, 5 изд., Л., 1980. *В. П. Кузнецов.*

ЛОКА́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, механизм вз-ствия между полями, при к-ром поведение одного поля v в точке x пространства-времени определяется значением другого поля u (и, возможно, конечным числом его производных) в той же точке. Примером Л. в. может служить электродинамика, в к-рой поведение эл-на в точке x определяется потенциалом эл.-магн. поля в той же точке.

ЛОКА́ЛЬНОЕ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ РАВНОВЕ́СИЕ, одно из осн. понятий *термодинамики неравновесных процессов* и *механики сплошных сред*; равновесие в очень малых (элементарных) объёмах среды, содержащих всё же столь большое число ч-ц (молекул, атомов, ионов и др.), что состояние этих физически бесконечно малых объёмов можно характеризовать темп-рой, хим. потенциалом и др. термодинамич. параметрами, но не постоянными, а зависящими от координат и времени. Ещё один параметр Л. т. р.— гидродинамич. скорость — характеризует скорость движения центра масс элем. объёма (элемента) среды. При Л. т. р. элементов среды состояние среды в целом неравновесно. Если малые элементы среды рассматривать приближённо как термодинамически равновесные подсистемы и учитывать обмен энергией, импульсом и в-вом между ними на основе ур-ний баланса, то задачи термодинамики неравновесных процессов и механики сплошных сред решаются методами термодинамики и механики.

Статистич. физика позволяет уточнить понятие Л. т. р. и указать пределы его применимости. Понятию Л. т. р. соответствует локально равновесная ф-ция распределения плотности энергии, импульса и числа ч-ц, к-рая отвечает максимуму информац. энтропии (см. *Энтропия*) при заданных ср. значениях этих величин как ф-ций времени и координат. При помощи такой ф-ции распределения можно определить понятие энтропии неравновесного состояния как энтропии такого локально-равновесного состояния, к-рое характеризуется такими же ср. значениями плотностей энергии, импульса и числа ч-ц, как и рассматриваемое неравновесное состояние. Однако локально-равновесное распределение позволяет получить лишь ур-ния т. н. идеальной гидродинамики, в к-рых не учитываются *необратимые процессы*. Для получения ур-ний гидродинамики, учитывающих необратимые процессы теплопроводности, вязкости и диффузии (т. е. *переноса явления*), требуется обращаться к кинетич. ур-нию для газов (см. *Кинетика физическая*) или к уравнению Лиувилля, справедливому для любой среды, и искать такие их решения, к-рые зависят от времени лишь через ср. значения параметров, определяющих состояние. В результате получается неравновесная ф-ция распределения, к-рая позволяет вывести все ур-ния, описывающие процессы переноса энергии, импульса и в-ва (ур-ния *диффузии*, *теплопроводности* и *Навье — Стокса уравнения*).

Гидродинамич. описание неравновесных процессов, основанное на Л. т. р., возможно для процессов, к-рые достаточно медленно изменяются в пр-ве и времени. Только в этом случае можно пренебречь эффектами нелокальности и запаздывания в процессах переноса.

● Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. III, § 2; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 20—22. *Д. Н. Зубарев.*

ЛОКА́ЦИЯ (от лат. locatio — размещение, распределение) звуковая, определение направления на объект и расстояния до него по создаваемому им звук. полю (пассивная Л.) или по отражению от него звука, создаваемого спец. устройствами (активная Л.). При активной Л. пользуются как импульсными, так и непрерывными источниками звука. При Л. в импульсном режиме расстояние до объекта определяется по времени запаздывания отражённого эхо-сигнала. При Л. в непрерывном режиме можно использовать частотно-модулированный сигнал и определять расстояние по разности частот посылаемого и отражённого сигнала. Пассивная Л. шумящих объектов производится узконаправленными приёмниками звука при работе в узкой полосе частот или с помощью корреляц. метода приёма при работе с широкополосными источниками.

Л. применяется в диапазоне частот от инфра- до ультразвука при распространении их в воздухе, земле, воде. Инфразвуковые частоты (от долей Гц до десятков Гц) применяются для локализации землетрясений, при сейсморазведке, в системе дальнего обнаружения кораблей, терпящих бедствие в открытом океане. На звук. и ультразвук. частотах (сотни Гц — десятки кГц) работают *гидролокаторы*, *шумопеленгаторы* и *эхолоты*. УЗ частотами (сотни кГц и МГц) пользуются в УЗ дефектоскопах, уровнемерах и др. приборах УЗ контроля, а также в медицинской диагностике.

Способностью определять направление на источник звука обладают все живые существа в результате *бинаурального эффекта*. Нек-рые животные в процессе эволюции приобрели способность к активной Л. К ним относятся летучие мыши, дельфины и киты, нек-рые виды птиц, напр. птица гуахаро. Обнаружение препятствий по звуковому эхо в нек-рой степени присуще и человеку: выяснено, что слепые чувствуют приближение к препятствию

по отражениям от него звука шагов или ударов тросточки.

● Айрапетьянц Э. Ш., Константинов А. И., Эхолокация в природе, 2 изд., Л., 1974; Бельковичч В. М., Дубровский Н. А., Сенсорные основы ориентации китообразных, Л., 1976.

В. Ф. Курьянов.

ЛО́РЕНЦА ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ, в специальной теории относительности — преобразования координат и времени к.-л. события при переходе от одной *инерциальной системы отсчёта* (и. с. о.) к другой. Получены в 1904 голл. физиком Х. А. Лоренцем (H. A. Lorentz) как преобразования по отношению к к-рым ур-ния классич. микроскопич. электродинамики (*Лоренца — Максвелла уравнения*) сохраняют свой вид. В 1905 их вывел А. Эйнштейн, исходя из двух постулатов, составивших основу спец. теории относительности: равноправия всех и. с. о. и независимости скорости распространения света в вакууме от движения источника света. См. также *Относительности теория*.

ЛО́РЕНЦА СИ́ЛА, сила, действующая на заряж. ч-цу, движущуюся в эл.-магн. поле. Ф-ла для Л. с. $\boldsymbol{F}$ впервые получена Х. А. Лоренцем, обобщившим эксперим. данные, имеет вид:

$$\boldsymbol{F}=e\boldsymbol{E}+\frac{e}{c}[\boldsymbol{vB}], \qquad (*)$$

где e — заряд ч-цы, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{B}$ — *магнитная индукция*, $\boldsymbol{v}$ — скорость ч-цы относительно системы координат, в к-рой вычисляются величины $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$. Ф-ла (*) справедлива при любых значениях скорости заряж. ч-цы; она явл. важнейшим соотношением *электродинамики*, т. к. позволяет связать ур-ния эл.-магн. поля с ур-ниями движения заряж. ч-ц.

Первый член в правой части (*) — сила, действующая на заряж. ч-цу в электрич. поле, второй — в магнитном. Т. к. магн. часть Л. с. $\sim[\boldsymbol{vB}]$, то сила, действующая со стороны магн. поля на частицу, перпендикулярна $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{B}$ и, следовательно, не совершает работы, а лишь искривляет траекторию движения ч-цы, не меняя её энергии. Модуль её в *Гаусса системе единиц* равен $(e/c)vB\sin\alpha$, где α — угол между векторами $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{B}$ [в системе СИ вместо множителя $1/c$ в ф-ле (*) должен быть коэфф. $k=1$]. Т. о., магн. часть Л. с. максимальна при $\alpha=90°$ и равна нулю при $\alpha=0$.

В вакууме в постоянном однородном магн. поле ($\boldsymbol{B}=\boldsymbol{H}$, где $\boldsymbol{H}$ — напряжённость магн. поля) заряж. ч-ца под действием магн. составляющей Л. с. движется по винтовой линии с постоянной по величине скоростью v; при этом её движение складывается из равномерного прямолинейного движения вдоль направления $\boldsymbol{H}$ (со скоростью $v_\parallel$ — составляющей скорости ч-цы $\boldsymbol{v}$ в направлении $\boldsymbol{H}$) и равномерного вращат. движения в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$ (со скоростью $v_\perp$ — составляющей скорости $\boldsymbol{v}$ в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$). Проекция траектории движения ч-цы на плоскость, перпендикулярную $\boldsymbol{H}$, есть окружность радиуса $R=cmv_\perp/eH$, а частота вращения $\omega=eH/mc$ (т. н. циклотронная частота; m — масса ч-цы). Ось винтовой линии совпадает с направлением $\boldsymbol{H}$, и центр окружности перемещается вдоль силовой линии поля со скоростью $v_\parallel$.

Если $\boldsymbol{E}\neq0$, то движение в магн. поле носит более сложный хар-р — происходит перемещение центра вращения ч-цы перпендикулярно полю $\boldsymbol{H}$, наз. дрейфом ч-цы. Направление дрейфа определяется вектором $[\boldsymbol{EH}]$ и не зависит от знака заряда. Скорость дрейфа u для простейшего случая скрещённых полей ($\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{H}$) равна $u=cE/H$.

Воздействие магн. поля на движущиеся заряды приводит к перераспределению тока по сечению проводника, что проявляется в разл. термомагн. и гальваномагн. явлениях (см. *Перести — Эттингсхаузена эффект*, *Холла эффект*).

● Лоренц Г. А., Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, пер. с англ., 2 изд., М., 1953; Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, [пер. с англ.], в. 6, М., 1966.

ЛО́РЕНЦА ЧИСЛО́, см. в ст. *Видемана — Франца закон*.

ЛО́РЕНЦА — МА́КСВЕЛЛА УРАВНЕ́НИЯ (Лоренца уравнения), фундаментальные ур-ния классич. *электродинамики*, определяющие микроскопич. эл.-магн. поля, создаваемые отдельными заряж. ч-цами. Л.— М. у. лежат в основе электронной теории (микроскопич. электродинамики), построенной Х. А. Лоренцем в кон. 19 — нач. 20 вв. В этой теории в-во (среда) рассматривается как совокупность электрически заряж. ч-ц (эл-нов и ат. ядер), движущихся в вакууме.

В Л.— М. у. эл.-магн. поле описывается двумя векторами: напряжённостями микроскопич. полей — электрического $\boldsymbol{e}$ и магнитного $\boldsymbol{h}$. Все электрич. токи в электронной теории чисто конвекционные, т. е. обусловлены движением заряж. ч-ц. Плотность тока $\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}$, где ρ — плотность заряда, $\boldsymbol{v}$ — его скорость.

Л.— М. у. были получены в результате обобщения классич. макроскопич. *Максвелла уравнений*. В дифф. форме в *Гаусса системе единиц* они имеют вид:

$$\begin{aligned}\operatorname{rot}\boldsymbol{h}&=\frac{4\pi}{c}\rho\boldsymbol{v}+\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{e}}{\partial t},\\ \operatorname{rot}\boldsymbol{e}&=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{h}}{\partial t},\\ \operatorname{div}\boldsymbol{h}&=0,\\ \operatorname{div}\boldsymbol{e}&=4\pi\rho.\end{aligned} \qquad (1)$$

Согласно электронной теории, ур-ния (1) точно описывают поля в любой точке пр-ва (в т. ч. межат. и внутрият. поля и даже поля внутри элем. ч-ц) в любой момент времени t. В вакууме они совпадают с ур-ниями Максвелла.

Микроскопич. напряжённости полей $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{h}$ очень быстро меняются в пр-ве и времени и непосредственно не приспособлены для описания эл.-магн. процессов в системах, содержащих большое число заряж. ч-ц (в макроскопич. телах). Поэтому для описания макроскопич. процессов прибегают к статистич. методам, к-рые позволяют на основе определённых модельных представлений о строении в-ва установить связь между ср. значениями напряжённостей электрич. и магн. полей и усреднёнными значениями плотностей зарядов и токов.

Усреднение микроскопич. величин производится по пространственным и временным интервалам, большим по сравнению с микроскопич. интервалами (порядка размеров атома и времени обращения эл-нов вокруг ядра), но малым по сравнению с интервалами, на к-рых макроскопич. хар-ки эл.-магн. поля заметно изменяются (напр., по сравнению с длиной эл.-магн. волны и её периодом). Подобные интервалы наз. «физически бесконечно малыми».

Усреднение Л.— М. у. приводит к ур-ниям Максвелла. При этом оказывается, что ср. значение напряжённости микроскопич. электрич. поля $\bar{\boldsymbol{e}}$ равно напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$ в теории Максвелла: $\bar{\boldsymbol{e}}=\boldsymbol{E}$, а ср. значение напряжённости микроскопич. магн. поля $\bar{\boldsymbol{h}}$ — вектору магн. индукции $\boldsymbol{B}$: $\bar{\boldsymbol{h}}=\boldsymbol{B}$.

В теории Лоренца все заряды разделяются на свободные и связанные (входящие в состав электрически нейтральных атомов и молекул). Можно показать, что плотность связанных зарядов $\rho_{\text{связ}}$ определяется вектором поляризации $\boldsymbol{P}$ (электрическим дипольным моментом ед. объёма среды):

$$\rho_{\text{связ}}=-\operatorname{div}\boldsymbol{P}, \qquad (2)$$

а плотность тока связанных зарядов $\boldsymbol{j}_{\text{связ}}$, кроме вектора поляризации, зависит также от намагниченности $\boldsymbol{I}$ (магн. момента ед. объёма среды):

$$\boldsymbol{j}_{\text{связ}}=\frac{\partial\boldsymbol{P}}{\partial t}+c\operatorname{rot}\boldsymbol{I}. \qquad (3)$$

Векторы $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{I}$ характеризуют эл.-магн. состояние среды. Вводя два вспомогат. вектора — вектор электрич. индукции

$$\boldsymbol{D}=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P} \qquad (4)$$

и вектор напряжённости магн. поля

$$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{B}-4\pi\boldsymbol{I}, \qquad (5)$$

получают макроскопич. ур-ния Максвелла для эл.-магн. поля в в-ве в обычной форме.

Ур-ния (1) для микроскопич. полей должны быть дополненным выражением для силы, действующей на за-

ряж. ч-цы в эл.-магн. поле. Объёмная плотность этой силы (с и л ы Л о р е н ц а) равна:

$$f=\rho\left(e+\frac{1}{c}[vh]\right). \qquad (6)$$

Усреднённое значение лоренцевых сил, действующих на составляющие тело заряж. ч-цы, определяет макроскопич. силу, к-рая действует на тело в эл.-магн. поле.

Электронная теория Лоренца позволила выяснить физ. смысл постоянных ε, μ, σ, входящих в матер. ур-ния Максвелла и характеризующих электрич. и магн. св-ва в-ва. На её основе были предсказаны или объяснены нек-рые важные электрич. и оптич. явления (нормальный *Зеемана эффект*, дисперсия света, св-ва металлов и т. д.).

Законы классической электронной теории перестают выполняться на очень малых пространственно-временны́х интервалах. В этом случае справедливы законы квант. теории эл.-магн. процессов — *квантовой электродинамики*. Основой для квант. обобщения теории эл.-магн. процессов явл. Л.— М. у.

● Л о р е н ц Г. А., Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, пер. с англ., 2 изд., М., 1953; Б е к к е р Р., Электронная теория, пер. с нем., М.—Л., 1936; Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2).

Г. Я. Мякишев.

ЛО́РЕНЦ-ИНВАРИА́НТНОСТЬ, то же, что *релятивистская инвариантность*.

ЛО́РЕНЦ — ЛО́РЕНЦА ФО́РМУЛА, связывает показатель преломления n в-ва с электронной поляризуемостью $\alpha_{эл}$ составляющих его ч-ц (см. *Поляризуемость* атомов, ионов и молекул). Получена в 1880 голл. физиком Х. А. Лоренцем и независимо от него дат. физиком Л. Лоренцем. Л.— Л. ф. имеет вид:

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}=\tfrac{4}{3}\pi N\alpha_{эл} \qquad (*)$$

(N — число поляризующихся ч-ц в ед. объёма). В случае смеси k в-в правая часть (*) заменяется на сумму k членов $\tfrac{4}{3}\pi N_i\alpha_{эл}^i$ ($i=1, 2, \ldots, k$), каждый из к-рых относится лишь к одному из этих веществ (сумма всех N_i равна N).

Л.— Л. ф. выведена в предположениях, справедливых только для изотропных сред (газы, неполярные жидкости, кубич. кристаллы). Однако, как показывает опыт, (*) приближённо выполняется и для мн. др. веществ (допустимость её применения и степень точности устанавливают экспериментально в каждом отд. случае). Л.— Л. ф. неприменима в областях собственных (резонансных) полос поглощения в-в — областях аномальной дисперсии света в них.

Поляризуемость в-ва можно считать чисто электронной лишь при частотах внешн. поля, соответствующих видимому и УФ излучению. Только в этих диапазонах (с указанными выше ограничениями) применима Л.— Л. ф. в виде (*). При более медленных колебаниях поля (напр., в ИК области) за период колебаний успевают сместиться не только эл-ны, но и ионы в ионных кристаллах и атомы в молекулах, и приходится учитывать ионную или ат. поляризуемости. В ряде случаев достаточно в (*) заменить $\alpha_{эл}$ на полную (суммарную) «упругую» поляризуемость α (см. *Клаузиуса — Моссотти формула*). В полярных диэлектриках в ещё более длинноволновой, чем ИК, области спектра существенна т. н. о р и е н т а ц и о н н а я п о л я р и з у е м о с т ь, обусловленная поворотом «по полю» постоянных *дипольных моментов* ч-ц. Её учёт приводит к усложнению зависимости n от α для этих частот (*Ланжевена — Дебая формула*).

При всех ограничениях на её применимость Л.— Л. ф. широко используется. Так, она явл. основой *рефрактометрии* чистых в-в и смесей (поскольку правая её часть есть выражение для *рефракции молекулярной*), служит для определения поляризуемости ч-ц, исследования структуры органич. и неорганич. соединений и т. д.

● Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); В о л ь к е н ш т е й н М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; Б а ц а н о в С. С., Структурная рефрактометрия, М., 1959.

В. А. Зубков.

ЛОУСОНА КРИТЕ́РИЙ, условие возникновения *термоядерной реакции*, заключающееся в том, что произведение плотности n высокотемпературной ($T\geqslant 10$ кэВ) плазмы на время удержания τ этой плотности должно превышать определ. значение, а именно: $n\tau\geqslant 10^{14}$ см$^{-3}$ с (для D — Т реакции) и $n\tau>10^{15}$ см$^{-3}$ с (для D — D реакции), если коэфф. преобразования продуктов яд. реакций в электрич. энергию $\eta\sim 1/3$. Установлен амер. физиком Дж. Д. Лоусоном (J. D. Lawson) в 1957.

Для равнокомпонентной дейтерий-тритиевой плазмы с максвелловским распределением ч-ц по скоростям условие зажигания самоподдерживающейся термояд. реакции можно записать в виде:

$$n\tau\geqslant\frac{12T}{\langle\sigma v\rangle E_\alpha-1{,}34\cdot 10^{-14}T^{1/2}},$$

где T — темп-ра плазмы в кэВ, $\langle\sigma v\rangle$ — усреднённая по максвелловскому распределению скорость термояд. реакции, E_α — энергия α-частиц. Второй член в знаменателе характеризует потери дейтерий-тритиевой плазмы на тормозное излучение.

О графич. представлении Л. к. и его практич. применении см. в ст. *Управляемый термоядерный синтез*.

● L a w s o n J. D., Some criteria for a power producing thermonuclear reactor, «Proc. of the Phys. soc. Sec. B», 1957, v. 70, pt 1, p. 6; П и с т у н о в и ч В. И., Некоторые задачи токамака с инжекцией быстрых нейтралов, «Физика плазмы», 1976, т. 2, № 1, с. 3.

В. И. Пистунович.

ЛОШАДИ́НАЯ СИ́ЛА (л. с., нем.— PS, франц.— CV, англ.— HP), устаревшая внесистемная ед. мощности; 1 л. с.=75 кгс·м/с=735,5 Вт; 1 HP=550 фут·фунт/с=745,7 Вт.

ЛО́ШМИДТА ПОСТОЯ́ННАЯ (Лошмидта число), число молекул в 1 см^3 в-ва, находящегося в состоянии идеального газа при *нормальных условиях*. Л. п. $N_л=N_A/V_m$, где N_A — *Авогадро постоянная*, V_m — объём 1 моля идеального газа в норм. условиях, равный (22413,83±0,70) см^3. Названа в честь австр. физика Й. Лошмидта (J. Loschmidt). В практич. расчётах $N_л=2{,}68\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. В зарубежной литературе Л. п. иногда наз. число молекул в 1 моле в-ва, т. е. постоянную Авогадро, а постоянную Авогадро — числом Лошмидта.

ЛУПА (от франц. loupe), оптич. прибор для рассматривания мелких объектов, плохо различимых глазом. Наблюдаемый предмет OO_1 (рис. 1) помещают от Л. на расстоянии, немного меньшем её фокусного расстояния f (FF' — фокальная плоскость). В этих

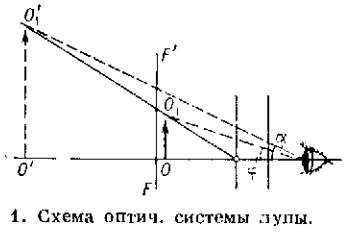


Рис. 1. Схема оптич. системы лупы.

условиях Л. даёт прямое увеличенное и мнимое изображение $O'O_1'$ предмета. Лучи от изображения $O'O_1'$ попадают в глаз под углом α, бо́льшим, чем лучи от самого предмета (угол φ): этим и объясняется увеличивающее действие Л. У в е л и ч е н и е м Л. Γ наз. отношение угла α к углу φ, под к-рым тот же предмет виден без Л. на расстоянии наилучшего видения $D=250$ мм. Увеличение Л. связано с её

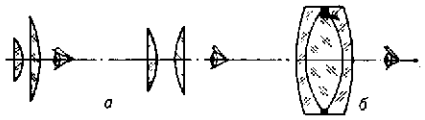


Рис. 2. Лупы: *а* — «двойная» (система из двух плоско-выпуклых линз); *б* — ахроматич. система из трёх сферич. линз.

фокусным расстоянием соотношением $\Gamma=250/f$; в зависимости от конструкции Л. Γ может иметь значения от 2 до 40—50. Простейшие Л. представляют собой собирающие плоско-выпуклые *линзы*; их увеличение обычно мало (~2—3). При ср. увеличениях (4—10) применяются двух- и трёхлинзовые системы (рис. 2). Поле зрения в пр-ве изображений у Л. с малым и средним увеличением не превышает 15—20°. Конструкции Л. с бо́льшим увеличением близки к конструкциям сложных *окуляров*; угол зрения у них достигает 80—100°. Недостаток Л.

большого увеличения — слишком малое расстояние от предмета до Л., затрудняющее освещение и создающее ряд неудобств. Этот недостаток устранён в телелупах, пригодных для наблюдения как далёких объектов (при этом $\Gamma \approx 2{,}5$), так и близких ($\Gamma \sim 6$). Применяются также бинокулярные (стереоскопические) Л., представляющие собой сочетание призматич. линз с *биноклем* малого увеличения.

ЛУЧ, понятие *геометрической оптики* (световой Л.) и *геометрической акустики* (звуковой Л.), обозначающее линию, вдоль к-рой распространяется поток энергии, испущенной в определ. направлении источником света или звука. В однородной среде Л.— прямая. В среде с плавно изменяющимися оптическими *(или акустическими) характеристиками* Л. искривляется, причём его кривизна пропорц. градиенту показателя преломления среды. При переходе через границу, разделяющую две среды с разными показателями преломления, Л. преломляется согласно *Снелля закону преломления*. Термин «Л.» употребляется также для обозначения узкого пучка ч-ц (напр., электронный Л.).

ЛУЧЕВА́Я О́ПТИКА, то же, что *геометрическая оптика*.

ЛУЧЕВА́Я ПРО́ЧНОСТЬ, способность твёрдой прозрачной среды сопротивляться необратимому изменению её оптич. параметров и сохранять свою целостность при воздействии мощного *оптического излучения* (напр., излучения *лазера*). Л. п. численно характеризуется плотностью мощности потока оптич. излучения, начиная с к-рого в объёме в-ва или на его поверхности наступают необратимые изменения, обусловленные выделением энергии за счёт линейного (остаточного) или нелинейного поглощения светового потока. В реальных оптич. средах механизм нелинейного поглощения светового потока обычно связан с тепловой неустойчивостью, к-рая возникает благодаря наличию в об'ёме линейно или нелинейно поглощающих субмикронных неоднородностей. Рост поглощения в окружающей микронеоднородность матрице связан с её нагревом неоднородностью. При этом в материалах с малой шириной запрещённой зоны увеличивается концентрация свободных эл-нов, а в широкозонных диэлектриках происходит термич. разложение в-ва. Распространяющаяся по в-ву волна поглощения, инициированная неоднородностью, приводит к быстрому росту размеров поглощающего дефекта до критич. величины, при к-рой возникают макроскопич. трещины. Тепловая неустойчивость реальных оптич. сред в широких световых пучках возникает при энергетич. освещённости в пределах 10^6—10^7 Вт/см^2 для импульсов длительностью больше 10^{-5} с. С уменьшением длительности импульса Л. п. возрастает вследствие нестационарности нагрева неоднородностей. Л. п. резко увеличивается при уменьшении размеров облучаемой области вследствие уменьшения вероятности попадания в световой пучок поглощающей неоднородности. При диаметрах светового пятна больше 1 мм Л. п. выходит на пост. уровень. Присутствие дефектов размером больше микрона снижает Л. п. на один-два порядка.

● См. лит. в ст. *Силовая оптика.*

Я. А. Имас.

ЛУЧИ́СТОСТЬ, то же, что энергетич. яркость, т. е. поток излучения, проходящего через поверхность в данном направлении, отнесённый к единичному углу и к единичной площади, перпендикулярной направлению распространения излучения.

ЛУЧИ́СТЫЙ ПОТО́К, то же, что *поток излучения*.

ЛУЧИ́СТЫЙ ТЕПЛООБМЕ́Н (радиационный теплообмен, лучистый перенос), перенос энергии от одного тела к другому (а также между частями одного и того же тела), обусловленный процессами испускания, распространения, рассеяния и поглощения эл.-магн. излучения. Каждый из этих процессов подчиняется определ. закономерностям. Так, в условиях равновесного *теплового излучения* испускание и поглощение подчиняются *Планка закону излучения*, *Стефана — Больцмана закону излучения*, *Кирхгофа закону излучения*; распространение эл.-магн. излучения — закону независимости лучистых потоков (принцип суперпозиции). Рассеяние и поглощение в общем случае определяются свойствами в-ва (составом, темп-рой, плотностью).

Существ. отличие Л. т. от др. видов теплообмена (*конвекции*, *теплопроводности*) заключается в том, что он может протекать при отсутствии матер. среды, разделяющей поверхности теплообмена, т. к. эл.-магн. излучение распространяется и в вакууме. Важной хар-кой Л. т. явл. пробег излучения — ср. путь, проходимый фотоном без вз-ствия с в-вом, он зависит от плотности среды, в к-рой происходит распространение излучения, и степени её непрозрачности.

Л. т. между разл. телами происходит в природе постоянно; теория Л. т. имеет фундам. значение для описания теплофиз. процессов, а также для расчёта внутр. строения звёзд, физики звёздных атмосфер и газовых туманностей. См. также *Перенос излучения*.

● Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., 1956.

ЛЭ́МБОВСКИЙ СДВИГ, смещение уровня энергии $2S_{1/2}$ относительно уровня $2P_{1/2}$ в атоме водорода и водородоподобных атомах; впервые экспериментально установлен У. Лэмбом и Р. Ризерфордом в 1947 и объяснён Х. Бете (1948, США). Согласно релятив. теории англ. физика П. Дирака, эти уровни должны совпадать. Л. с. объясняется квант. электродинамикой. См. *Сдвиг уровней*.

ЛЮК (от голл. luik — ставня, задвижка) в оптике, реальное отверстие (*диафрагма*) или оптич. изображение такого отверстия, к-рое в наибольшей степени ограничивает *поле зрения* оптич. системы.

ЛЮКС (от лат. lux — свет) (лк, lx), единица СИ освещённости: 1 лк равен освещённости поверхности площадью 1 м^2 при световом потоке падающего на неё излучения, равном 1 *люмену*. 1 лк$=10^{-4}$ *фот*.

ЛЮКСМЕ́ТР (от лат. lux — свет и греч. metréō — измеряю), прибор для измерения *освещённости*, один из видов *фотометров*. Простейший Л. состоит из фотоприёмника, регистратора фототока и источника питания. Чувствительность такого Л. изменяют, меняя параметры электрич. цепи. Для измерения высоких освещённостей *падающий на Л. световой поток* уменьшают путём введения на его пути ослабителей с известным пропусканием (*светофильтры*, рассеиватели и пр.). Для правильного измерения освещённости необходимо, чтобы кривая спектр. чувствительности фотоприёмника совпадала бы с относит. видностью, т. е. с кривой спектр. чувствительности человеческого глаза.

А. П. Гагарин.

ЛЮКС-СЕКУ́НДА (лк·с, lx·s), единица СИ световой экспозиции (кол-ва освещения); 1 лк·с равна световой экспозиции, создаваемой за время 1 с при освещённости 1 лк; 1 лк·с$=10^{-4}$ фот·с.

ЛЮМЕН (от лат. lumen — свет) (лм, lm), единица СИ светового потока; 1 лм — световой поток, испускаемый точечным источником в телесном угле 1 *стерадиан* при силе света 1 *кандела*.

ЛЮМЕН НА КВАДРА́ТНЫЙ МЕТР (лм/м^2, lm/m^2), единица СИ светимости (светности), прежнее название радлюкс; 1 лм/м^2 — светимость поверхности площадью 1 м^2, испускающей световой поток 1 лм.

ЛЮМЕНО́МЕТР, то же, что *фотометр интегрирующий*.

ЛЮМЕН-СЕКУ́НДА (лм·с, lm·s), единица СИ световой энергии (кол-ва света); 1 лм·с равна световой энергии, соответствующей световому потоку 1 лм, излучаемому или воспринимаемому за время 1 с.

ЛЮМИНЕСЦЕ́НТНЫЙ АНА́ЛИЗ, метод исследования разл. объектов, основанный на наблюдении их *люминесценции*. При Л. а. наблюдают либо собств. свечение исследуемых объектов (напр., паров исследуемого газа), либо свечение спец. люминофоров, к-рыми обрабатывают исследуемый объект. Чаще всего возбуждают *фотолюминесценцию* объекта, однако в некрых случаях применяют для Л. а. *катодолюминесценцию*, радиолюминесценцию и *хемилюминесценцию*. Фотовозбуждение обычно производят кварцевыми ртутными лампами, а также ксеноновыми лампами, электрич. искрой, лазерным лучом. Регистрируют

люминесценцию обычно визуально или с помощью фотоэлектронных приборов, которые повышают точность Л. а.

При количественном и качественном химическом (с п е к т р а л ь н о м) Л. а. регистрируют чаще всего самостоят. свечение в-в. Количественный хим. Л. а.— определение концентрации в-ва в смесях — осуществляют по интенсивности его спектр. линий (при малых оптич. толщинах и концентрациях, меньших 10^{-4}—10^{-5} г/см³; см. *Спектральный анализ*). Чувствительность количеств. Л. а. очень велика и достигает 10^{-10} г/см³ при обнаружении ряда органич. в-в. Это позволяет использовать Л. а. для контроля чистоты в-в. Лучом газового лазера удаётся возбуждать люминесценцию отд. изотопов и проводить, т. о., изотопный Л. а.

Качественный хим. Л. а. позволяет обнаруживать и идентифицировать нек-рые в-ва в смесях. В этом случае с помощью *спектральных приборов* изучают распределение энергии в спектре люминесценции в-в при низких темп-рах и в вязких р-рах (маслах). Нек-рые нелюминесцирующие в-ва обнаруживают по люминесценции продуктов их вз-ствия со специально добавляемыми в-вами.

В с о р т о в о м Л. а. по хар-ру люминесценции различают предметы, кажущиеся одинаковыми. Он применяется для диагностики заболеваний (напр., ткань, поражённую микроспорумом, обнаруживают по её яркой зелёной люминесценции под действием УФ излучения), определения поражённости семян и растений болезнями, определения содержания органич. в-в в почве и т. п. С помощью сортового Л. а. производят анализ горных пород для разведки нефти и газов, изучают состав нефти, минералов, горных пород, сортируют алмазы и т. д. В сортовом Л. а. часто рассматривают не собств. свечение объектов, а свечение исследуемых объектов, обработанных спец. в-вами.

Л. а. находит применение также в криминалистике (для определения подлинности документов, обнаружения следов токсич. в-в и т. п.), реставрац. работах, дефектоскопии, в гигиене (определение кач-ва нек-рых продуктов, питьевой воды, содержания вредных в-в в воздухе) и т. п.

Л. а., в к-ром применяется микроскоп, наз. люминесцентной микроскопией (см. *Микроскоп*).

● Люминесцентный анализ, М., 1961.

Э. А. Свириденков.

ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ (от лат. lumen, род. п. luminis — свет и -escent — суффикс, означающий слабое действие), излучение, представляющее собой избыток над *тепловым излучением* тела и продолжающееся в течение времени, значительно превышающего период световых колебаний. Первая часть определения отделяет Л. от теплового равновесного излучения и показывает, что понятие «Л.» применимо только к совокупности атомов (молекул), находящихся в состоянии, близком к равновесному, т. к. при сильном отклонении от равновесного состояния говорить о тепловом излучении или Л. не имеет смысла. Тепловое излучение в видимой области спектра заметно только при темп-ре тела в неск. сотен или тысяч градусов, в то время как люминесцировать оно может при любой темп-ре, поэтому Л. часто наз. холодным свечением.

Вторая часть определения (признак длительности) была введена С. И. Вавиловым, чтобы отделить Л. от разл. видов *рассеяния света*, *отражения света*, параметрич. преобразования света (см. *Нелинейная оптика*), *тормозного излучения* и *Черенкова — Вавилова излучения*. От разл. видов рассеяния Л. отличается тем, что при ней между поглощением и испусканием происходят промежуточные процессы, длительность к-рых больше периода световой волны. В результате этого при Л. теряется корреляция между фазами колебаний поглощённого и излучённого света.

Излучение Л. лежит в видимом, ближнем УФ и ИК диапазонах. Природные явления Л.— северное сияние, свечение нек-рых насекомых, минералов, гниющего дерева — были известны ещё в древности, систематически изучать Л. стали с 19 в.

Л. можно классифицировать по типу возбуждения, механизму преобразования энергии, временны́м хар-кам свечения. По виду возбуждения различают *фотолюминесценцию* (возбуждение светом), радиолюминесценцию (возбуждение проникающей радиацией, к ней, в частности, относятся *рентгенолюминесценция*, *катодолюминесценция*, нонолюминесценция, α-люминесценция), *электролюминесценцию* (возбуждение электрич. полем), триболюминесценцию (возбуждение при механич. воздействиях), *хемилюминесценцию* (возникает при хим. реакциях).

По длительности свечения различают *флуоресценцию* (быстро затухающую Л.) и *фосфоресценцию* (длит. Л.). Это деление условное, т. к. нельзя указать строго определённой временно́й границы: она зависит от временно́го разрешения регистрирующих приборов.

По механизму элем. процессов различают резонансную, спонтанную, вынужденную и рекомбинационную Л. Элем. акт Л. состоит из поглощения энергии с переходом атома (молекулы) с осн. *уровня энергии 1* (рис. 1) на возбуждённый уровень *3*, безызлучат. перехода *3* → *2* и излучат. перехода *2* → *1*. В ат. парáх (Hg, Cd, Na и др.), нек-рых простых молекулах и примесных кристаллах излучение Л. может происходить непосредственно при переходе *3* → *1* (р е з о н а н с н а я Л.).

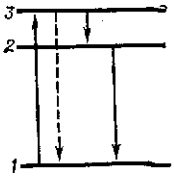


Рис. 1. Схема квант. переходов при элем. процессе люминесценции: *1* — осн. уровень энергии; *2* — уровень излучения; *3* — уровень возбуждения. Пунктирной стрелкой показан квант. переход, соответствующий резонансной люминесценции.

Чаще вероятность перехода *3* → *2* больше вероятности прямого перехода *3* → *1*. Уровень *2* обычно лежит ниже уровня поглощения *3*, часть энергии возбуждения теряется в энергию колебания атомов (переходит в теплоту), и квант света Л. имеет меньшую энергию (и бóльшую длину волны), чем кванты возбуждающего света — с т о к с о в а Л. (см. *Стокса правило*). Однако во мн. случаях возможна а н т и с т о к с о в а Л., когда за счёт поглощения извне колебат. энергии молекула переходит на более высокий относительно уровня *3* излучающий уровень *2*. Энергия испущенного кванта при антистоксовой Л. больше энергии возбуждающего кванта, её интенсивность мала.

Уровень *2* может принадлежать как тому же атому (молекуле), к-рый поглотил энергию возбуждения (такой атом наз. *центром люминесценции*, а переход внутрицентровым), так и др. атомам. В первом случае Л. наз. с п о н т а н н о й. Этот вид Л., как и резонансная Л., характерен для атомов и молекул паров и р-ров, а также для примесных атомов в кристаллах. В нек-рых случаях атом (молекула), прежде чем перейти на уровень излучения *2*, оказывается на промежуточном метастабильном уровне *4* (рис. 2; см. *Метастабильное состояние*) и для перехода на уровень *2* ему необходимо сообщить дополнит. энергию, напр. энергию теплового движения или света. Л., возникающая при таких процессах, наз. м е т а с т а б и л ь н о й.

Процесс Л. в разл. в-вах отличается в осн. механизмом перехода ч-цы с уровня поглощения *3* на уровень излучения *2*. Передача энергии др.

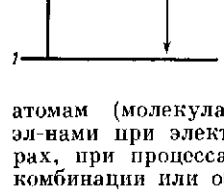


Рис. 2. Схема квант. переходов при метастабильной (стимулированной) люминесценции: *1*, *2*, *3* — то же, что на рис. 1; *4* — метастабильный уровень.

атомам (молекулам) осуществляется эл-нами при электронно-ионных ударах, при процессах ионизации и рекомбинации или обменным путём при непосредств. столкновении возбуждённого атома с невозбуждённым. Из-за малой концентрации атомов в газах процессы резонансной и обменной передачи энергии играют малую роль. Они становятся существенными в конденсиров. средах, где энергия возбуж-

дения может передаваться также с помощью колебаний ядер. И наконец, в кристаллах определяющей становится передача энергии с помощью эл-нов проводимости, дырок и электронно-дырочных пар (*экситонов*). Если заключит. актом передачи энергии явл. рекомбинация (восстановление ч-ц, напр. эл-нов и ионов или эл-нов и дырок), то сопровождающая этот процесс Л. наз. рекомбинационной.

В-ва, способные к Л., наз. *люминофорами*, они должны иметь дискретный энергетич. спектр. В-ва, обладающие непрерывным энергетич. спектром (напр., металлы), не люминесцируют: энергия возбуждения в них непрерывным образом переходит в теплоту.

Второе необходимое условие Л.— превышение вероятности излучат. переходов над вероятностью безызлучательных. Повышение вероятности безызлучат. переходов влечёт за собой *тушение люминесценции*. Эта вероятность зависит от мн. факторов, возрастает, напр., при повышении темпры (температурное тушение), концентрации люминесцирующих молекул (концентрац. тушение) или примесей (примесное тушение). Т. о., тушение Л. зависит как от природы люминесцирующего в-ва и его фазового состояния, так и от внеш. условий. При низком давлении люминесцируют пары металлов и благородные газы, что применяется в газоразрядных источниках света, люминесцентных лампах и газовых лазерах. Л. жидких сред в осн. характерна для р-ров органич. в-в.

Кристаллы, способные люминесцировать, наз. *кристаллофосфорами*, яркость их Л. зависит от наличия в них примесей (т. н. активаторов), уровни энергии к-рых могут служить уровнями поглощения, промежуточными или излучат. уровнями. Роль этих уровней могут выполнять также валентная зона и зона проводимости.

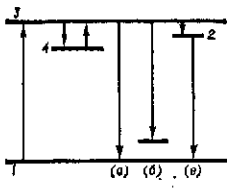


Рис. 3. Схема квант. переходов при люминесценции кристаллофосфоров: *1* — валентная зона; *3* — зона проводимости. Переход $1 \rightarrow 3$ соответствует поглощению энергии возбуждения, переходы $3 \rightarrow 4$ и $4 \rightarrow 3$ — захвату и освобождению эл-на метастабильным уровнем («ловушкой» *4*). Переход (*а*) соответствует межзонной люминесценции, (*б*) — люминесценции центра, (*в*) — экситонной люминесценции (*2* — уровень энергии экситона).

В кристаллофосфорах возбуждение светом, электрич. током или пучком ч-ц может создавать свободные эл-ны, дырки и экситоны (рис. 3). Эл-ны могут мигрировать по решётке, оседая на «ловушках» *4*. Л., происходящая при рекомбинации свободных эл-нов с дырками, наз. межзонной или краевой (рис. 3, *а*). Если рекомбинирует эл-н с дыркой, захваченной центром свечения (атомом примеси или дефектом решётки), происходит Л. центра (рис. 3, *б*). При рекомбинации экситонов возникает экситонная Л. (рис. 3, *в*).

Осн. физ. хар-ки Л.: способ возбуждения (для фотолюминесценции — спектр возбуждения); спектр испускания (изучение спектров испускания Л. составляет часть *спектроскопии*); состояние поляризации излучения; выход Л., т. е. отношение поглощённой энергии к излучённой (для фотолюминесценции вводится понятие квантового выхода Л.— отношения числа излучённых квантов к числу поглощённых).

Важная хар-ка — кинетика Л., т. е. зависимость свечения от времени, интенсивности излучения I от интенсивности возбуждения, а также зависимость Л. от разл. факторов (напр., темп-ры). Кинетика Л. сильно зависит от типа элем. процесса.

Кинетика затухания резонансной Л. при малой плотности возбуждения и малой концентрации возбуждённых атомов носит экспоненц. хар-р: $I = I_0 e^{-t/\tau}$, где I_0 — нач. интенсивность излучения, τ — характеризует *время жизни* на уровне возбуждения, t — длительность свечения. При большой интенсивности возбуждения наблюдается отклонение от экспоненц. закона затухания, вызванное процессами вынужденного излучения. Квант. выход резонансной Л. обычно близок к 1. Кинетика затухания спонтанной Л. также обычно носит экспоненц. хар-р. Кинетика рекомбинационной Л. сложна и определяется зависящими от темп-ры вероятностями процессов рекомбинации, захвата и освобождения эл-нов «ловушками». Наиболее часто встречается гиперболич. закон затухания: $I = I_0/(1+pt)^{\alpha}$ (p — пост. величина, α — обычно принимает значение от 1 до 2). Время затухания Л. варьируется в широких пределах от 10^{-9} с до неск. ч. Если происходят процессы тушения, то сокращаются выход и время затухания. Исследование кинетики тушения Л. позволяет судить о процессах вз-ствия молекул и *миграции энергии*.

Поляризация Л. связана с ориентацией и мультипольностью излучающих и поглощающих ат. систем.

Изучая физ. параметры Л., получают сведения об энергетич. состоянии в-ва, пространств. структуре молекул, процессах миграции энергии. Для исследования Л. применяются *спектральные приборы*, регистрирующие её спектр. распределение, *флуорометры*, измеряющие время затухания Л. (время, в течение к-рого интенсивность Л. падает в e раз). Люминесцентные методы явл. одними из наиб. важных в физике тв. тела. Л. лежит в основе действия лазеров. *Биолюминесценция* позволила получить информацию о процессах, происходящих в клетках на мол. уровне. Для исследования кристаллофосфоров весьма плодотворно параллельное изучение их Л. и проводимости. Широкое исследование Л. обусловлено также важностью её практич. применений. Яркость Л. и её высокий энергетич. выход позволили создать люминесцентные лампы с высоким кпд. Яркая Л. ряда в-в обусловила развитие метода обнаружения малых количеств примесей, сортировки в-в по их Л. и изучение смесей, напр. нефти (см. *Люминесцентный анализ*). Катодолюминесценция лежит в основе свечения экранов осциллографов, телевизоров, локаторов и т. д., в рентгеноскопии используется рентгенолюминесценция. Для яд. физики очень важным оказалось использование радиолюминесценции (см. *Сцинтилляционный счётчик*). Л. применяется в дефектоскопии, люминесцентными красками окрашивают ткани, дорожные знаки и т. д.

● Принсгейм П., Флуоресценция и фосфоресценция, пер. с англ., М., 1951; Вавилов С. И., Собр. соч., т. 2, М., 1952, с. 20, 28, 29; Левшин В. Л., Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М.—Л., 1951; Антонов-Романовский В. В., Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров, М., 1966; Адирович Э. И., Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, 2 изд., М., 1956; Фок М. В., Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров, М., 1964; Кюри Д., Люминесценция кристаллов, пер. с франц., М., 1961; Бьюб Р., Фотопроводимость твердых тел, пер. с англ., М., 1962.

Э. А. Свириденков.

ЛЮМИНОФО́РЫ (от лат. lumen, род. п. luminis — свет и греч. phorós — несущий), твёрдые и жидкие в-ва, способные люминесцировать под действием разл. рода возбуждений (см. *Люминесценция*). По типу возбуждения различают фотолюминофоры, рентгенолюминофоры, радиолюминофоры, катодолюминофоры, электролюминофоры; по хим. природе различают органич. Л.— органолюминофоры и неорганические — фосфо́ры. Фосфо́ры, имеющие крист. структуру, наз. *кристаллофосфорами*.

Свечение Л. может быть обусловлено как св-вами его осн. в-ва (основания), так и примесями — активаторами. Активатор образует в основании *центры люминесценции*. Названия активированных Л. складываются из названий основания и активаторов, напр.: ZnS·Cu, Co обозначает Л. ZnS, активированный Cu и Co. Смешанные Л. могут состоять из неск. оснований и активаторов (напр., ZnS, CdS·Cu, Co).

Л. применяют для преобразования разл. видов энергии в световую. В зависимости от условий применения предъявляются определ. требования к тем или иным параметрам Л.: типу возбуждения, спектру возбуждения (для фотолюминофоров), спектру излучения, энергетич. выходу излучения, временны́м хар-кам (времени возбуждения и длительности послесвечения).

Спектры возбуждения и излучения разл. фотолюминофоров могут лежать

в интервале от коротковолнового УФ до ближнего ИК диапазона. Ширина спектральных полос варьируется от тысяч Å (для органолюминофоров) до единиц Å (для кристаллофосфоров, активированных редкоземельными элементами).

Энергетич. выход излучения Л. зависит от вида возбуждения, его спектра (при фотолюминесценции) и механизма преобразования энергии в световую. Он резко падает при повышении концентрации Л. и активатора и темпы (*тушение люминесценции*). Длительность послесвечения разл. Л. колеблется от 10^{-9} с до неск. ч. Наиболее короткое время послесвечения имеют органолюминофоры, наиболее длительное — кристаллофосфоры. В зависимости от условий применения могут играть существ. роль и др. свойства Л.— стойкость к действию света, теплоты, влаги и т. д.

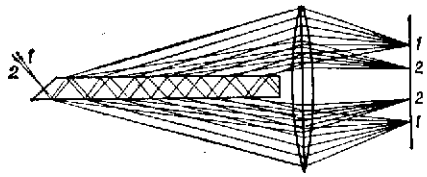
Осн. типами применяемых Л. явл. кристаллофосфоры, органолюминофоры, люминесцирующие стёкла. Наибольшее распространение получили кристаллофосфоры. Смеси кристаллофосфоров [напр., смеси $MgWO_4$ и $(ZnBe)_2SiO_4 \cdot Mn$] применяются в люминесцентных лампах, катодолюминофоры — для экранов электронно-лучевых трубок (см. *Катодолюминесценция*). Для рентг. экранов применяются (Zn, Cd) S·Ag и $CaWO_4$, дающие синее свечение. Электролюминофоры на основе ZnS·Cu используют для создания светящихся индикаторов, табло, панелей (см. *Электролюминесценция*).

Органолюминофоры могут люминесцировать в р-рах (флуоресцин, родамин) и в тв. состоянии (пластич. массы, антрацен, стильбен и др.). Они могут обладать ярким свечением и очень высоким быстродействием. Цвет люминесценции органич. Л. может быть подобран для любой части видимой области спектра. Они применяются для *люминесцентного анализа*, изготовления люминесцирующих красок, указателей, оптич. отбеливания тканей и т. д. Многие органич. Л. (красители цианинового, полиметинового рядов и др.) используются в кач-ве активных элементов жидкостных *лазеров*. Крист. органич. Л. используются как *сцинтилляторы*.

Люминесцирующие стёкла изготовляются на основе стеклянных матриц разл. состава. При варке стекла в шихту добавляются активаторы, чаще всего соли редкозем. элементов или элементов актиноидного ряда. Выход люминесценции, спектр и длительность свечения люминесцентных стёкол определяются св-вами активатора. Они обладают хорошей прозрачностью, и многие из них могут быть использованы в кач-ве лазерных материалов, а также для визуализации изображений, полученных в УФ излучении. *Э. А. Свириденков.*

ЛЮММЕРА — БРОДХУНА КУБИК, то же, что *кубик фотометрический*.

ЛЮММЕРА — ГЕРКЕ ПЛАСТИНКА, многолучевой оптич. *интерферометр*, представляющий собой плоскопараллельную пластинку из стекла или кварца, обработанную с высокой степенью точности. При последоват. отражениях от поверхностей пластинки (рис.) часть исходного луча, преломляясь, выходит из неё. При этом образуются пучки параллельных лучей, обладающие пост. разностью хода по отношению друг к другу, к-рые интерферируют в фокальной плоскости поставленной на их пути собирающей линзы. Изобретена нем. физиками О. Люммером (O. Lummer) и Э. Герке (E. Gehrcke).



● См. лит. при ст. *Интерферометр*.

ЛЯПУНОВА МЕТОДЫ, два осн. метода исследования *устойчивости движения*, предложенных А. М. Ляпуновым (1892). По существу каждый из Л. м. охватывает совокупность способов исследования, объединённых общей идеей. Первый Л. м. основывается на отыскании и исследовании решений ур-ний т. н. возмущённого движения, т. е. движения, к-рое по каким-то причинам (напр., вследствие случайного толчка) отличается от рассматриваемого невозмущённого движения. Второй (или прямой) Л. м. наиболее распространён и состоит в исследовании устойчивости движения с помощью нек-рых, спец. образом вводимых ф-ций, наз. функциями Ляпунова.

М

МАГАЗИНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН, конструктивно объединённые наборы *мер* пассивных электрич. величин (сопротивления, ёмкости, индуктивности, взаимной индуктивности), позволяющие воспроизводить дискретный или непрерывный ряд значений этих величин в определ. диапазоне. Используются в измерит. практике, особенно при высокоточных измерениях методами сравнения (см., напр., *Мост измерительный*).

Наборы мер, входящих в М. э. в., разделяются на декады. Каждую из декад обычно образуют 9 или 10 мер одинакового номин. значения. Соединение мер в разл. комбинациях при помощи коммутирующего устройства позволяет воспроизводить разл. значения электрич. величины. По виду коммутирующего устройства различают рычажные, штепсельные, вилочные, зажимные М. э. в. Получили распространение цифроаналоговые преобразователи (ЦАПы), представляющие собой автоматически (дистанционно) управляемые М. э. в.

Самая многочисл. группа М. э. в.— магазины сопротивлений для пост. и перем. токов. Пром-стью выпускаются магазины, воспроизводящие сопротивления от 0,01 Ом до 1000 ГОм, с частотным диапазоном до 70 кГц и осн. относит. погрешностью измерений до 0,01%. Магазины ёмкостей воспроизводят ёмкость до 100 мкФ (наименьшая декада может быть плавно регулируемой), частотный диапазон — до 20 кГц, осн. относит. погрешность — до 0,05%.

Магазины индуктивностей воспроизводят индуктивность до 100 мГн в частотном диапазоне до 10 кГц и обладают осн. относит. погрешностью измерений до 0,05%. Пром-стью выпускаются также магазины взаимных индуктивностей.

Техн. требования к М. э. в. стандартизованы в ГОСТе 22261—76 (общие требования), ГОСТе 23737—79 (магазины сопротивлений), ГОСТе 6746—75 (магазины ёмкостей), ГОСТе 21175—75 (магазины индуктивностей), ГОСТе 20798—75 (магазины взаимных индуктивностей).

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977. *В. П. Кузнецов.*

МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА, ядра, в к-рых число протонов Z или число нейтронов N равно одному из т. н. магических чисел — 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ядра, подобные $^{208}_{82}Pb$ ($Z=82$, $N=126$), в к-рых и Z и N — магические, наз. дважды магическими. М. я. выделяются среди др. ядер повыш. устойчивостью, большей распространённостью в природе и др. особенностями, напр. наблюдается уменьшение энергии отрыва нуклона от ядра при переходе через магич. число. Так, для ядер с N от 124 до 128 энергия отрыва 82-го протона ~8,5 МэВ, тогда как энергия отрыва 83-го протона лишь ~4,4 МэВ. Существование М. я. послужило одним из доводов в пользу оболочечной модели ядра, согласно к-рой нуклоны запол-

няют систему нейтронных и протонных оболочек с определ. числом мест в каждой; магич. числа соответствуют целиком заполненным оболочкам (см. *Ядро атомное*). *Ф. Л. Шапиро.*

МАГНЕТИЗМ, 1) особая форма вз-ствия между электрич. токами, между токами и магнитами (т. е. телами с *магнитным моментом*) и между магнитами; 2) раздел физики, изучающий это взаимодействие и св-ва в-в (магнетиков), в к-рых оно проявляется.

Основные проявления магнетизма. В наиболее общем виде М. можно определить как особую форму матер. вз-ствий, возникающих между движущимися электрически заряж. ч-цами. Передача магн. вз-ствия, реализующая связь между пространственно-разделёнными телами, осуществляется *магнитным полем*. Оно представляет собой наряду с электрич. полем одно из проявлений эл.-магн. формы движения материи (см. *Электромагнитное поле*). Между магн. и электрич. полями нет полной симметрии. Источниками электрич. поля явл. электрич. заряды, но аналогичных магн. зарядов пока не наблюдали в природе, хотя гипотезы об их существовании высказывались (см. *Магнитный монополь*). Источник магн. поля — движущийся электрич. заряд, т. е. электрич. ток. В ат. масштабах для эл-нов и нуклонов (протонов, нейтронов) имеются два типа микроскопич. токов — орбитальные, связанные с переносом центра тяжести этих ч-ц в атоме, и спиновые, связанные с их внутр. движением.

Количеств. характеристикой М. частиц явл. их орбитальный и спиновый магн. моменты. Поскольку все микроструктурные элементы в-в — электроны, протоны и нейтроны — обладают магн. моментами, то и любые их комбинации — ат. ядра и электронные оболочки, а также и комбинации их комбинаций, т. е. атомы, молекулы и макроскопич. тела, могут в принципе быть источниками М. Т. о., по существу все в-ва обладают магн. св-вами.

Известны два осн. эффекта воздействия внеш. магн. поля на в-ва. Во-первых, в соответствии с законом эл.-магн. индукции Фарадея внеш. магн. поле всегда создаёт в в-ве такой индукц. ток, магн. поле к-рого направлено против нач. поля (*Ленца правило*). Поэтому создаваемый внеш. полем магн. момент в-ва всегда направлен противоположно внеш. полю (см. *Диамагнетизм*). Во-вторых, если атом обладает отличным от нуля магн. моментом (спиновым, орбитальным или тем и другим), то внеш. поле будет стремиться ориентировать его вдоль своего направления. В результате возникает параллельный полю магн. момент, к-рый наз. п а р а м а г н и т н ы м (см. *Парамагнетизм*).

Существ. влияние на магн. свойства в-ва могут оказать также внутр. вз-ствия (электрич. и магн. природы) между микрочастицами — носителями магн. момента (атомами и др.). В нек-рых случаях благодаря этим вз-ствиям оказывается энергетически выгоднее, чтобы в в-ве существовала самопроизвольная (не зависящая от внеш. поля) упорядоченность в ориентации магн. моментов ч-ц (ат. магн. порядок). В-ва, в к-рых ат. магн. моменты ориентированы параллельно друг другу, наз. *ферромагнетиками* (см. *Ферромагнетизм*), соответственно *антиферромагнетиками* наз. в-ва, в к-рых соседние ат. моменты расположены антипараллельно (см. *Антиферромагнетизм*). Кроме таких коллинеарных ферро- и антиферромагнитных ат. структур, наблюдаются и неколлинеарные (винтовые, треугольные и др.).

Сложность ат. структуры в-в, построенных из огромного числа атомов, приводит к практически неисчерпаемому разнообразию их магн. св-в. При рассмотрении магн. свойств в-в для них употребляют общий термин «магнетики». Взаимосвязь магн. свойств в-в с их немагн. св-вами (электрич., механич., оптическими и т. д.) позволяет очень часто использовать исследования магн. св-в как источник информации о внутр. структуре микрочастиц и тел макроскопич. размеров. Огромный диапазон магн. явлений, простирающийся от М. элем. ч-ц до М. косм. тел (Земли, Солнца, звёзд и др.), объясняет глубокий интерес к М. со стороны мн. наук (физики, астрофизики, химии, биологии) и его широкое применение в технике. Рассмотрению связанных с этим вопросов посвящены статьи: *Солнечный ветер*, *Земной магнетизм*, *Магнитосфера*, *Магнитное поле*, *Магнитная гидродинамика*, *Магнитная структура атомная*, *Магнитные материалы*, *Магнит постоянный* и др.

Магнетизм веществ. Макроскопич. описание магн. свойств в-в обычно проводится в рамках теории эл.-магн. поля (см. *Максвелла уравнения*), *термодинамики* и *статистической физики*. Одной из осн. макроскопич. хар-к магнетика, определяющих его термодинамич. состояние, явл. вектор намагниченности $\boldsymbol{J}$ (суммарный магн. момент ед. объёма магнетика). Вектор $\boldsymbol{J}$ — ф-ция напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$. Графически зависимость $J(H)$ изображается к р и в о й н а м а г н и ч и в а н и я, имеющей разл. вид у разных магнетиков. В ряде в-в между J и H существует линейная зависимость: $J=\varkappa H$, где $\varkappa$ — *магнитная восприимчивость* ед. объёма в-ва (у диамагнетиков $\varkappa<0$, у парамагнетиков $\varkappa>0$). У ферромагнетиков J связана с H нелинейно; у них восприимчивость зависит не только от темп-ры T и свойств вещества, но и от поля H.

Термодинамически намагниченность J магнетика определяется через *потенциал термодинамический* $\Phi(H, T, p)$ по ф-ле: $J=-(\partial\Phi/\partial H)_{T,p}$ (p — давление). В свою очередь, расчёт $\Phi(H, T, p)$ основан на соотношении Гиббса — Богуславского: $\Phi=-kT\ln Z(H, T, p)$, где $Z(H, T, p)$ — *статистическая сумма*.

Из общих положений классич. статистич. физики следует, что электронные системы не могут обладать термодинамически устойчивым магн. моментом (*Бора — ван-Лёвен теорема*), но это противоречит опыту. *Квантовая механика*, объяснившая устойчивость атома, дала объяснение и М. атомов и макроскопич. тел. М. атомов и молекул обусловлен спиновыми магн. моментами их эл-пов, движением эл-нов в оболочках атомов и молекул (т. н. о р б и т а л ь н ы м М.), спиновым и орбитальным М. нуклонов ядер. В многоэлектронных атомах сложение орбитальных и спиновых магн. моментов производится по законам пространств. квантования — результирующий магн. момент μ_j определяется полным угловым *квантовым числом* j и равен: $\mu_j=g_j\sqrt{j(j+1)}\mu_Б$, где g_j — *Ланде множитель*, $\mu_Б$ — *магнетон* Бора.

У атомов инертных газов (He, Ar, Ne и др.) электронные оболочки магнитно нейтральны (их суммарный магн. момент равен нулю). Во внеш. магн. поле инертные газы проявляют диамагн. св-ва. Электронная оболочка атомов щелочных металлов (Li, Na, K и др.) обладает лишь спиновым магн. моментом валентного эл-на, орбитальный магн. момент этих атомов равен нулю. В результате атомы щелочных металлов парамагнитны. У атомов переходных металлов [Fe, Co, Ni, редкоземельных металлов (РЗМ) и др.] не достроены d- и f-слои их электронных оболочек. Спиновые и орбитальные магн. моменты эл-нов этих слоёв не скомпенсированы, что приводит к существованию у изолированных атомов Fe, Co, Ni и РЗМ значит. магн. момента.

Магн. свойства в-в определяются природой ат. носителей М. и хар-ром их вз-ствий. Даже в-во одного и того же хим. состава в зависимости от внеш. условий, а также крист. или фазовой структуры (напр., степени упорядочения атомов в сплавах и т. п.) может обладать разл. магн. св-вами. Напр., Fe, Co и Ni в крист. состоянии ниже определ. темп-ры (*Кюри точка*) обладают ферромагн. св-вами, выше точки Кюри они парамагнитны. То же наблюдается и у антиферромагнетиков, их критич. темп-ру наз. *Нееля точкой*. У нек-рых РЗМ между ферро- и парамагнитной температурными областями существует антиферромагн. область.

Количественно вз-ствие между ат. носителями М. в в-ве можно охарактеризовать величиной энергии этого вз-ствия $\varepsilon_{вз}$, рассчитанной на отд. пару частиц — носителей магн. момента. Энергию $\varepsilon_{вз}$, обусловленную электрич. и магн. вз-ствием ч-ц, можно сопоставить с величинами энергий др. ат. вз-ствий: с энергией ч-цы, имеющей

магн. момент порядка $\sim\mu_Б$ в нек-ром эффективном магн. поле $H_{эфф}$, т. е. с $\varepsilon_H=\mu_Б H_{эфф}$, и со ср. энергией теплового движения ч-цы при нек-рой эффективной критич. темп-ре $T_к$, т. е. $\varepsilon_T=kT_к$ ($H_{эфф}$ и $T_к$ служат мерами энергии вз-ствия ч-ц). При значениях напряжённости внеш. поля $H<H_{эфф}$ или при темп-рах $T<T_к$ будут сильно проявляться магн. свойства в-ва, обусловленные внутр. вз-ствиями ат. носителей М. (т. н. «сильный» М. в-в). Наоборот, в областях $H\gg H_{эфф}$ или $T\gg T_к$ будут доминировать внеш. факторы — темп-ра или поле, подавляющие эффекты внутр. вз-ствия («слабый» М. в-в). Эта классификация формальна, т. к. не вскрывает физ. природы $H_{эфф}$ и $T_к$. Для полного выяснения природы магн. свойств в-ва необходимо знать не только величину энергии $\varepsilon_{вз}$ по сравнению с ε_T или ε_H, но также и её физ. происхождение и хар-р магн. момента носителей (орбитальный или спиновый). Если исключить случай ядерного М., то в электронных оболочках атомов и молекул, а также в электронной системе конденсированных в-в (жидкости, кристаллы) действуют два типа сил — электрические и магнитные. Мерой электрич. вз-ствия может служить электростатич. энергия $\varepsilon_{эл}$ двух эл-нов, находящихся на ат. расстоянии a ($a\sim10^{-8}$ см): $\varepsilon_{эл}\sim e^2/a=2{,}57\cdot10^{-11}$ эрг. Мерой магн. вз-ствия служит энергия связи двух микрочастиц, обладающих магн. моментами $\mu_Б$ и находящихся на расстоянии a, т. е. $\varepsilon_{магн}\sim\mu_Б^2/a^3\approx10^{-15}$ эрг. Т. о., $\varepsilon_{эл}$ превосходит энергию $\varepsilon_{магн}$ на три-четыре порядка. В связи с этим сохранение намагниченности ферромагнетиками (Fe, Co, Ni) до темп-р $T\sim1000$ К может быть обусловлено только электрич. вз-ствием, т. к. при энергии $\varepsilon_{магн}\sim10^{-16}$ эрг тепловое движение разрушило бы ориентирующее действие магн. сил уже при 1 К. Согласно квант. механике, наряду с кулоновским электростатич. вз-ствием заряж. ч-ц существует также чисто квантовое электростатическое *обменное взаимодействие*, зависящее от взаимной ориентации магн. моментов эл-нов. Эта часть вз-ствия, электростатическая по своей природе, оказывает существ. влияние на магн. состояние электронных систем. В частности, это вз-ствие благоприятствует упорядоченной ориентации магн. моментов ат. носителей М. Верхний предел энергии обменного вз-ствия $\varepsilon_{об}\sim10^{-13}$ эрг.

Значение $\varepsilon_{об}>0$ соответствует параллельной ориентации ат. магн. моментов, т. е. самопроизвольной (спонтанной) намагниченности ферромагнетиков. При $\varepsilon_{об}<0$ имеет место тенденция к антипараллельной ориентации соседних магн. моментов, характерной для ат. магн. структуры антиферромагнетиков. В кристаллах сплавов и соединений возможно т. н. смешанное обменное вз-ствие, когда между разл. узлами крист. решётки знаки $\varepsilon_{об}$ противоположны. Изложенное позволяет провести следующую физ. классификацию магн. свойств в-в.

I. Магнетизм слабо взаимодействующих частиц ($\varepsilon_{вз}\ll\mu_Б H$ или $\varepsilon_{вз}\ll kT$).

Преобладание диамагнетизма. К в-вам с диамагн. св-вами относятся: а) все инертные газы, а также газы, атомы или молекулы к-рых не имеют собственного результирующего магн. момента. Их магн. восприимчивость отрицательна и очень мала по абс. величине [молярная восприимчивость χ порядка $-(10^{-7}-10^{-5})$]; от темп-ры она практически не зависит; б) органич. соединения с неполярной связью, в к-рых молекулы или радикалы либо не имеют магн. момента, либо парамагн. эффект в них подавлен диамагнитным; у этих соединений χ порядка -10^6 и также практически не зависит от темп-ры, но обладает заметной анизотропией (см. *Магнитная анизотропия*); в) жидкие и крист. в-ва: нек-рые металлы (Zn, Au, Hg и др.); р-ры, сплавы и хим. соединения (напр., галогены) с преобладанием диамагнетизма ионных остовов (ионы, подобные атомам инертных газов, Li^+, Be^{2+}, Al^{3+}, Cl^- и т. п.). М. этой группы в-в похож на М. «классич.» диамагн. газов.

Преобладание парамагнетизма характерно: а) для свободных атомов, ионов и молекул, обладающих результирующим магн. моментом. Парамагнитны газы O_2, NO, пары щелочных и переходных металлов. Восприимчивость их $\chi\sim10^{-3}-10^{-5}$ и при не очень низких темп-рах и не очень сильных магн. полях ($\mu_Б H/kT\ll1$) не зависит от поля H, но существенно зависит от темп-ры — для χ имеет место *Кюри закон*: $\chi=C/T$, где C — постоянная Кюри; б) для ионов переходных элементов в жидкой фазе, а также в кристаллах при условии, что магнитно-активные ионы слабо взаимодействуют друг с другом и их ближайшее окружение в конденсиров. фазе слабо влияет на их парамагнетизм. При условии $\mu_Б H/kT\ll1$ их восприимчивость χ не зависит от H, но зависит от T — имеет место *Кюри—Вейса закон*: $\chi=C'/(T-\Delta)$, где C' и Δ — константы в-ва; в) для ферро- и антиферромагн. в-в выше точки Кюри ϑ.

II. Магнетизм электронов проводимости в металлах и полупроводниках.

Парамагнетизм электронов проводимости (спиновый парамагнетизм) наблюдается у щелочных (Li, K, Na и др.), щёлочноземельных (Ca, Cr, Ba, Ra) и переходных металлов (элементов с недостроенными $3d$-, $4d$- и $5d$-оболочками, кроме Fe, Ni, Co и Mn, Cr). Восприимчивость их мала ($\chi\sim10^{-5}$), не зависит от поля и слабо меняется с темп-рой. У ряда металлов (Cu, Ag, Au и др.) этот парамагнетизм маскируется более сильным диамагнетизмом ионных остовов.

Диамагнетизм электронов проводимости в металлах (*Ландау диамагнетизм*) присущ всем металлам, но в большинстве случаев его маскирует либо более сильный спиновый электронный парамагнетизм, либо диа- или парамагнетизм ионных остовов.

Пара- и диамагнетизм электронов проводимости в полупроводниках. По сравнению с металлами в ПП мало эл-нов проводимости, но число их растёт с повышением темп-ры; χ в этом случае также зависит от T.

М. сверхпроводников обусловлен электрич. токами, текущими в тонком поверхностном слое толщиной $\sim10^{-5}$ см. Эти токи экранируют толщу сверхпроводника от внеш. магн. полей, поэтому в массивном сверхпроводнике при $T<T_к$ магн. поле равно нулю (*Мейснера эффект*).

III. Магнетизм веществ с атомным магнитным порядком ($\varepsilon_{вз}\gg\mu_Б H$ или $\varepsilon_{вз}\gg kT$).

Ферромагнетизм имеет место в в-вах с положительной обменной энергией ($\varepsilon_{об}>0$): в кристаллах Fe, Co, Ni, ряде РЗМ (Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb), в сплавах и соединениях с участием этих элементов, а также в сплавах Cr, Mn и в соединениях U. Для ферромагнетизма характерна самопроизвольная намагниченность при темп-рах $T<\theta$, при $T>0$ ферромагнетики переходят либо в парамагнитное, либо в антиферромагн. состояние (последнее наблюдается, напр., в некрых РЗМ). Однако из опыта известно, что в отсутствии внеш. поля ферромагн. тела не обладают результирующей намагниченностью (если исключить вторичное явление остаточной намагниченности). Это объясняется тем, что при $H=0$ ферромагнетик разбивается на большое число микроскопич. областей самопроизвольного намагничивания — *домёнов*. Векторы намагниченности отд. доменов ориентированы так, что суммарная намагниченность ферромагнетика равна нулю. Во внеш. поле доменная структура изменяется, ферромагн. образец приобретает результирующую намагниченность (см. *Намагничивание*).

Антиферромагнетизм имеет место в в-вах с отрицательной обменной энергией ($\varepsilon_{об}<0$): в кристаллах Cr и Mn, ряде РЗМ (Ce, Pr, Nd, Sm, Eu), а также в многочисл. соединениях и сплавах с участием элементов переходных групп.

Крист. решётка этих в-в разбивается на т. н. *подрешётки магнитные*, векторы самопроизвольной намагниченности J_{ki} к-рых либо антипараллельны (коллинеарная антиферромагн. связь), либо направлены друг к другу под углами, отличными от 0 и 180° (неколлинеарная связь, см. *Магнитная структура атомная*). Если суммарный момент всех магн. подрешёток в

антиферромагнетике равен нулю, то имеет место скомпенсиров. антиферромагнетизм; если же имеется отличная от нуля разностная самопроизвольная намагниченность, то наблюдается нескомпенсиров. антиферромагнетизм, или ферримагнетизм, к-рый реализуется гл. обр. в кристаллах окислов металлов с крист. решёткой типа шпинели, граната, перовскита и др. минералов (их наз. ферритами). Эти в-ва по электрич. св-вам — ПП и диэлектрики, по магн. св-вам они похожи на обычные ферромагнетики. При нарушении компенсации магн. моментов в антиферромагнетиках из-за слабого вз-ствия между ат. носителями М. в ряде случаев возникает очень малая самопроизвольная намагниченность в-в (~0,1% от обычных значений для ферро- и ферримагнетиков), к-рые наз. слабыми ферромагнетиками (напр., гематит α-Fe_2O_3, карбонаты ряда металлов, ортоферриты; см. *Слабый ферромагнетизм*). Существует различие в хар-ре ат. носителей магн. момента в ферро- и антиферромагнитных d- и f-металлах, металлич. сплавах и соединениях и непроводящих кристаллах. В d-металлах и сплавах осн. носителями ат. магн. момента явл. эл-ны бывшего недостроенного d-слоя изолиров. атомов. Обусловленный ими ферро- или антиферромагнетизм связан с проявлением обменного вз-ствия в системе коллективизированных d-электронов.

В 4 f-металлах и диэлектрич. кристаллах упорядоченные ат. магн. структуры образованы магн. моментами, локализованными вблизи узлов крист. решётки, занятых магнитноактивными ионами.

Существует также упорядоченный М. в аморфных тв. телах (в переохлаждённых жидкостях, т. н. *металлических стёклах*), обладающих рядом специфич. св-в, отличных от магн. св-в крист. магнетиков.

Большой интерес представляют также в-ва, названные спиновыми стёклами, в к-рых имеется ат. упорядочение, но отсутствует упорядочение локализованных атомных спиновых или орбитальных магн. моментов.

Магн. состояние ферро- или антиферромагнетика во внеш. магн. поле H определяется, помимо величины поля, ещё и предшествующими состояниями магнетика (магн. предысторией образца). Это явление наз. *гистерезисом*. Магн. гистерезис проявляется в неоднозначности зависимости J от H (в наличии петли гистерезиса). Благодаря гистерезису для размагничивания образца оказывается недостаточным устранить внеш. поле, при $H=0$ образец сохранит остаточную намагниченность J_r. Для размагничивания образца нужно приложить обратное магн. поле H_c, к-рое наз. *коэрцитивной силой*. В зависимости от значения H_c различают магнитно-мягкие материалы ($H_c<800$ А/м или 10 Э) и магнитно-твёрдые, или высококоэрцитивные, материалы ($H_c>4$ кА/м или 50 Э). J_r и H_c зависят от темп-ры и, как правило, убывают с её повышением, стремясь к нулю с приближением T к θ.

Научные и технические проблемы магнетизма. Осн. науч. проблемами совр. учения о М. являются: 1) выяснение природы обменного вз-ствия и вз-ствий, обусловливающих анизотропию в разл. типах магнитоупорядоченных кристаллов; объяснение спектров элем. магн. возбуждений (*магнонов*) и механизмов их вз-ствия между собой, а также с *фононами*, эл-нами проводимости и др.; 2) создание теории перехода из парамагнитного в ферромагн. состояние. Исследование М. в-в применяется как средство изучения хим. связей и структуры молекул (магнетохимия). Изучение диа- и парамагн. св-в газов, жидкостей, р-ров, соединений в тв. фазе позволяет разобраться в деталях физ. и хим. процессов, протекающих в этих телах, и в их структуре. Изучение магн. динамич. хар-к (*магнитного резонанса* и релаксац. процессов) помогает понять кинетику многих физ. и физ.-хим. процессов в разл. в-вах. Интенсивно развивается магнитобиология.

К важнейшим проблемам М. косм. тел относятся: выяснение происхождения магн. полей Земли, планет, Солнца, звёзд (в частности, *пульсаров*), внегалактич. радиоисточников (радиогалактик, *квазаров* и др.), а также роли магн. полей в косм. пр-ве.

Проблемы техн. применения М. входят в число важнейших проблем электротехники, радиотехники, электроники, приборостроения и вычислит. техники, навигации, автоматики и телемеханики. В технике широкое применение нашли магн. дефектоскопия и магн. методы контроля. *Магнитные материалы* идут на изготовление магнитопроводов генераторов, моторов, трансформаторов, реле, магн. усилителей, элементов магн. памяти, стрелок компасов, лент магн. записи и т. д.

Историческая справка. Первые письменные свидетельства о М. (Китай) имеют более чем двухтысячелетнюю давность. В них упоминается о применении естеств. пост. магнитов в кач-ве компасов. В работах древнегреч. и римских учёных есть упоминание о притяжении и отталкивании магнитов и о намагничивании в присутствии магнита железных опилок (напр., у рим. поэта и философа-материалиста Лукреция в поэме «О природе вещей», 1 в. до н. э.). В эпоху средневековья в Европе стал широко применяться магн. компас (с 12 в.), были предприняты попытки эксперим. изучения св-в магнитов разной формы (франц. учёный Пьер де Марикур, 1269). Результаты исследований М. в эпоху Возрождения были обобщены в труде англ. физика У. Гильберта «О магните, магнитных телах и о большом магните — Земле» (1600). Гильберт показал, в частности, что Земля — магн. диполь, и доказал невозможность разъединения двух разноимённых полюсов магнита. Далее учение о М. развивалось в работах франц. учёного Р. Декарта, рус. учёного Ф. Эпинуса и франц. физика Ш. Кулона. Декарт был автором первой подробной метафиз. теории М. и геомагнетизма («Начала философии», ч. 4, 1644); он исходил из существования особой магн. субстанции, обусловливающей своим присутствием и движением М. тел.

В трактате «Опыт теории электричества и магнетизма» (1759) Эпинус подчеркнул аналогию между электрич. и магн. явлениями. Эта аналогия, как показал Кулон (1785—89), имеет определённое количеств. выражение: вз-ствие точечных магн. полюсов подчиняется тому же закону, что и вз-ствие точечных электрич. зарядов (*Кулона закон*). В 1820 дат. физик Х. Эрстед открыл магн. поле электрич. тока. В том же году франц. физик А. Ампер установил законы магн. вз-ствия токов, эквивалентность магн. св-в кругового тока и тонкого плоского магнита; М. он объяснял существованием мол. токов. В 30-х гг. 19 в. нем. учёные К. Гаусс и В. Вебер развили матем. теорию геомагнетизма и разработали методы магн. измерений.

Новый этап в изучении М. начинается с работ англ. физика М. Фарадея, к-рый дал последоват. трактовку явлений М. на основе представлений о реальности эл.-магн. поля. Ряд важнейших открытий в области электромагнетизма (эл.-магн. индукция — Фарадей, 1831; правило Ленца — Э. Х. Ленц, 1833, и др.), обобщение открытых эл.-магн. явлений в трудах англ. физика Дж. К. Максвелла (1872), систематич. изучение св-в ферромагнетиков и парамагнетиков (А. Г. Столетов, 1872; франц. физик П. Кюри, 1895, и др.) заложили основы совр. макроскопич. теории М.

Изучение М. на микроскопич. уровне стало возможно после открытия электронно-ядерной структуры атомов. На основе классич. электронной теории голл. физика Х. А. Лоренца франц. учёный П. Ланжевен в 1905 построил теорию диамагнетизма, а также квазиклассич. теорию парамагнетизма. В 1892 рус. учёный Б. Л. Розинг и в 1907 П. Вейс (Франция) высказали идею о существовании внутр. мол. поля, обусловливающего св-ва ферромагнетиков. Открытие электронного спина и его М. (С. Гаудсмит, Дж. Ю. Уленбек, США, 1925), создание квант. механики привели к развитию квант. теории диа-, пара- и ферромагнетизма. На основе квантовомеханич. представлений (пространств. квантования) франц. физик Л. Бриллюэн в 1926 нашёл зависимость намагниченности парамагнетиков от внеш. магн. поля и темп-ры. Нем. физик Ф. Хунд в 1927 провёл сравнение экс-

перим. и теор. значений эфф. магн. моментов ионов в разл. парамагн. солях, что привело к выяснению влияния электрич. полей парамагн. кристалла на «замораживание» орбит. моментов ионов. Исследования этого явления позволили установить, что намагниченность кристалла определяется почти исключительно спиновыми моментами (У. Пенни и Р. Шлапп; Дж. Ван Флек, США, 1932). В 30-х гг. была построена квантовомеханич. теория магн. св-в свободных эл-нов (парамагнетизм Паули, 1927; *Ландау диамагнетизм*, 1930). Существ. значение для дальнейшего развития теории парамагнетизма имело предсказанное Я. Г. Дорфманом (1923) и затем открытое Е. К. Завойским (1944) явление *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР).

Созданию квант. теории ферромагнетизма предшествовали работы нем. физика Э. Изинга (1925, двухмерная модель ферромагнетиков), Я. Г. Дорфмана (1927, им была доказана немагн. природа мол. поля), нем. физика В. Гейзенберга (1926, квантовомеханич. расчёт атома гелия), нем. физиков В. Гейтлера и Ф. Лондона (1927, расчёт молекулы водорода). В двух последних работах был использован открытый в квант. механике эффект обменного взаимодействия эл-нов (П. Дирак, Великобритания, 1926) в оболочке атомов и молекул и установлена его связь с магн. св-вами электронных систем, подчиняющихся Ферми — Дирака статистике (*Паули принцип*). Квант. теория ферромагнетизма была начата работами Я. И. Френкеля (1928, коллективизиров. модель) и Гейзенберга (1928, модель локализов. спинов). Рассмотрение ферромагнетизма как квантового кооперативного явления (амер. физики Ф. Блох, Дж. Слейтер, 1930) привело к открытию *спиновых волн*. В 1932—33 франц. физик Л. Неель и Л. Д. Ландау предсказали существование антиферромагнетизма. Изучение новых классов магн. в-в — антиферромагнетиков и ферритов — позволило глубже понять природу М. Была выяснена роль магнитоупругой энергии в происхождении энергии магн. анизотропии, построена теория доменной структуры и освоены методы её эксперим. изучения.

Развитию теории М. в значит. мере способствовало создание новых эксперим. методов исследования в-в. Нейтронографич. методы позволили определить типы ат. магн. структур. *Ферромагнитный резонанс*, первоначально открытый и исследованный в работах В. К. Аркадьева (1913), а затем Дж. Гриффитса (США, 1946), и *антиферромагнитный резонанс* (К. Гортер и др., 1951) позволили начать эксперим. исследования процессов магн. релаксации, а также дали независимый метод определения эфф. полей анизотропии в ферро- и антиферромагнетиках. Физ. методы исследований, основанные на явлении *ядерного магнитного резонанса* (Э. Пёрселл и др., США, 1946) и *Мёссбауэра эффекте* (1958), значительно углубили знания о распределении спиновой плотности в в-ве, особенно в металлич. ферромагнетиках. Наблюдение рассеяния нейтронов и света позволили для ряда в-в определить спектры спиновых волн. Параллельно с эксперим. работами развивались и разл. аспекты теории М.: магн. симметрии кристаллов, ферромагнетизма коллективизированных эл-нов, *фазовых переходов* II рода и *критических явлений*, а также модели одномерных и двухмерных ферро- и антиферромагнетиков.

Успехи в изучении природы магн. явлений позволили осуществить синтез новых перспективных магн. материалов: ферритов для ВЧ и СВЧ устройств, высококоэрцитивных соединений типа $SmCo_5$ (см. *Магнит постоянный*), прозрачных ферромагнетиков, аморфных магнетиков (в т. ч. спиновых стёкол, в к-рых наблюдается беспорядочное распределение ориентаций ат. магн. моментов по узлам крист. решётки), ферро- и антиферромагн. аморфных материалов (т. н. *металлических стёкол*, или метглассов) и др.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Уайт Р.-М., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., М., 1972; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Маттис Д., Теория магнетизма. Введение в изучение кооперативных явлений, пер. с англ., М., 1967. *С. В. Вонсовский.*

МАГНЕТИК, термин, применяемый ко всем в-вам при рассмотрении их магн. св-в. Разнообразие типов М. обусловлено различием магн. св-в микрочастиц, образующих в-во, а также хар-ра вз-ствия между ними. М. классифицируют по величине и знаку их *магнитной восприимчивости* $\varkappa$ (в-ва с $\varkappa<0$ наз. *диамагнетиками*, с $\varkappa>0$ — *парамагнетиками*, с $\varkappa\gg1$ — *ферромагнетиками*). Более глубокая физ. классификация М. основана на рассмотрении природы микрочастиц, обладающих магн. моментами, их вз-ствия, *магнитной структуры атомной* в-ва, а также влияния на М. внеш. факторов (см. *Магнетизм*).

МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, изменение темп-ры *магнетика* при адиабатич. изменении напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$, в к-ром находится магнетик. С изменением поля на $d\boldsymbol{H}$ совершается работа намагничивания $\delta A=\boldsymbol{J}d\boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{J}$ — *намагниченность*). По *первому началу термодинамики* $\delta A=\delta Q-dU$, где δQ — сообщённое магнетику кол-во теплоты (в условиях адиабатичности оно равно нулю), dU — изменение *внутренней энергии* магнетика. Т. о., при $\delta Q=0$ работа совершается лишь за счёт изменения внутр. энергии ($\delta A=-dU$), что приводит к изменению темп-ры магнетика, если его внутр. энергия зависит от темп-ры T. В пара- и ферромагнетиках с ростом $\boldsymbol{H}$ намагниченность $\boldsymbol{J}$ увеличивается, т. е. растёт число атомных магн. моментов (спиновых или орбитальных), параллельных $\boldsymbol{H}$. В результате энергия пара- и ферромагнетиков по отношению к полю и их внутр. энергия *обменного взаимодействия* уменьшаются. С другой стороны, внутр. энергия пара- и ферромагнетиков увеличивается с увеличением T. Поэтому на основании *Ле Шателье—Брауна принципа* при *намагничивании* должно происходить нагревание пара- и ферромагнетиков. Для ферромагнетиков этот эффект максимален вблизи точки Кюри, для парамагнетиков М. э. растёт с понижением темп-ры. При адиабатич. уменьшении поля происходит частичное или полное (при выключении поля) разрушение упорядоченной ориентации моментов за счёт внутр. энергии, что приводит к охлаждению магнетика (см. *Магнитное охлаждение*).

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. *С. В. Вонсовский.*

МАГНЕТОН, единица *магнитного момента*, принятая в ат. и яд. физике, физике тв. тела, элем. ч-ц и т. д. Магн. момент ат. систем, обусловленный в осн. орбитальным движением и *спином* эл-нов, измеряется в магнетонах Бора:

$$\mu_Б=\frac{e\hbar}{2mc}\approx 9{,}274\cdot10^{-21}\ \text{эрг/Гс} \quad (1)$$

(e — абс. величина электрич. заряда, m — масса эл-на). В яд. физике магн. моменты измеряются в ядерных магнетонах, отличающихся от $\mu_Б$ заменой массы эл-на m на массу протона M:

$$\mu_я=\frac{e\hbar}{2Mc}\approx 5{,}051\cdot10^{-24}\ \text{эрг/Гс}. \quad (2)$$

Физ. смысл величины $\mu_Б$ легко понять из полуклассич. рассмотрения движения эл-на по круговой орбите радиуса r со скоростью v. Такая система аналогична витку с током, сила I к-рого равна заряду, делённому на период вращения: $I=ev/2\pi r$. Согласно классич. электродинамике, магнитный момент витка с током, охватывающего площадь S, равен в *СГС системе единиц* (Гауссовой): $\mu=IS/c=evr/2c$, или $\mu=eM_{lz}/2mc$, где $M_{lz}=mvr$ — орбит. момент кол-ва движения эл-на. Если учесть, что в квант. механике проекция орбит. момента M_{lz} кратна постоянной Планка, $M_{lz}=|m_l|\hbar$, где $m_l=0,\pm1,\pm2,\ldots$, то получится выражение:

$$\mu=\frac{e\hbar}{2mc}|m_l|=\mu_Б|m_l|. \quad (3)$$

Т. о., магн. момент эл-на, находящегося в состоянии с проекцией орбитального момента M_{lz}, кратен магнетону Бора, к-рый в данном случае играет роль элем. магн. момента — «кванта» магн. момента эл-на.

Помимо орбит. момента кол-ва движения, эл-н обладает собств. механич. моментом — спином s, проекция к-рого $|m_s|=1/2$ (в единицах $\hbar$). Спиновый магн. момент $\mu_s=2\mu_E|m_s|$, т. е. в 2 раза больше величины, к-рую следовало ожидать на основании ф-лы (3), но т. к. $|m_s|=1/2$, то μ_s эл-на также равен магнетону Бора: $\mu_s=\mu_B$. Этот факт непосредственно вытекает из релятив. квант. теории эл-на, в основе к-рой лежит *Дирака уравнение*.

Ядерный М. имеет аналогичный смысл: это магн. момент, создаваемый движением протона с проекцией орбит. момента $|m_{lz}|=1$. Однако собств. магн. моменты яд. ч-ц — протона и нейтрона, обладающих, как и эл-н, спином $1/2$, значительно отличаются от тех значений, к-рые они должны бы иметь по теории Дирака. Аномальные магн. моменты этих ч-ц, а также др. *адронов* обусловлены их *сильным взаимодействием*. *Д. В. Гальцов.*

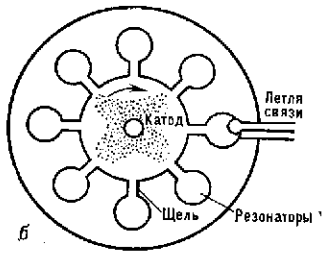
МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕ́НИЕ, относительное изменение уд. электрич. сопротивления ρ проводника в магн. поле $\boldsymbol{H}$ к его уд. сопротивлению ρ_0 в отсутствии поля. Различают поперечное М. $\Delta\rho_\perp/\rho_0=\frac{\rho_\perp-\rho_0}{\rho_0}$ и продольное $\Delta\rho_\parallel/\rho_0=\frac{\rho_\parallel-\rho_0}{\rho_0}$ (см. *Магниторезистивный эффект*).

МАГНЕ́ТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, возникновение в кристаллах намагниченности $\boldsymbol{J}$ при помещении их в электрич. поле $\boldsymbol{E}$ ($J=\alpha E$). М. э. возможен только в магнитоупорядоченных кристаллах (антиферро-, ферри- и ферромагнетиках). На возможность существования М. э. указали впервые Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц (1957). И. Е. Дзялошинский (1959) на основании данных о магн. симметрии кристаллов предсказал, в каких из известных антиферромагнетиков должен наблюдаться М. э. Экспериментально эффект был открыт Д. Н. Астровым (1960) в антиферромагнитном кристалле Cr_2O_3. Величина М. э. мала. Макс. значение коэф. α для Cr_2O_3 составляет $\sim 2\cdot10^{-6}$. Существует и обратный эффект — возникновение электрич. поляризации $\boldsymbol{P}$ при помещении кристалла в магн. поле $\boldsymbol{H}$ ($P=\alpha H$).

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Антиферромагнетизм и ферриты, М., 1962 (Итоги науки. Физико-математические науки, т. 4).

А. С. Боровик-Романов.

МАГНЕТРО́Н, многорезонаторный прибор для генерации эл.-магн. колебаний СВЧ, основанный на вз-ствии эл-нов, движущихся в магн. поле по криволинейным траекторнам с возбуждаемым эл.-магн. полем. Анод М.— массивный полый цилиндр, во внутр. части к-рого вырезаны *объёмные резонаторы* со щелями, выходящими на внутр. поверхность цилиндра (рис., *а*). По оси цилиндра расположен катод. Под действием магн. поля $\boldsymbol{H}$, направленного вдоль оси цилиндра, траектория эл-нов, вылетающих с катода, искривляется. Когда в резонаторах возбуждаются колебания, то около щелей возникает переменное электрическое поле. Под воздействием СВЧ поля и скрещенных статических электрич. и магн. полей вылетающие с катода эл-ны образуют сгустки («спицы», рис., *б*).

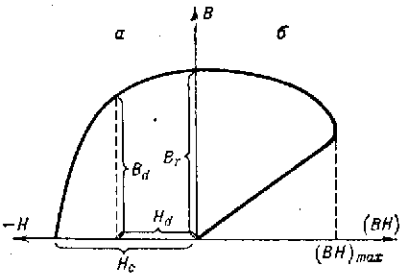


Эл-ны в сгустках при вз-ствии с тормозящим СВЧ полем отдают полю потенциальную энергию и приближаются к аноду. На анод они попадают, отдав эл.-магн. полю почти всю энергию, что обусловливает высокий (до 90%) кпд. Существуют М.— усилители с разомкнутой цепочкой резонаторов (амплитроны и др.). М. способны генерировать колебания вплоть до миллиметрового диапазона эл.-магн. волн и отдавать мощности до тыс. квт в импульсном режиме.

● Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 2, М., 1972; Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А., Лекции по сверхвысокочастотной электронике, М., 1973; Кукарин С. В., Электронные СВЧ приборы, 2 изд., М., 1981.

МАГНИ́Т ПОСТОЯ́ННЫЙ, изделие определённой формы (в виде подковы, полосы и др.) из предварительно намагниченных ферромагнитных или ферримагнитных материалов, способных сохранять большую *магнитную индукцию* после устранения намагничивающего поля (т. н. *магнитно-твёрдых материалов*). М. п. широко применяются как автономные источники пост. магн. поля в электротехнике, радиотехнике, автоматике.

Св-ва М. п. определяются характером размагничивающей ветви петли магн. *гистерезиса* материала, из к-рого М. п. изготовлен. Чем больше *коэрцитивная сила* H_c и остаточная магн. индукция B_r материала (рис.), тем больше он подходит для М. п. Индукция в М. п. может равняться наибольшей остаточной индукции B_r лишь в том случае, если он представляет собой замкнутый магнитопровод. Обычно же М. п. служит для создания магн. потока в возд. зазоре, напр. между полюсами подковообразного магнита. Возд. зазор уменьшает индукцию (и намагниченность) М. п.; влияние зазора подобно действию некого внеш. размагничивающего поля H_d. Значение поля H_d, уменьшающего остаточную индукцию B_r до значения B_d (рис.), определяется конфигурацией М. п. (см. *Размагничивающий фактор*). Т. о., при помощи М. п. могут быть созданы магн. поля, ин-



Кривые размагничивания (*а*) и магнитной энергии (*б*) ферромагнетика: B_r — остаточная магнитная индукция; H_c —коэрцитивная сила; H_d — размагничивающее поле; B_d — индукция в поле H_d.

дукция к-рых $B \leqslant B_r$. Действие М. п. наиболее эффективно в том случае, если его состояние соответствует точке кривой размагничивания, где максимально значение $(BH)_{max}$, т. е. максимальна магн. энергия ед. объёма материала.

М. п. изготовляют из сплавов на основе Fe, Co, Ni, Al, гексагональных *ферритов* и др. К наиболее эффективным материалам для М. п. относятся ферримагнитные интерметаллич. соединения редкоземельных металлов

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ (данные усреднены)

Материал	H_c, Э	B_r, Гс	$(BH)_{max}$ 10^6, Гс·Э	Дата первого применения
Углеродистая сталь	50	10000	0,26	1880
Кобальтовая сталь	240	9200	0,9	1917
Сплав Fe—Ni—Al	480	6100	1,05	1933
Бариевый гексагональный феррит	1800	2000	0,9	1952
Сплав Pt—Co	4300	6500	9,5	1958
Соединение $SmCo_5$	9500	9000	20,0	1968

Sm и Nd с Co (типа $SmCo_5$). Эти соединения обладают рекордно высокой величиной $(BH)_{max}$ (табл.).

Важным условием для достижения наивысших магн. характеристик М. п. явл. его предварит. намагничивание до состояния *магнитного насыщения*. Другое важное условие — неизменность магн. св-в со временем, отсутствие *магнитного старения*. М. п., изготовленные из материалов, склон-

ных к магн. старению, подвергают спец. обработкам (термической, перем. магн. полем и др.), стабилизирующим состояние магнитов.

● Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Постоянные магниты. Справочник, пер. с англ., М.—Л., 1963; Преображенский А. А., Кавалерова Л. А., Стабильность постоянных магнитов, в кн.: Энциклопедия измерений, контроля, автоматизации, в. 14, М., 1970; Белов К. П., Редкоземельные магнитные материалы, «УФН», 1972, т. 106, в. 2.

МАГНИТ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ,

соленоид или электромагнит с обмоткой из сверхпроводящего материала. Обмотка в состоянии *сверхпроводимости* обладает нулевым омич. сопротивлением. Если она замкнута накоротко, то наведённый в ней электрич. ток циркулирует, практически не изменяясь, сколь угодно долго и его магн. поле остаётся стабильным (лишённым пульсаций). Совр. М. с. позволяют получать поля до 150—200 кГс.

Обмотка М. с. теряет сверхпроводимость при повышении темп-ры выше *критической температуры* $T_к$ сверхпроводника, при достижении в обмотке критич. тока $I_к$ или *критического магнитного поля* $H_к$. Учитывая это, для обмоток М. с. применяют материалы с высокими значениями $T_к$, $I_к$ и $H_к$ (табл.).

Для предотвращения потери сверхпроводимости отд. участками обмотки обмоточные материалы выпускаются в виде проводов и шин, состоящих из тонких жил сверхпроводника в матрице норм. металла с высокой электро- и теплопроводностью (Cu или Al). Жилы делают не толще неск. десятков мкм, что снижает тепловыделение в обмотке при проникновении в неё растущего с током магн. поля. Кроме того, весь проводник при изготовлении скручивают вдоль оси, что способствует уменьшению токов, наводящихся в сверхпроводящих жилах и замыкающихся через металл матрицы. Обмоточные материалы из хрупких интерметаллич. соединений Nb_3Sn и V_3Ga выпускают в виде лент из Nb или V толщиной 10—20 мкм со слоями интерметаллич. соединений (2—3 мкм) на обеих поверхностях. Такая лента для упрочнения покрывается тонким слоем меди или нержавеющей стали.

Сравнительно небольшие М. с. (с энергией магн. поля до неск. сотен кДж) изготовляют с плотно намотанной обмоткой, содержащей 30—50% сверхпроводника в сечении провода. У крупных М. с., с энергией поля в десятки и сотни МДж, проводники (шины) в своём сечении содержат 5—10% сверхпроводника, а в обмотке предусматриваются каналы, обеспечивающие надёжное охлаждение витков жидким гелием.

Эл.-магн. вз-ствие витков соленоида создаёт механич. напряжения в обмотке, к-рые в случае длинного соленоида с полем ~ 100 кГс эквивалентны внутр. давлению ~ 400 ат (~$3{,}9 \cdot 10^7$ Н/м²). Обычно для придания М. с. необходимой механич. прочности применяют спец. бандажи (рис. 1). Механич. напряжения могут быть значительно снижены такой укладкой витков обмотки, при к-рой линии тока близки по направлению к силовым линиям магн. поля всей системы в целом (т. н. «бессиловая» конфигурация обмотки).

При создании в обмотке М. с. электрич. тока требуемой величины сначала включают нагреватель, расположенный на замыкающем обмотку сверхпроводящем проводе (шунте). Нагреватель повышает темп-ру замыкающего провода выше его $T_к$, и цепь шунта перестаёт быть сверхпроводящей. Когда ток в соленоиде достигнет требуемой величины, нагреватель выключают. Цепь шунта, охлаждаясь, становится сверхпроводящей, и после снижения тока питания до нуля в обмотке М. с. и замыкающем её проводе начинает циркулировать незатухающий ток.

Работающий М. с. находится обычно внутри криостата (рис. 2) с жидким гелием (темп-ра кипящего гелия 4,2 К ниже $T_к$ сверхпроводящих обмоточных материалов). Для предотвращения возможных повреждений сверхпроводящей цепи и экономии жидкого гелия при выделении запасённой в М. с. энергии в цепи М. с. имеется устройство для вывода энергии на разрядное сопротивление (рис. 3).

СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ ОБМОТОК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ

Материал	$H_к$ при 4,2 К, кЭ *	Критич. темп-ра $T_к$, К	Критич. плотность тока $I_к$ (А/см²) в маги. поле			
			50 кГс	100 кГс	150 кГс	200 кГс
Сплав Nb (50%) — Zr (50%)	90	10,5	$1 \cdot 10^3$	0	0	0
Сплав Nb (50%) — Ti (50%)	120	9,8	$3 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^4$	0	0
Соединение Nb_3Sn	245	18,1	$(1{,}5—2) \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$	$(0{,}7—1) \cdot 10^5$	$(3—5) \cdot 10^4$
Соединение V_3Ga	210	14,5	$1 \cdot 10^6$	$(2—3) \cdot 10^5$	$(1{,}5—2) \cdot 10^5$	$(3—5) \cdot 10^4$

* 1Э=79,6 А/м.

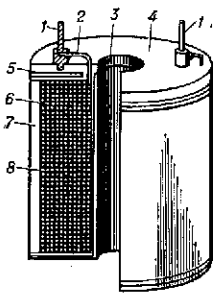


Рис. 1. Осн. элементы конструкции сверхпроводящего магнита: *1* — контакт для присоединения к внеш. цепям; *2* — многожильный сверхпроводящий провод в изоляц. покрытии, припаянный к контакту; *3* — рабочий объём соленоида, макс. напряжённость поля создаётся в его центре; *4* — текстолитовый диск для монтажа контактов и закрепления соленоида в криостате; *5* — металлич. каркас соленоида; *6* — сверхпроводящая обмотка; *7* — силовой бандаж обмотки; *8* — изолирующие прокладки между слоями обмотки из полимерной плёнки или лакоткани.

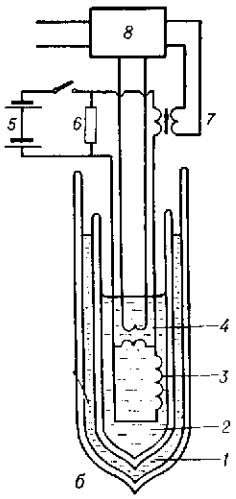
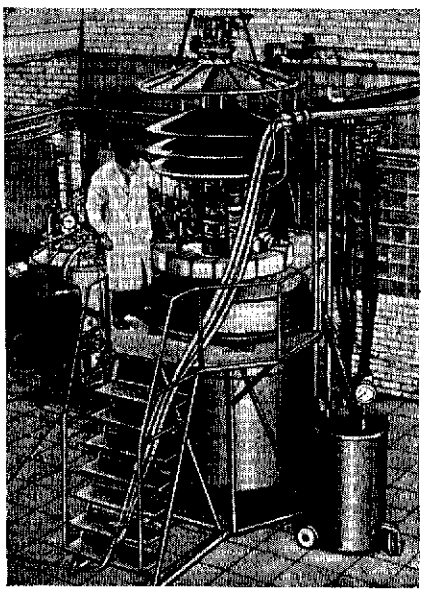


Рис. 3. Схематич. изображение включения сверхпроводящего магнита в цепи питания и защиты (разрядки): *1* — дьюар с жидким азотом; *2* — дьюар с жидким гелием; *3* — соленоид; *4* — нагреватель; *5* — источник питания соленоида; *6* — разрядное сопротивление; *7* — реле защиты; *8* — управляющее устройство.

Рис. 2. Установка Института атомной энергии им. И. В. Курчатова, в к-рой испытываются секции сверхпроводящих магн. систем диаметром ок. 1 м. В ср. части фотографии вида закреплённая на крышке криостата испытываемая секция, внизу — цилиндрич. криостат.



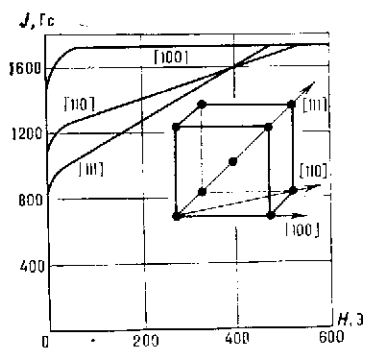
М. с. используют для исследования магн. электрич. и оптич. св-в в-в, в экспериментах по изучению плазмы, ат. ядер и элем. ч-ц. М. с. получают распространение в технике связи и радиолокации, в кач-ве индукторов магн. поля электромашин. Принципиально новые возможности открывает сверхпроводимость в создании М. с.— индуктивных накопителей энергии с практически неограниченным временем её хранения.

● Роуз-Инс А., Родерик Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972; Зенкевич В. Б., Сычев В. В., Магнитные системы на сверхпроводниках, М., 1972; Кремлев М. Г., Сверхпроводящие магниты, «УФН», 1967, т. 93, в. 4.

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ, неодинаковость магн. св-в тел по разл. направлениям. Причина М. а. заключается в анизотропном характере магн. вз-ствия между атомами носителями *магнитного момента* в в-вах. В изотропных газах, жидкостях, аморфных телах (напр., металлич. стёклах) и поликристаллич. тв. телах М. а. в макромасштабе, как правило, не проявляется. Напротив, в монокристаллах М. а. приводит к большим наблюдаемым эффектам, напр. к различию величины *магнитной восприимчивости* парамагнетиков вдоль разл. направлений в кристалле. М. а.— результат магн. вз-ствия соседних магн. ионов и более сложных вз-ствий эл-нов этих ионов с существующими внутри кристалла электрич. полями (см. *Внутрикристаллическое поле*). Особенно велика М. а. в монокристаллах ферромагнетиков, где она проявляется в наличии *осей лёгкого намагничивания* (гл. осей симметрии кристаллов), вдоль к-рых направлены векторы самопроизвольной намагниченности J_s ферромагн. *доменов* (см. *Ферромагнетизм*). Мерой М. а. для данного направления в кристалле явл. работа *намагничивания* внеш. магн. поля, необходимая для поворота вектора J_s из положения вдоль оси наиболее лёгкого намагничивания в новое положение — вдоль внеш. поля. Эта работа при пост. темп-ре определяет *свободную энергию* М. а. $F_{ан}$ для данного направления. Зависимость $F_{ан}$ от ориентации J_s в кристалле определяется из соображений симметрии (см. *Симметрия кристаллов*). Напр., для кубич. кристаллов:

$$F_{ан.\,куб}=K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2+\alpha_2^2\alpha_3^2+\alpha_3^2\alpha_1^2), \quad (1)$$

где α_1, α_2, α_3 — направляющие косинусы J_s относительно осей кристалла [100] (рис.), K_1 — первая константа естественной кристаллографич. М. а. Величина и знак её определяются атомной кристаллич. структурой в-ва, а также зависят от темп-ры, давления и т. п. Напр., в Fe при комнатной темп-ре $K_1 \sim 10^5$ эрг/см^3 (10^4 Дж/м^3), а в Ni $K_1 \sim -10^4$ эрг/см^3 (-10^3 Дж/м^3). С ростом темп-ры K_1 уменьшается, стремясь к нулю в



Магн. анизотропия кубич. монокристаллов железа. Приведены кривые намагничивания для трёх гл. кристаллографич. осей [100], [110] и [111] ячейки кристалла железа; J — намагниченность, H — напряжённость намагничивающего поля.

Кюри точке. У антиферромагнетиков, ввиду наличия у них не менее двух магнитных подрешёток (J_1 и J_2), имеются, по крайней мере, две константы М. а. Для одноосного антиферромагн. кристалла

$$F_{ан}=\frac{a}{2}(J_{1z}^2+J_{2z}^2)+bJ_{1z}J_{2z}, \quad (2)$$

z — направление оси М. а. Значения констант a и b того же порядка, что и у ферромагнетиков. У антиферромагнетиков наблюдается большая анизотропия магн. восприимчивости $\varkappa$; вдоль оси лёгкого намагничивания $\varkappa$ стремится с понижением темп-ры к нулю, а в перпендикулярном к оси направлении (ниже *Нееля точки*) $\varkappa$ не зависит от темп-ры.

Экспериментально константы М. а. могут быть определены из сопоставления значений энергии М. а. для разл. кристаллографич. направлений. Другой метод определения констант М. а. сводится к измерению моментов вращения, действующих на диски из ферромагн. монокристаллов во внеш. поле (см. *Анизометр магнитный*), т. к. эти моменты пропорц. константам М. а. Наконец, эти константы можно определить графически по площади, ограниченной кривыми намагничивания ферромагн. кристаллов и осью намагниченности, ибо эта площадь также пропорц. константам М. а. Значения констант М. а. могут быть определены также из данных по *электронному парамагнитному резонансу* (для парамагнетиков), по *ферромагнитному резонансу* (для ферромагнетиков) и по *антиферромагнитному резонансу* (для антиферромагнетиков). Вследствие магнитострикции в магнетиках наряду с естеств. кристаллографич. М. а. наблюдается также магнитоупругая анизотропия, к-рая возникает при наложении на образец внеш. односторонних напряжений. В поликристаллах, при наличии в них *текстуры магнитной* или *текстуры* кристаллографической, также проявляется М. а.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

С. В. Вонсовский.

МАГНИТНАЯ АНТЕННА, *антенна* в виде проволочной катушки с сердечником из магн. материала с высокой магн. проницаемостью. Относится к классу магн. дипольных антенн. Диаграмма направленности М. а. совпадает с диаграммой электрич. вибратора (торопд), но векторы поля имеют иную поляризацию ($E \to \leftrightarrow H$, $H \to -E$). Применяется в диапазоне длинных и ср. волн.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ, величина, характеризующая связь *намагниченности* в-ва с магн. полем в этом в-ве.

М. в. $\varkappa$ в статич. полях равна отношению намагниченности в-ва J к напряжённости H намагничивающего поля: $\varkappa=J/H$; $\varkappa$ — величина безразмерная. М. в., рассчитанная на 1 кг (или 1 г) в-ва, наз. удельной ($\varkappa_{уд}=\varkappa/\rho$, где ρ — плотность в-ва), а М. в. одного *моля* — молярной (или атомной): $\chi=\varkappa_{уд}\cdot M$, где M — молекулярная масса в-ва. С магнитной проницаемостью μ М. в. в статич. полях (статич. М. в.) связана соотношениями: $\mu=1+4\pi\varkappa$ (в ед. СГС), $\mu=1+\varkappa$ (в ед. СИ).

М. в. может быть как положительной, так и отрицательной. Отрицательной обладают *диамагнетики*, они намагничиваются против поля; положительной — *парамагнетики* и *ферромагнетики*, они намагничиваются по полю. М. в. диамагнетиков и парамагнетиков мала ($\sim 10^{-4}$—10^{-6}), она слабо зависит от H и то лишь в области очень сильных полей (и низких темп-р). Значения М. в. см. в табл.

М. в. достигает особенно больших значений в ферромагнетиках (от неск. десятков до многих тыс. единиц),

АТОМНАЯ (МОЛЯРНАЯ) МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НЕКОТОРЫХ ДИАМАГНЕТИКОВ И ПАРАМАГНЕТИКОВ (при норм. условиях)*

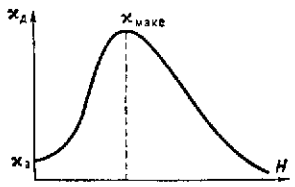
Магнетики	$\chi\cdot10^6$
Диамагнетики	
Элементы	
Гелий He	−2,02
Медь Cu	−5,41
Неон Ne	−6,96
Бериллий Be	−9,02
Цинк Zn	−11,40
Аргон Ar	−19,23
Серебро Ag	−21,5
Золото Au	−29,59
Висмут Bi	−284,0
Неорганические соединения	
H_2O (жидкость)	−13,0 (0° C)
CO_2 (газ)	−21
AgCl	−49,0
$BiCl_3$	−100,0
Органические соединения	
Метан CH_4 (газ)	−16,0
Бензол C_6H_6	−54,85
Анилин C_6H_7N	−62,95
Нафталин $C_{10}H_8$	−91,8
Октан C_8H_{18}	−96,63
Дифениламин $C_{12}H_{11}N$	−107,1

Продолж. табл.

Магнетики	$\chi \cdot 10^6$
Парамагнетики	
Элементы	
Литий Li	24,6
Натрий Na	16,1
Калий K	21,35
Рубидий Rb	18,2
Цезий Cs	29,9
Магний Mg	13,25
Кальций Ca	44,0
Стронций Sr	91,2
Барий Ba	20,4
Титан Ti	161,0
Вольфрам W	55
Платина Pt	189,0
Уран U	414,0
Плутоний Pu	627,0
Неорганические соединения	
UF_6	43
FeS	1074
$MnCl_2$	14350
$EuCl_3$	26500
$CoCl_2$	121660

* Данные приведены для *СГС системы единиц*.

причём она очень сильно и сложным образом зависит от H. Поэтому для ферромагнетиков вводят дифференциальную М. в. $\varkappa_д = dJ/dH$, к-рая характеризует зависимость $J(H)$ в каждой точке кривой намагничивания. При $H=0 \varkappa_д$ ферромагнетиков не равна нулю, а имеет значение $\varkappa_a$, её наз. начальной М. в. С увеличением H М. в. растёт, достигая максимума $\varkappa_д = \varkappa_{макс}$ на крутом участке кривой намагничивания (в области *Баркгаузена эффекта*), и затем вновь уменьшается. При очень



Кривая зависимости дифференциальной магн. восприимчивости $\varkappa_д$ ферромагнетиков от напряжённости намагничивающего поля H.

высоких значениях H М. в. ферромагнетиков (при темп-рах, не очень близких к точке Кюри) становится столь же незначительной, как и в обычных парамагнетиках (область *парапроцесса*). Вид кривой $\varkappa(H)$ (кривая Столетова, рис.) обусловлен сложным механизмом *намагничивания* ферромагнетиков. Типичные значения $\varkappa_a$ и $\varkappa_{макс}$: Fe ~ 1100 и ~22000, Ni ~ ~12 и ~80, сплав пермаллой (50% Ni, 50% Fe) ~ 800 и ~8000 (в норм. условиях). Наряду с $\varkappa_д$ вводят также обратимую М. в. $\varkappa_{обр} = \lim\limits_{\Delta H \to 0} \frac{\Delta J}{\Delta H}$, причём существенно, что изменение поля должно происходить в сторону его уменьшения от нач. значения ($\Delta H < 0$). Всегда $\varkappa_{обр} < \varkappa_д$. Разность $\varkappa_д$ и $\varkappa_{обр}$, достигающая максимума вблизи значений коэрцитивной силы, может быть принята за меру необратимости процессов намагничивания и размагничивания (меру *гистерезиса*).

М. в., как правило, существенно зависит от темп-ры (исключения составляют большинство диамагнетиков и нек-рые парамагнетики — щелочные и отчасти щёлочноземельные и др. металлы, см. *Парамагнетизм*). М. в. парамагнетиков уменьшается с темпрой, следуя *Кюри закону* или *Кюри — Вейса закону*. В ферромагнитных телах М. в. с ростом темп-ры увеличивается, достигая резкого максимума вблизи точки Кюри θ. М. в. *антиферромагнетиков* увеличивается с ростом темп-ры до точки Неля, а затем падает по закону Кюри — Вейса.

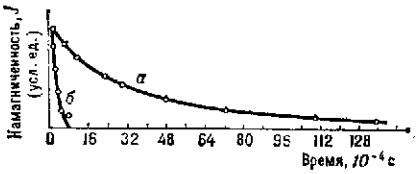
В перем. магн. полях (синусоидальных) М. в.— комплексная величина (см. *Магнитная проницаемость*). М. в. анизотропных тел (ферро- и ферримагнетиков) — тензор. М. в. ферромагнетиков зависит от частоты перем. магн. поля. Эту зависимость изучает магн. спектроскопия.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Таблицы физических величин, М., 1976; Foëx G., Constantes sélectionnées, diamagnétisme et paramagnétisme, в кн.: Tables de constantes et données numériques, t. 7, P., 1957. *С. В. Вонсовский.*

МАГНИТНАЯ ВЯЗКОСТЬ. 1) М. в. *ферромагнетиков* (магнитное последействие) — задержка во времени изменения магн. характеристик ферромагнетиков (намагниченности, магн. проницаемости и др.) от изменений напряжённости внеш. магн. поля. Вследствие М. в. *намагниченность* образца устанавливается после изменения напряжённости поля через время от 10^{-9} с до десятков минут и даже часов (см. *Релаксация*).

При намагничивании ферромагнетиков в перем. поле наряду с потерями эл.-магн. энергии на *вихревые токи* и *гистерезис* возникают потери, связанные с М. в., к-рые в полях высокой частоты достигают значит. величины. М. в. в проводниках часто маскируется действием вихревых токов, «вытесняющих» магн. поток из ферромагнетиков. С целью уменьшения влияния вихревых токов при эксперим. исследовании М. в. (рис.) образцы материалов берутся в виде тонких проволок.

В зависимости от структуры ферромагнетика, условий его намагничивания, темп-ры М. в. может иметь разл. природу. При апериодич. изменении напряжённости поля в интервале значений, близких к *коэрцитивной силе*, где изменение намагниченности обычно обусловлено необратимым смещением границ между доменами (см. *Намагничивание*), вязкостный эффект в проводниках вызывается в осн. вихревыми микротоками (1-й тип М. в.). Эти токи возникают при изменениях поля, связанных с перемагничиванием доменов. Время установления магн. состояния в этом случае пропорц. дифференциальной *магнитной восприимчивости* и для чистых ферромагн. металлов (Fe, Co, Ni) обратно пропорц. абс. темп-ре. Другой тип М. в. обусловлен примесями. Перемещающиеся вследствие изменения поля доменные границы задерживаются в местах концентрации атомов примеси,



Эксперим. кривая (*а*) спада намагниченности (в условных ед.) проволоки диаметром 0,5 мм из сплава $Fe-Ni$ и вычисленная кривая (*б*) спада намагниченности того же образца при наличии только вихревых токов. Различие кривых *а* и *б* объясняется влиянием магн. вязкости.

и процесс намагничивания прекращается. Со временем, после диффузии атомов примеси в другие места, границы получают возможность двигаться дальше, намагничивание продолжается (2-й тип М. в.).

В высококоэрцитивных сплавах и ряде др. ферромагнетиков наблюдается т. н. сверхвязкость, для к-рой время магн. релаксации составляет неск. минут и более (3-й тип М. в.). Этот тип М. в. связан с локальными флуктуациями энергии, преим. тепловыми. Флуктуации вызывают перемагничивание доменов, к-рые при изменении поля получили недостаточно энергии, чтобы сразу перемагнититься. Диффузионные и флуктуац. процессы существенно зависят от темп-ры, поэтому М. в. 2-го и 3-го типов характеризуется сильной температурной зависимостью: с понижением темп-ры М. в. возрастает. 4-й тип М. в., характерный гл. обр. для *ферритов*, обусловлен диффузией эл-нов между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+}. Этот процесс эквивалентен диффузии самих ионов, но осуществляется значительно легче, поэтому М. в. ферритов обычно невелика.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Kronmüller H., Nachwirkung in Ferromagnetika, B.—Hdlb.—N. Y., 1968.
Р. В. Телеснин.

2) М. в. в магн. гидродинамике — величина, характеризующая кинематич. и динамич. св-ва электропроводящих жидкостей и газов при их движении в магн. поле. В *СГС системе единиц* М. в. $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$, где σ — электрич. проводимость среды.

МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА, наука о движении электропроводящих жидкостей и газов в присутствии *магнитного поля*; раздел физики, развившийся на стыке *гидродинамики* и классической *электродинамики*. Характерными для М. г. объектами явл. *плазма* (настолько, что М. г. иногда рассматри-

вают как раздел физики плазмы), *жидкие металлы* и *электролиты*.

Первые исследования по М. г. восходят ко временам М. Фарадея, но как самостоят. отрасль знания М. г. стала развиваться в 20 в. в связи с запросами астрофизики и геофизики. Было установлено, что мн. косм. объекты (напр., Солнце, пульсары) обладают сильными магн. полями (неск. тыс. Э и более). Динамич. поведение плазмы, находящейся в подобных полях, радикально изменяется, т. к. плотность энергии магн. поля становится сравнимой с плотностью кинетич. энергии ч-ц плазмы (или превышает её). Этот же критерий справедлив и для слабых косм. магн. полей напряжённостью 10^{-3}—10^{-5} Э (в межзвёздном пр-ве, поле Земли в верх. атмосфере и за её пределами), если в областях, занимаемых ими, концентрация заряж. ч-ц низка. Т. о., возникла необходимость в создании спец. теории движения косм. плазмы в магн. полях, получившей назв. космической электродинамики, а в случае, когда плазму можно рассматривать как сплошную среду,— космической магнитогидродинамики.

Осн. положения М. г. были сформулированы в 1940-х гг. швед. физиком Х. Альфвеном, к-рый в 1970 за создание М. г. был удостоен Нобелевской премии. Им было теоретически предсказано существование специфич. волн. движений проводящей среды в магн. поле, получивших назв. *альфвеновских волн*. Начав формироваться как наука о поведении косм. плазмы, М. г. вскоре распространила свои методы и на проводящие среды в земных условиях. В нач. 1950-х гг. развитию М. г., как и физики плазмы в целом, дали мощный импульс нац. программы (СССР, США, Великобритания) исследований по проблеме *управляемого термоядерного синтеза*. Появились и быстро совершенствуются многочисл. техн. применения М. г. (*магнитогидродинамические генераторы*, МГД-насосы, *плазменные ускорители*, *плазменные двигатели* и др.).

В основе М. г. лежат две группы законов физики: ур-ния гидродинамики и ур-ния эл.-магн. поля (*Максвелла уравнения*). Первые описывают течения среды (жидкости или газа), но т. к. среда проводящая, то эти течения связаны с распределёнными по её объёму электрич. токами. Присутствие магн. поля приводит к появлению в ур-ниях дополнит. члена, учитывающего действие на эти токи распределённой по объёму электродинамич. силы (см. *Ампера закон*, *Лоренца сила*). Сами же токи в среде и вызываемые ими искажения магн. поля определяются второй группой ур-ний. Т. о., в М. г. ур-ния гидродинамики и электродинамики оказываются взаимосвязанными. Следует отметить, что в М. г. в ур-ниях Максвелла почти всегда можно пренебречь *токами смещения* (нерелятивистская М. г.).

В общем случае ур-ния М. г. нелинейны и весьма сложны для решения, но в практич. задачах часто можно ограничиться теми или иными предельными режимами, при оценке к-рых важным параметром служит безразмерная величина, наз. магнитным Рейнольдса числом:

$$R_m = LV/\nu_m = 4\pi\sigma LV/c^2 \qquad (1)$$

(L — характерный для среды размер, V — характерная скорость течения, $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$ — т. н. *магнитная вязкость*, описывающая диссипацию магн. поля, σ — электрич. проводимость среды; здесь и ниже используется *СГС система единиц*).

При $R_m \ll 1$ (что обычно для лаб. условий и технич. применений) течение проводящей среды слабо искажает магн. поле, к-рое поэтому можно считать заданным внеш. источниками. Такое течение может быть использовано, напр., для генерации электрич. тока (см. *Магнитогидродинамический генератор*). Напротив, если ток в среде поддерживается внеш. эдс, то наличие внеш. магн. поля вызывает появление упомянутой выше объёмной электродинамич. силы, к-рая создаёт в среде перепад давления и приводит её в движение. Этот эффект используется в МГД-насосах (напр., для перекачивания расплавленного металла) и плазменных ускорителях. Объёмная электродинамич. сила даёт также возможность создавать регулируемую выталкивающую (архимедову) силу, к-рая действует на помещённые в проводящую жидкость тела. На этом важном эффекте основано действие МГД-сепараторов.

Наиболее интересные и принципиально новые МГД-эффекты возникают при $R_m \gg 1$, т. е. в средах с высокой проводимостью и (или) большими размерами. Эти условия, как правило, выполняются в средах, изучаемых в гео- и астрофизич. приложениях М. г., а также в горячей (напр., термоядерной) плазме. Течения в таких средах чрезвычайно сильно влияют на магн. поле в них. Одним из важнейших эффектов в этих условиях явл. вмороженность магн. поля. В хорошо (строго говоря — идеально) проводящей среде эл.-магн. индукция вызывает появление токов, препятствующих какому бы то ни было изменению *магнитного потока* через всякий материальный контур. В движущейся МГД-среде с $R_m \gg 1$ это справедливо для любого контура, образуемого её ч-цами. В результате магн. поток через любой движущийся и меняющий свои размеры элемент среды остаётся неизменным (с тем большей степенью точности, чем больше R_m), и в этом смысле говорят о вмороженности магн. поля. Это св-во во многих случаях позволяет, не прибегая к громоздким расчётам, с помощью простых представлений получить качеств. картину течений среды и деформаций магн. поля, следует только рассматривать магн. силовые линии как упругие нити, на к-рые нанизаны ч-цы среды.

Более строгое рассмотрение этого «упругого» действия магн. поля на проводящую среду показывает, что оно сводится к изотропному *магнитному давлению* $p_м = B^2/8\pi$, к-рое добавляется к обычному газодинамич. давлению среды p, и магн. натяжению $T = B^2/4\pi$, направленному вдоль силовых линий поля (магн. проницаемость всех представляющих интерес для М. г. сред с большой точностью близка к единице, и можно с равным правом пользоваться как магн. индукцией B, так и напряжённостью H).

Наличие дополнит. «упругих» натяжений в МГД-средах приводит к альфвеновским волнам. Они обусловлены магн. натяжением T и распространяются вдоль силовых линий со скоростью

$$v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}, \qquad (2)$$

где ρ — плотность среды. Эти волны описываются точным решением нелинейных ур-ний М. г. для несжимаемой среды; ввиду сложности ур-ний таких точных решений для больших R_m получено очень немного. Ещё одно из них описывает течение несжимаемой ($\rho = \text{const}$) жидкости с той же альфвеновской скоростью (2) вдоль произвольного магн. поля. Достаточно подробно изучены и т. н. МГД-разрывы, к-рые включают контактные, тангенциальные и вращат. разрывы, а также быструю и медленную ударные волны. В контактном разрыве общее магн. поле пересекает границу раздела двух разл. сред, препятствуя их относит. движению (в приграничном слое среды неподвижны одна относительно другой). В тангенциальном разрыве поле не пересекает границу раздела двух сред (его составляющая, нормальная к границе, равна нулю), и эти среды могут находиться в относит. движении. Частным случаем тангенциального разрыва явл. нейтральный токовый слой, разделяющий равные по величине и противоположно направленные магн. поля. В М. г. доказывается, что при некрых условиях магн. поле стабилизирует тангенциальный разрыв скорости, к-рый абсолютно неустойчив в обычной гидродинамике. Специфическим для М. г. (не имеющим аналога в гидродинамике непроводящих сред) явл. вращательный разрыв, в к-ром вектор магн. индукции, не изменяясь по абс. величине, поворачивается вокруг нормали к поверхности разрыва. Магн. натяжения в этом случае приводят среду в движение таким образом, что вращат. разрыв распространяется по направлению нормали к поверхности с альфвеновской

скоростью (2), если под B понимать норм. составляющую индукции. Быстрые и медленные ударные волны в М. г. отличаются от обычных *ударных волн* тем, что ч-цы среды после прохождения фронта волны получают касательный к фронту импульс за счёт магн. натяжений. В быстрой ударной волне магн. поле за её фронтом усиливается, скачок магн. давления на фронте действует в ту же сторону, что и скачок газодинамич. давления, и поэтому скорость такой волны больше скорости звука в среде. В медленной ударной волне, напротив, поле после её прохождения ослабевает, перепады газодинамич. и магн. давлений на фронте волны направлены противоположно; скорость медленной волны меньше скорости звука. Число теоретически мыслимых ударных волн в М. г. оказывается значительно больше, чем реально существующих. Отбор реально осуществляющихся решений производится с помощью т. н. условия эволюционности, следующего из рассмотрения устойчивости ударных волн при их вз-ствии с колебаниями малой амплитуды.

Известные точные решения, однако, далеко не исчерпывают содержания теор. магнитогидродинамических сред с $R_m \gg 1$. Широкий класс задач удаётся исследовать приближённо. При таком исследовании возможны два осн. подхода: приближение слабого поля, когда магнитные давление и натяжение малы по сравнению с остальными динамич. факторами (газодинамич. давлением и инерциальными силами), и приближение сильного поля, когда

$$H^2/8\pi \gg \frac{\rho v^2}{2}, \quad H^2/8\pi \gg p, \qquad (3)$$

здесь v — скорость среды, p — её газодинамич. давление.

В приближении слабого поля течение среды определяется обычными газодинамич. факторами (влиянием магн. натяжений пренебрегают). При этом требуется рассчитать изменения поля в среде, движущейся по заданному закону. К этому классу задач относится очень важная проблема гидромагнитного динамо (см. *Динамо-эффект*) и проблема МГД-турбулентности. Первая состоит в отыскании ламинарных течений проводящих сред, к-рые могут создавать, усиливать и поддерживать магн. поле. Гидромагн. динамо явл. основой теории земного магнетизма и магнетизма Солнца и звёзд. Существуют простые кинематич. модели, показывающие, что гидромагн. динамо в принципе может быть осуществлено при спец. выборе распределений скоростей среды. Однако строгого доказательства реализации таких распределений пока нет.

Основным в проблеме МГД-турбулентности явл. выяснение поведения слабого исходного («затравочного») магн. поля в турбулентной проводящей среде (см. *Турбулентность плазмы*). Имеется доказательство роста среднего квадрата напряжённости случайно возникшего слабого нач. поля, т. е. возрастания магн. энергии в нач. стадии процесса. Однако остаётся открытой проблема установившегося турбулентного состояния, связанная с происхождением магн. полей в косм. пр-ве, в частности в нашей и др. галактиках.

Приближение сильного поля, в к-ром определяющими явл. магн. натяжения, применяют при изучении разреженных атмосфер косм. магн. тел, напр. Солнца и Земли. Есть основания полагать, что именно это приближение окажется полезным для исследования процессов в удалённых астрофизич. объектах — сверхновых звёздах, пульсарах, квазарах и пр. В условиях, отвечающих (3), изменения магн. поля вблизи его источников (появление активных областей и пятен на Солнце, смещение магнитопаузы в магн. поле Земли под действием солн. ветра и т. д.) переносятся с альфвеновской скоростью (2) вдоль поля, вызывая соответствующие перемещения плазмы. В результате действия магн. сил возникают такие характерные образования, как выбросы и протуберанцы, шлемовидные структуры и стримеры на Солнце, магн. хвост Земли.

Особенно интересные явления имеют место в окрестностях замкнутых магн. силовых линий сильного поля, в частности в окрестности линий, на к-рых поле обращается в нуль. В таких областях образуются тонкие токовые слои, разделяющие магн. поля противоположного направления (т. н. нейтральные слои, или в общем случае пинчевые токовые слои). В этих слоях происходит процесс т. н. пересоединения магн. силовых линий и «аннигиляции» магн. энергии, т. е. её высвобождение и превращение в др. формы. В частности, в них возникают сильные электрич. поля, ускоряющие заряж. ч-цы. Аннигиляция магн. поля в нейтральных токовых слоях ответственна за появление хромосферных вспышек на Солнце и суббурь в земной магнитосфере. Вероятно, с ней связаны и мн. др. резко нестационарные процессы во Вселенной, сопровождающиеся генерацией ускоренных заряж. ч-ц и жёстких излучений. С точки зрения М. г. пинчевые токовые слои представляют собой разрывы непрерывности магн. поля (подобно ударным волнам и тангенциальным разрывам). Однако процессы в токовых слоях, и прежде всего неустойчивости, приводящие к появлению сильных ускоряющих электрич. полей, выходят за рамки М. г. и относятся к тонким и ещё не вполне разработанным вопросам физики плазмы (см. *Плазма*).

● Альфвен Г., Фельтхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Сыроватский С. И., Магнитная гидродинамика, «УФН», 1957, т. 62, в. 3; Куликовский А. Г., Любимов Г. А., Магнитная гидродинамика, М., 1962; Шерклиф Дж., Курс магнитной гидродинамики, пер. с англ., М., 1967; Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, М., 1966; Андерсон Э., Ударные волны в магнитной гидродинамике, пер. с англ., М., 1968; Syrovatskii S. J., Pinch-Shift's and reconnection in astrophysics, «Annual Review of Astronomy and Astrophysics», 1981, v. 19, p. 163—229; Моффат Г., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980. *С. И. Сыроватский.*

МАГНИ́ТНАЯ ИНДУ́КЦИЯ (магнитной индукции вектор), основная хар-ка B магн. поля, представляющая собой ср. значение суммарной напряжённости микроскопич. магн. полей, созданных отдельными эл-нами и др. элем. ч-цами. М. и. B можно выразить через вектор *напряжённости магнитного поля* H и вектор *намагниченности* J. В системе ед. СГС

$$B = H + 4\pi J. \qquad (1)$$

Намагниченность представляет собой *магнитный момент* ед. объёма. В изотропной среде при слабых полях намагниченность прямо пропорц. H:

$$J = \varkappa H, \qquad (2)$$

где $\varkappa$ — *магнитная восприимчивость*. Подставляя (2) в (1), получим связь между B и H: $B=(1+4\pi\varkappa)H=\mu H$. Величина $\mu=1+4\pi\varkappa$ наз. *магнитной проницаемостью*.

В системе СИ эти ф-лы записываются след. образом: $B=\mu_0(H+J)$, $J=\varkappa H$, $B=\mu_0\mu H$, $\mu=1+\varkappa$, где μ_0 — *магнитная постоянная*. Единицы М. и. в СИ — тесла (Тл), в СГС — гаусс (Гс); $1\text{Тл}=10^4$ Гс.

МАГНИ́ТНАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ (магнитная проницаемость вакуума), коэффициент пропорциональности μ_0, появляющийся в ряде формул электромагнетизма при записи их в *Международной системе единиц* (СИ). Так, индукция B магн. поля (магн. индукция) и его напряжённость H связаны в вакууме соотношением $B=\mu_0 H$, где $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м$=1{,}256637\times10^{-6}$ Гн/м.

МАГНИ́ТНАЯ ПРОНИЦА́ЕМОСТЬ, физич. величина, характеризующая изменение *магнитной индукции* B среды при воздействии магн. поля H. Обозначается μ, у изотропных сред $\mu=B/\mu_0 H$ (в ед. СИ, μ_0 — *магнитная постоянная*), у анизотропных кристаллов М. п.— тензор. М. п. связана с магн. восприимчивостью $\varkappa$ соотношением: $\mu=1+4\pi\varkappa$ (в *СГС системе единиц*), $\mu=1+\varkappa$ (в ед. СИ). Для физ. *вакуума* (в отсутствии в-ва) $\varkappa=0$ и $\mu=1$. У *диамагнетиков* $\varkappa<0$, $\mu<1$, у пара- и ферромагнетиков $\varkappa>0$ и $\mu>1$. В зависимости от того, определяется ли μ в статич. или перем. магн. поле, её называют соответственно статической или динамической М. п. Значения этих М. п.

не совпадают, т. к. на намагничивание среды в перем. полях влияют *вихревые токи*, *магнитная вязкость* и резонансные явления. В перем. магн. полях, изменяющихся по закону синуса (косинуса), М. п. можно представить в комплексной форме: $\mu=\mu_1-i\mu_2$, где μ_1 характеризует обратимые процессы намагничивания, а μ_2 — процессы рассеяния энергии магн. поля (потери на вихревые токи, магн. вязкость и т. д.).

М. п. *ферромагнетиков* сложно зависит от H, для описания этой зависимости вводят понятия дифференциальной, начальной и максимальной статич. М. п. (см. *Магнитная восприимчивость*). В образцах конечных размеров из-за существования у них магн. полюсов и размагничивающего поля величина М. п. меньше, чем μ в-ва этих образцов. Поэтому различают М. п. образца μ_e (при наличии *размагничивающего фактора* N) и М. п. в-ва образца μ (в отсутствии N):

$\mu_e=\mu\,[1+N\,(\mu-1)]$ (в ед. СИ). Значения μ_e и N зависят от формы и размеров образца.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Поливанов К. М., Ферромагнетики, М.—Л., 1957. *С. В. Вонсовский.*

МАГНИ́ТНАЯ СИММЕТРИ́Я. В кристаллах с атомной магн. структурой преобразования симметрии не исчерпываются трансляциями, поворотами и отражениями (см. *Симметрия кристаллов*). В них имеется отличная от нуля векторная ф-ция плотности *магнитного момента* $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$, к-рая обладает специфич. преобразованием симметрии — изменением направления вектора на противоположное. Это преобразование эквивалентно изменению знака времени и обозначается через R (или $1'$).

М. с. кристаллов определяется всей совокупностью преобразований типа g и $m=gR$ (где g — любое из обычных кристаллографич. преобразований симметрии). Такая совокупность образует группу М. с. Число точечных групп магн. симметрии — 122 (вместо 32 обычных кристаллографических). Из них 32 содержат элемент R сам по себе; такими группами описываются пара- и диамагнетики. 32 группы не содержат элемента R вовсе. Такими группами могут, в частности, обладать антиферромагнетики с удвоенной магн. ячейкой. Из оставшихся 58 групп 27 описывают *антиферромагнетики*, остальные 31 допускают *ферромагнетизм* (включая ферримагнетики и *слабый ферромагнетизм* антиферромагнетиков).

Число магн. *пространственных групп* симметрии равно 1651 (вместо 230 Фёдоровских групп). Магн. группы явл. частным случаем Шубниковских групп антисимметрии.

Представления о М. с. используются при построении феноменологич. теорий для магнитоупорядоченных кристаллов со сложной магн. структурой, когда неизвестно выражение для энергии вз-ствия ч-ц, обусловливающего образование структуры. Феноменологич. теории объясняют и предсказывают определ. анизотропию св-в таких кристаллов. На основе рассмотрения М. с. антиферромагнетиков был предсказан ряд качественно новых эффектов (*пьезомагнетизм*, магнитоэлектрич. эффект и др.) и указаны классы в-в, для к-рых они должны наблюдаться.

● Вайнштейн Б. К., Симметрия кристаллов, методы структурной кристаллографии, М., 1979 (Современная кристаллография, т. 1); Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред (Теоретическая физика, т. VIII), М., 1959. *А. С. Боровик-Романов.*

МАГНИ́ТНАЯ СТРУКТУ́РА А́ТОМНАЯ, периодич. пространств. расположение магнитоактивных ионов и упорядоченная ориентация их *магнитных моментов* в кристалле (ферро-, ферри- или антиферромагнетике). М. с. а. следует отличать от доме́нной, определяемой характером и взаимным расположением *доменов*. Периодичность расположения ат. магн. моментов в пр-ве определяется кристаллич. структурой в-ва. За взаимную ориентацию моментов ответственно *обменное взаимодействие* электростатич. природы, за их общую ориентацию относительно кристаллографич. осей — силы *магнитной анизотропии*. Более сложные (и слабые) типы магн. вз-ствия могут усложнять М. с. а. (см. *Метамагнетик*).

Различают два осн. класса магн. в-в, связанных с определённой М. с. а.: в-ва с ненулевым суммарным макроскопич. магн. моментом ($\boldsymbol{M}\neq0$) и в-ва с $\boldsymbol{M}=0$. Первому случаю соответствует ферромагнитная М. с. а. (рис. 1, *а*): магн. моменты всех атомов выстраиваются вдоль одного направления *(оси лёгкого намагничивания)*, к-рое может быть различным у разных кристаллов. Второму случаю соответствует антиферромагнитная М. с. а. (рис. 1, *б*): у каждого магн. момента в ближайшем окружении имеется компенсирующий момент, ориентированный строго антипараллельно. В зависимости от хар-ра ближайшего окружения могут осуществляться разл. антиферромагн. М. с. а. (рис. 1, *б*, *в* и *г*), к-рые могут иметь периоды бо́льшие, чем периоды ат. структуры, в целое число раз. Иногда осуществляются антиферромагн. М. с. а. с ориентацией магн. моментов вдоль двух или трёх осей и ещё более сложные — зонтичные, треугольные и др. (рис. 1, *д*, *е*).

Близки к антиферромагн. М. с. а. ферримагн. структуры с $\boldsymbol{M}\neq0$. Они имеют место, когда антиферромагн. М. с. а. образуется атомами или ионами с разными по величине магн. моментами (рис. 1, *ж*). При этом значение M определяется величиной разности моментов двух или более *подрешёток магнитных* (систем одинаково ориентированных магн. моментов). Другой случай осуществляется в слабых ферромагнетиках: наличие дополнит. сил межатомного вз-ствия приводит к неколлинеарности магн. моментов и появлению суммарной ферромагн. составляющей (рис. 1, *з*, см. также *Слабый ферромагнетизм*).

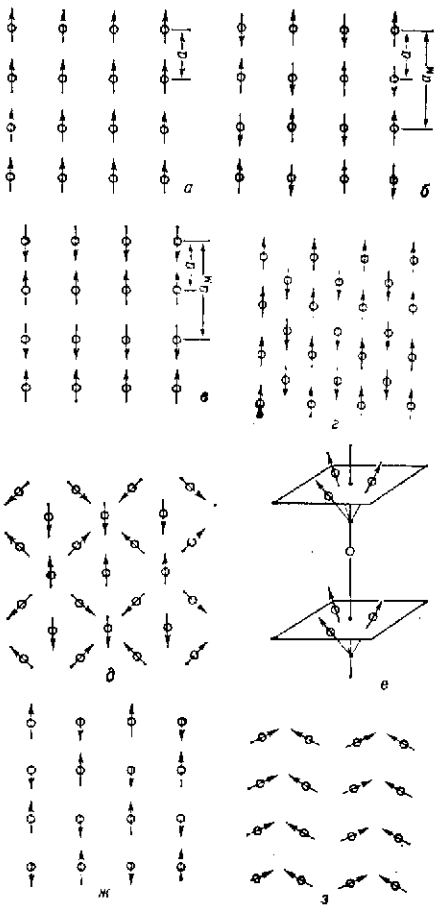


Рис. 1. Типы магн. структур: *а* — ферромагнитная, периоды атомной a и магнитной элем. ячеек совпадают; *б*, *в* и *г* — антиферромагн. структуры, период магн. структуры a_M в нек-рых направлениях в два раза больше a; *д* — треугольная; *е* — зонтичная; *ж* — ферримагнитная; *з* — слабоферромагнитная; угол скошения на рисунке сильно увеличен.

Более сложный (дальнодействующий) хар-р межатомного вз-ствия в нек-рых случаях приводит к установлению геликоидальных М. с. а. В последних магн. моменты соседних атомов повёрнуты друг относительно друга так, что концы изображающих их векторов лежат на одной спиральной линии. В зависимости от величины проекции магн. моментов на направление оси спирали различают неск. видов геликоидальных М. с. а. (рис. 2). Существенное отличие их от остальных М. с. а. заключается в том, что в общем случае шаг спирали

несоизмерим с соответствующим периодом кристаллич. решётки и, кроме того, зависит от темп-ры.

Полная классификация М. с. а. основывается на теории *магнитной симметрии*, учитывающей не только расположение, но и ориентацию ат. магн. моментов в кристалле. В число

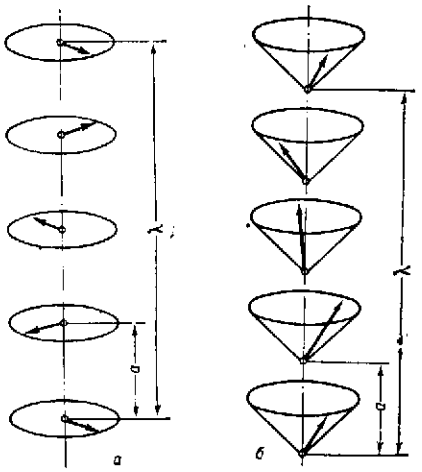


Рис. 2. Примеры спиральных магн. структур (λ — период спирали): *а* — простая спираль с нулевым значением проекции магн. момента на ось спирали; *б* — ферромагнитная (коническая) спираль с пост. значением проекции магн. момента на ось спирали.

преобразований магн. симметрии, кроме обычных поворотов вокруг осей симметрии, отражения в плоскостях симметрии и трансляций, дополнительно входит преобразование R, изменяющее направления магн. моментов на противоположные. В-ва, обладающие М. с. а., описываются группами магн. симметрии, в к-рые R входит в виде произведений с обычными преобразованиями *симметрии кристаллов*.

М. с. а. кристалла и его физические (в первую очередь магнитные) св-ва тесно взаимосвязаны. Поэтому косвенные суждения о М. с. а. могут быть высказаны на основе данных об этих физ. свойствах в-ва. Прямые данные о М. с. а. кристаллов позволяет получить магн. *нейтронография*.

● Изюмов Ю. А., Озеров Р. П., Магнитная нейтронография, М., 1966; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Концик В. А., Шубниковские группы, М., 1966.

Р. П. Озеров.

МАГНИ́ТНАЯ ТЕКСТУ́РА, см. *Текстура магнитная*.

МАГНИ́ТНАЯ ТЕРМОМЕ́ТРИЯ, метод измерения темп-р (ниже 1 К), основанный на температурной зависимости *магнитной восприимчивости* $\varkappa$ парамагнетика (см. *Термометрия*). Для М. т. подбирают парамагнетики, у к-рых $\varkappa$ простейшим образом зависит от темп-ры: $\varkappa = C/T$ (см. *Кюри закон*). По измеренному в слабом магн. поле значению $\varkappa$ и известной для данного парамагнетика постоянной Кюри C может быть определена т. н. магнитная темп-ра T^*. В области темп-р, в к-рой выполняется закон Кюри, T^* совпадает с темп-рой T по термодинамич. *температурной шкале*. При понижении темп-ры закон Кюри перестаёт быть точным, и T^* может заметно отличаться от T. Для получения более точных результатов необходимо учитывать анизотропию восприимчивости, геом. форму образца и др. факторы. Наиболее широко для измерения сверхнизких темп-р (до 6 мК) применяют церий-магниевый нитрат, для к-рого расхождение шкал T и T^* при указанной темп-ре меньше 0,1 мК. Для измерения темп-р ниже 10 мК используют температурную зависимость ядерной магн. восприимчивости Pt или Cu, к-рая следует закону Кюри до темп-ры в неск. мК. Кроме закона Кюри в яд. термометрии применяют правило Корринга для времени релаксации τ яд. спиновой системы: $\tau T = \text{const}$. Практически магн. темп-ру переводят в термодинамическую по таблицам и кривым, составленным на основании тщательных исследований зависимости $\varkappa(T)$.

● Физика низких температур, пер. с англ., под ред. А. И. Шальникова, М., 1959, гл. 7; Мендельсон К., На пути к абсолютному нулю, пер. с англ., М., 1971.

МАГНИ́ТНАЯ ЦЕПЬ, последовательность магнетиков, по к-рым проходит *магнитный поток*. Понятием М. ц. широко пользуются при расчётах пост. магнитов, электромагнитов, реле, магн. усилителей, электроизмерит. и др. приборов. В технике распространены как М. ц., в к-рых магн. поток практически полностью проходит в *ферромагнетиках* (замкнутые М. ц.), так и М. ц., включающие, помимо ферромагнетиков, диамагнетики (напр., возд. зазоры). Если магн. поток возбуждается в М. ц. пост. магнитами, то такую цепь называют поляризованной. М. ц. без пост. магнитов наз. нейтральной; магн. поток в ней возбуждается током, протекающим в обмотках, охватывающих часть или всю М. ц. В зависимости от хар-ра тока возбуждения различают М. ц. постоянного, переменного и импульсного магн. потоков. Вследствие формальной аналогии электрич. и магн. цепей к ним применим общий матем. аппарат. Напр., для М. ц. аналогом *Ома закона* служит ф-ла $F = \Phi \cdot R_m$, где Φ — магн. поток, R_m — *магнитное сопротивление*, F — *магнитодвижущая сила*. К М. ц. применимы *Кирхгофа правила*. Существует, однако, и принципиальное различие между М. ц. и электрич. цепью: в М. ц. с неизменным во времени потоком Φ не выделяется Джоулева теплота (см. *Джоуля — Ленца закон*), т. е. нет рассеяния эл.-магн. энергии.

● Калашников С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977 (Общий курс физики); Поливанов К. М., Ферромагнетики, М.—Л., 1957.

МАГНИ́ТНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ, действие, оказываемое вмороженным магн. полем на *плазму* (или проводящую жидкость), направленное перпендикулярно силовым линиям. М. д. равно плотности магн. энергии, т. е. пропорц. квадрату напряжённости магн. поля H: $p_м = H^2/8\pi$ (в ед. СГС). М. д. может уравновешиваться кинетич. давлением плазмы; превышение М. д. над кинетическим приводит к *пинч-эффекту*.

МАГНИ́ТНОЕ НАСЫЩЕ́НИЕ, состояние парамагнетика или ферромагнетика, при к-ром его *намагниченность* J достигает предельного значения J_∞ — намагниченности насыщения, не меняющейся при дальнейшем увеличении напряжённости намагничивающего поля. В случае *ферромагнетиков* J_∞ достигается при окончании т. н. процессов технич. *намагничивания*: а) роста *доменов* с магн. моментом, ориентированным по *оси лёгкого намагничивания*, в результате процесса смещения границ доменов; б) поворота вектора намагниченности образца в направлении намагничивающего поля (процесса вращения); и *парапроцесса* — увеличения под действием сильного внеш. поля числа *спинов*, ориентированных по полю, за счёт спинов, имеющих антипараллельную ориентацию (см. *Намагничивания кривые*). На практике обычно получают технич. М. н. при 20°С в полях от неск. Э до $\sim 10^4$ Э. В случае *парамагнетиков* состояние, близкое к М. н., достигается в полях ~ 10 кЭ ($\sim 10^3$ кА/м) при темп-рах ~ 1 К.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

МАГНИ́ТНОЕ ОХЛАЖДЕ́НИЕ, метод получения темп-р ниже 1 К путём адиабатич. размагничивания парамагн. в-в. Предложен П. Дебаем и амер. физиком У. Джиоком (1926); впервые осуществлён в 1933. М. о.— один из двух практически применяемых методов получения темп-р ниже 0,3 К (другим методом явл. растворение жидкого гелия ^{3}He в жидком ^{4}He).

Для М. о. применяют соли редкоземельных элементов (напр., сульфат гадолиния), хромокалиевые, железоаммониевые, хромометиламмониевые квасцы и ряд др. парамагн. в-в. Крист. решётка этих в-в содержит парамагн. ионы Fe, Cr, Gd, к-рые разделены в крист. решётке большим числом немагн. ионов и поэтому взаимодействуют между собой слабо: даже при низких темп-рах, когда тепловое движение значительно ослаблено, силы магн. вз-ствия не способны упорядочить систему хаотически ориентированных спинов. В методе М. о. применяется достаточно сильное ($\sim$ неск. десятков кЭ) внеш. магн. поле, к-рое, упорядочивая направление спинов, намагничивает парамагнетик. При выключении внеш. поля (размагничивании парамагнетика) спины под действием теплового движения атомов (ионов) крист. решётки

вновь приобретают хаотич. ориентацию. Если размагничивание осуществляется адиабатически (в условиях теплоизоляции), то темп-ра парамагнетика понижается (см. *Магнетокалорический эффект*).

Процесс М. о. принято изображать на термодинамич. диаграмме в коорд-

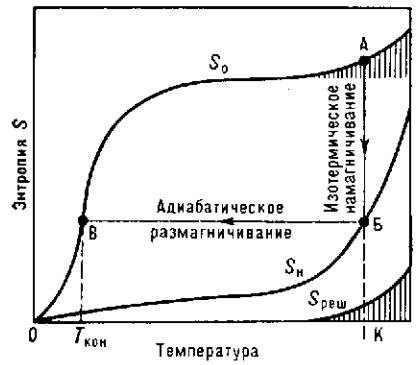


Рис. 1. Энтропийная диаграмма процесса магн. охлаждения (S — энтропия, T — темпра). Кривая S_0 — изменение энтропии рабочего в-ва с темп-рой без магн. поля; S_H — изменение энтропии в-ва в поле напряжённостью H; $S_{реш}$ — энтропия кристаллич. решётки ($S_{реш} \sim T^3$); $T_{кон}$ — конечная темпра в цикле магн. охлаждения.

динатах: темп-ра T — *энтропия* S (рис. 1). Получение низких темп-р связано с достижением состояний, в к-рых в-во обладает малыми значениями энтропии. В энтропию кристаллич. парамагнетика, характеризующую неупорядоченность его структуры, свою долю вносят тепловые колебания атомов крист. решётки («тепловой беспорядок») и разориентированность спинов («магнитный беспорядок»). При $T \to 0$ энтропия решётки $S_{реш}$ убывает быстрее энтропии системы спинов $S_{магн}$, так что $S_{реш}$ при темп-рах $T \leqslant 1$ К становится исчезающе малой по сравнению с $S_{магн}$. В этих условиях возникает возможность осуществить М. о.

Цикл М. о. (рис. 1) состоит из двух стадий: 1) изотермич. намагничивания (линия АБ) и 2) адиабатич. размагничивания парамагнетика (линия БВ). Перед намагничиванием темп-ру парамагнетика при помощи жидкого гелия понижают до $T \sim 1$ К и поддерживают её постоянной на протяжении всей первой стадии М. о. Намагничивание сопровождается выделением теплоты и уменьшением энтропии до значения $S_н$. На второй стадии М. о. в процессе адиабатич. размагничивания энтропия парамагнетика остаётся постоянной и его темп-ра понижается (линия БВ).

Вз-ствие спинов между собой и с крист. решёткой определяет темп-ру, при к-рой начинается резкий спад кривой $S_{магн}$ при $T \to 0$. Чем слабее вз-ствие спинов, тем более низкие темп-ры можно получить методом М. о. Парамагн. соли позволяют достичь темп-р $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ К.

Значительно более низких темп-р удалось достигнуть, используя *ядерный парамагнетизм*. Вз-ствие ядерных магн. моментов значительно слабее вз-ствия магн. моментов ионов. Для намагничивания до насыщения системы ядерных магн. моментов даже при $T=1$ К требуются очень сильные магн. поля ($\sim 10^7$ Э). При применяемых полях $\sim 10^5$ Э намагничивание до насыщения возможно при темп-рах $\sim 0{,}01$ К. При исходной темп-ре $\sim 0{,}01$ К адиабатич. размагничивание системы яд. спинов (напр., в образце меди) удаётся достигнуть темп-ры 10^{-5}—10^{-6} К. До этой темп-ры охлаждается не весь образец. Полученная темп-ра (её называют спиновой) характеризует интенсивность теплового движения в системе яд. спинов сразу после размагничивания. Эл-ны же и крист. решётка остаются после размагничивания при исходной темп-ре $\sim$ 0,01 К. Последующий обмен энергией между системами яд. и электронных спинов (посредством спин-спинового взаимодействия) может привести к кратковрем. охлаждению всего в-ва до $T \sim 10^{-4}$ К (измеряют такие темп-ры методами *магнитной термометрии*). Практически М. о. осуществляют следующим способом. Блок парамагн. соли С помещается на подвесках из материала с малым коэфф. теплопроводности внутри камеры *1*, к-рая погружена в криостат *2* с жидким ^{4}He (рис. 2, *а*). Откачкой паров гелия через кран *3* темп-ра в криостате

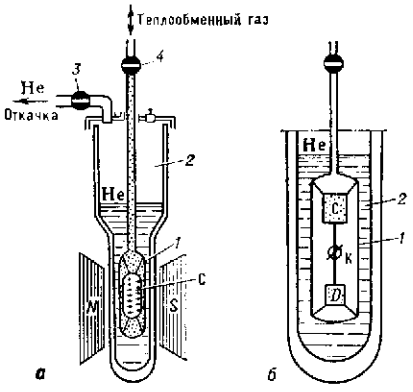


Рис. 2. Схемы установок для магн. охлаждения: *а* — одноступенчатого (N, S — полюсы электромагнита), *б* — двухступенчатого.

поддерживается на уровне 1,0—1,2 К (применение жидкого ^{3}He позволяет снизить исходную темп-ру до $\sim$0,3 К). Теплота, выделяющаяся в соли во время намагничивания, отводится к жидкому гелию газом, заполняющим камеру *1*. Перед выключением магн. поля газ из камеры *1* откачивают через кран *4* и т. о. блок парамагн. соли С теплоизолируют от жидкого гелия. После размагничивания темп-ра соли понижается и может достигнуть неск. тысячных К. Запрессовывая в блок соли к.-л. в-во или соединяя в-во с блоком соли пучком тонких медных проволочек, можно охладить в-во практически до тех же темп-р. Наиболее низкие темп-ры получают методом двухступенчатого М. о. (рис. 2, *б*). Сначала производят адиабатич. размагничивание соли С и через тепловой ключ (теплопроводящую перемычку) K охлаждают предварительно намагниченную соль D. Затем, после размыкания ключа K, размагничивают соль D, к-рая при этом охлаждается до темп-ры, существенно более низкой, чем была получена в блоке соли С. Тепловым ключом в установках описанного типа обычно служит проволочка из сверхпроводящего в-ва, теплопроводности к-рой в норм. и сверхпроводящем состояниях при $T \sim 0{,}1$ К сильно отличаются (во много раз). По схеме рис. 2, *б* осуществляют и яд. размагничивание с тем отличием, что соль D заменяют образцом (напр., меди), для намагничивания к-рого применяется поле напряжённостью в неск. десятков кЭ.

М. о. широко используется при изучении низкотемпературных св-в жидкого ^{3}He (*сверхтекучести* и др.), квант. явлений в тв. телах (напр., *сверхпроводимости*), св-в ат. ядер и т. д.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 868—82; Де-Клерк Д., Адиабатическое размагничивание, в кн.: Физика низких температур, пер. с англ., под ред. А. И. Шальникова, М., 1959, с. 421—610; Мендельсон К., На пути к абсолютному нулю, пер. с англ., М., 1971; Амблер Е., Хадсон Р. П., Магнитное охлаждение, «УФН», 1959, т. 67, в. 3.

А. В. Фрадков.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, силовое поле, действующее на движущиеся электрич. заряды и на тела, обладающие *магнитным моментом* (независимо от состояния их движения). М. п. характеризуется вектором *магнитной индукции* $\boldsymbol{B}$. Значение $\boldsymbol{B}$ определяет силу, действующую в данной точке поля на движущийся электрич. заряд (см. *Лоренца сила*) и на тела, имеющие магн. момент.

Термин «М. п.» ввёл в 1845 англ. физик М. Фарадей, считавший, что как электрич., так и магн. вз-ствия осуществляются посредством единого материального поля. Классич. теория эл.-магн. поля была создана англ. физиком Дж. Максвеллом (1873), квант. теория — в 20-х гг. 20 в. (см. *Квантовая теория поля*).

Источниками макроскопич. М. п. явл. намагниченные тела, проводники с током и движущиеся электрически заряж. тела. Природа этих источников едина: М. п. возникает в результате движения заряж. микрочастиц (эл-нов, протонов, ионов), а также благодаря наличию у микрочастиц собственного (спинового) магн. момента (см. *Магнетизм*).

Перем. М. п. возникает также при изменении во времени электрич. поля. В свою очередь, при изменении во вре-

мени М. п. возникает электрич. поле. Полное описание электрич. и магн. полей в их взаимосвязи дают *Максвелла уравнения*. Для хар-ки М. п. часто вводят силовые линии поля (линии магн. индукции). В каждой точке такой линии вектор $\boldsymbol{B}$ расположен вдоль касательной. В местах повышенных значений $\boldsymbol{B}$ линии индукции сгущаются, в тех же местах, где поле слабее, линии расходятся (рис.).

Для М. п. наиболее характерны след. проявления.

1. В пост. однородном М. п. на магн. диполь с магн. моментом $\boldsymbol{p}_m$ действует вращающий момент $\boldsymbol{N}=[\boldsymbol{p}_m\boldsymbol{B}]$ (так, магн. стрелка в М. п. поворачивается по полю; виток с током I, также обладающий магн. моментом, стремится занять положение, при к-ром

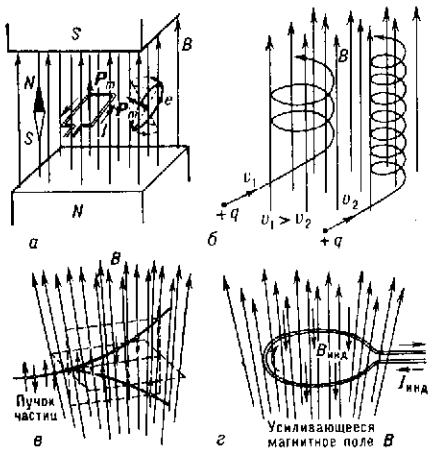


Рис. *а* — действие однородного пост. магн. поля на магн. стрелку, виток с током I и ат. диполь (*e* — эл-н атома); *б* — действие однородного пост. магн. поля на свободно движущиеся электрич. заряды $+q$ (их траектория в общем случае имеет вид спирали); *в* — разделение пучка магн. диполей в неоднородном магн. поле; *г* — возникновение тока индукции в витке при усилении внеш. магн. поля $\boldsymbol{B}$ (стрелками показано направление тока индукции и создаваемого магн. поля $\boldsymbol{B}_{инд}$). $\boldsymbol{P}_m$ — магн. момент, q — электрич. заряд, v — скорость заряда.

его плоскость была бы перпендикулярна линиям индукции; ат. диполь процессирует вдоль силовой линии с характеристич. частотой; рис., *а*).

2. В пост. однородном М. п. действие силы Лоренца приводит к тому, что траектория движения электрич. заряда имеет вид спирали с кривизной, обратно пропорц. скорости (рис., *б*). Искривление траектории электрич. зарядов под действием силы Лоренца сказывается, напр., в перераспределении тока по сечению проводника при внесении его в М. п. Этот эффект лежит в основе гальваномагн., термомагн. и др. родственных им явлений.

3. В пространственно неоднородном М. п. на магн. диполь $\boldsymbol{p}_m$ действует сила $\boldsymbol{F}$, перемещающая диполь, ориентированный по полю, в направлении градиента поля: $\boldsymbol{F}=\mathrm{grad}\,(\boldsymbol{p}_m\boldsymbol{B})$; так, пучок атомов, содержащий атомы с противоположно ориентированными магн. моментами, в неоднородном М. п. разделяется на два расходящихся пучка (рис., *в*).

4. М. п., непостоянное во времени, оказывает силовое действие на покоящиеся электрич. заряды и приводит их в движение; возникающий при этом в контуре ток $I_{инд}$ (рис., *г*) своим М. п. противодействует изменению первоначального М. п. (см. *Электромагнитная индукция*).

Магн. индукция $\boldsymbol{B}$ определяет ср. макроскопич. М. п., создаваемое в данной точке пр-ва как токами проводимости (движением сводобных носителей зарядов), так и имеющимися намагниченными телами. М. п., созданное токами проводимости и независящее от магн. св-в присутствующего в-ва, характеризуется вектором *напряжённости магнитного поля* $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{B}-4\pi\boldsymbol{J}$ или $\boldsymbol{H}=(\boldsymbol{B}/\mu_0)-\boldsymbol{J}$ (соответственно в *СГС системе единиц* и *Международной системе единиц*). В этих соотношениях вектор $\boldsymbol{J}$ — *намагниченность* в-ва, μ_0 — *магнитная постоянная*.

Отношение $\mu=B/\mu_0H$ наз. *магнитной проницаемостью*. В зависимости от величины μ в-ва делят на *диамагнетики* ($\mu<1$) и *парамагнетики* ($\mu>1$), в-ва с $\mu\gg1$ наз. *ферромагнетиками*.

Объёмная плотность энергии М. п. в отсутствии ферромагнетиков: $w_м=\mu H^2/8\pi$ или $w_м=BH/8\pi$ (в ед. СГС); $w_м=\mu\mu_0H^2/2$ или $BH/2$ (в ед. СИ). В общем случае $w_м=\frac{1}{2}\int HdB$, где пределы интегрирования определяются начальными и конечными значениями магн. индукции $\boldsymbol{B}$, сложным образом зависящей от поля $\boldsymbol{H}$.

Для измерения хар-к М. п. применяют различного типа *магнитометры*.

Магнитные поля в природе разнообразны по масштабам и по вызываемым эффектам. М. п. Земли, образующее земную *магнитосферу*, простирается до расстояния в 70—80 тыс. км в направлении на Солнце и на многие миллионы км в противоположном направлении. У поверхности Земли М. п. H равно в среднем 0,5 Э, на границе магнитосферы $\sim 10^{-3}$ Э. В околоземном пр-ве М. п. образует *магнитную ловушку* для заряж. ч-ц высоких энергий — радиационный пояс. Происхождение М. п. Земли связывают с конвективными движениями проводящего жидкого в-ва в земном ядре (см. *Динамо-эффект*).

Из других планет Солнечной системы лишь Юпитер и Сатурн обладают собственными М. п., достаточными для создания устойчивых планетарных магн. ловушек. На Юпитере обнаружены М. п. до 10 Э и ряд характерных явлений (магн. бури, *синхротронное излучение* в радиодиапазоне и др.), указывающих на значит. роль М. п. в планетарных процессах.

Межпланетное М. п. — это гл. обр. поле *солнечного ветра* (непрерывно расширяющейся плазмы солн. короны). Вблизи орбиты Земли межпланетное поле $\sim10^{-4}$—10^{-5} Э. Силовые линии регулярного межпланетного М. п. имеют вид идущих от Солнца раскручивающихся спиралей (их форма обусловлена сложением радиального движения плазмы и вращения Солнца). М. п. межпланетной плазмы имеет секторную структуру: в одних секторах оно направлено от Солнца, в других — к Солнцу. Регулярность межпланетного М. п. может нарушаться из-за развития разл. видов плазменной неустойчивости, прохождения *ударных волн* и распространения потоков быстрых ч-ц, рождённых солн. вспышками.

Во всех процессах на Солнце — вспышках, появлении пятен и протуберанцев, рождении солн. космич. лучей — М. п. играет важнейшую роль. Измерения, основанные на *Зеемана эффекте*, показали, что М. п. солн. пятен достигает неск. тыс. Э, протуберанцы удерживаются полями $\sim$10—100 Э (при ср. значении общего М. п. Солнца $\sim$ 1 Э). Удалённость звёзд не позволяет пока наблюдать у них М. п. типа солнечных. В то же время более чем у двухсот т. н. магнитных звёзд обнаружены аномально большие поля (до $3{,}4\cdot10^4$ Э). Поля $\sim10^7$ Э измерены у неск. звёзд — *белых карликов*. Особенно большие ($\sim10^{10}$—10^{12} Э) М. п. должны быть, по совр. представлениям, у *нейтронных звёзд*.

В явлениях микромира роль М. п. столь же существенна, как и в косм. масштабах. Это объясняется существованием у всех ч-ц — структурных элементов в-ва (эл-нов, протонов, нейтронов) магн. момента, а также действием М. п. на движущиеся электрич. заряды.

На расстоянии порядка размера атома ($\sim10^{-8}$ см) М. п. ядра составляет $\sim$50 Э. В *ферримагнетиках* (ферритах-гранатах) на ядрах ионов железа М. п. оказалось $\sim5\cdot10^5$ Э, на ядрах редкоземельного металла диспрозия $\sim8\cdot10^6$ Э. Внеш. М. п. и внутриатомные М. п., создаваемые эл-нами атома и его ядром, расщепляют энергетич. уровни атома, в результате спектры атомов приобретают сложное строение (см. *Тонкая структура* и *Сверхтонкая структура*). Расстояния между зеемановскими подуровнями энергии (и соответствующими спектр. линиями) пропорц. величине М. п., что позволяет спектр. методами определять значение М. п.

Получение магнитных полей. М. п. обычно подразделяют на слабые (до 500 Э), средние (500 Э — 40 кЭ), сильные (40 кЭ — 1 МЭ) и сверхсильные (св. 1 МЭ). На использовании слабых и средних М. п. основана практически вся электротехника, радио-

техника и электроника. Слабые и средние М. п. получают при помощи *магнитов постоянных*, электромагнитов, неохлаждаемых соленоидов, *магнитов сверхпроводящих*.

Для получения сильных М. п. применяют сверхпроводящие соленоиды (до 150—200 кЭ), соленоиды, охлаждаемые водой (до 250 кЭ), импульсные соленоиды (до 1,6 МЭ). Сверхсильные М. п. получают методом направленного взрыва. Медную трубу, внутри к-рой предварительно создано сильное импульсное М. п., радиально сжимают давлением продуктов взрыва. С уменьшением радиуса R трубы величина М. п. в ней возрастает $\sim 1/R^2$ (если магн. поток через трубу сохраняется). М. п., получаемое в установках подобного типа (т. н. взрывомагнитных генераторах), может достигать неск. десятков МЭ.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2); Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., М., 1971 (Берклеевский курс физики, т. 2); Монтгомери Б., Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов, пер. с англ., М., 1971; Кнопфель Г., Сверхсильные импульсные магнитные поля, пер. с англ., М., 1972; Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., О происхождении магнитных полей в астрофизике, «УФН», 1972, т. 106, в. 3.

МАГНИ́ТНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, характеристика *магнитной цепи*; М. с. R_m равно отношению *магнитодвижущей силы* F, действующей в магн. цепи, к созданному в цепи *магнитному потоку* Φ. М. с. однородного участка магн. цепи может быть вычислено по ф-ле $R_m = l/\mu\mu_0 S$, где l и S — длина и поперечное сечение участка магн. цепи, μ — относит. *магнитная проницаемость* материала цепи, μ_0 — *магнитная постоянная*. В случае неоднородной магн. цепи (состоящей из однородных последовательных участков с различными l, S, μ) её М. с. равно сумме R_m однородных участков. Расчёт М. с. по приведённой ф-ле явл. приближённым, т. к. ф-ла не учитывает «магнитные утечки» (рассеяние магн. потока в окружающем цепь пр-ве), неоднородности магн. поля в цепи, нелинейную зависимость М. с. от поля. В перем. магн. поле М. с.— комплексная величина, т. к. в этом случае μ зависит от частоты эл.-магн. колебаний. Единицей М. с. в *Международной системе единиц* служит ампер (или ампер-виток) на вебер (А/Вб), в *СГС системе единиц* — гильберт на максвелл (Гб/Мкс). 1 А/Вб$=4\pi\cdot 10^{-9}$ Гб/Мкс $\approx 1{,}2566\times 10^{-8}$ Гб/Мкс.

МАГНИ́ТНОЕ СТАРЕ́НИЕ, изменение магн. св-в ферромагнетика со временем при комнатной (рабочей) темп-ре. М. с. может быть вызвано изменением домённой структуры ферромагнетика (о б р а т и м о е М. с.) или его кристаллич. структуры (н е о б р а т и м о е М. с.). Обратимое М. с. обусловлено перестройкой домённой структуры (см. *Домены*) под влиянием внеш. воздействий: магн. полей, температурных колебаний, механич. вибраций и т. п. Повторное намагничивание устраняет последствия обратимого М. с. и восстанавливает первоначальную намагниченность ферромагн. образца. Необратимое М. с. вызывается переходом кристаллич. структуры ферромагнетика из *метастабильного состояния* в более равновесное, оно происходит независимо от магн. состояния образца. Необратимое М. с. ускоряется с повышением темп-ры. Для повышения магн. стабильности ферромагн. изделия подвергают искусств. старению. Стабилизацию кристаллич. структуры осуществляют, выдерживая изделия при повышенной темп-ре. Такая обработка снижает эффект последующего М. с. при комнатной темп-ре. Наиболее простым способом стабилизации магн. домённой структуры изделий, сохраняющих определённую остаточную намагниченность, явл. частичное размагничивание их перем. магн. полем.

● Бозорт Р. М., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956.

И. Е. Старцева, Я. С. Шур.

МАГНИ́ТНО-ЖЁСТКИЕ МАТЕРИА́ЛЫ, см. *Магнитно-твёрдые материалы*.

МАГНИ́ТНО-МЯГКИЕ МАТЕРИА́ЛЫ, *магнитные материалы* (ферромагнетики), к-рые намагничиваются до насыщения и перемагничиваются в относительно слабых магн. полях напряжённостью $H\sim 8$—800 А/м ($\sim 0{,}1$—10 Э). При темп-рах ниже *Кюри точки* (у технически чистого железа, напр., ниже 768°С) М.-м. м. спонтанно намагничены, но внешне не проявляют магн. св-в, т. к. состоят из хаотически ориентированных намагниченных до насыщения областей (*доменов*). М.-м. м. характеризуются высокими значениями *магнитной проницаемости* — начальной $\mu_a\sim 10^2$—10^5 и максимальной $\mu_{макс}\sim 10^3$—10^6. *Коэрцитивная сила* H_c М.-м. м. колеблется от 0,8 до 8 А/м (от 0,01 до 0,1 Э), а потери на магн. *гистерезис* очень малы ~ 1—10^3 Дж/м^3 (10—10^4 эрг/см^3) на один цикл перемагничивания.

Способность М.-м. м. намагничиваться до насыщения в слабых магн. полях обусловлена низкими значениями энергии *магнитной анизотропии*, а у пек-рых из них (напр., у М.-м. м. на основе Fe—Ni и у ряда *ферритов*) также низкими значениями констант *магнитострикции*. Эти св-ва приводят к тому, что *намагничивание* (включающее процессы смещения границ доменов и вращения их вектора намагниченности J_s) не требует значит. полей и энергий. Подвижность доменных границ, способствующая намагничиванию, снижается в случае присутствия в материале разл. неоднородностей и напряжений (растёт энергия, необходимая для их смещения). Поэтому ферромагнетики, содержащие заметные кол-ва примесей внедрения (C, N, O и др.), *дислокаций* и др. *дефектов* кристаллич. решётки, обладают св-вами М.-м. м. лишь при малых значениях энергии доменных границ (малой энергии анизотропии). Если же энергия доменных границ велика, то материал будет магнитно-мягким, когда его структура имеет мало дефектов. Получение малодефектных М.-м. м. связано с большими технологич. трудностями.

К М.-м. м. принадлежат ряд сплавов (напр., пермингвары) и пек-рые ферриты с малой энергией магн. кристаллич. анизотропии, но с хорошо выраженной одноосной анизотропией, формирующейся при отжиге материала в магн. поле. Пек-рые М.-м. м. (напр., пермендюр) имеют слабую анизотропию, но большие значения магнитострикции. Важнейшими представителями М.-м. м., применяемых в технике слабых токов, явл. бинарные и легиров. сплавы на основе Fe—Ni (пермаллои), имеющие низкую $H_c\sim 0{,}01$ Э и очень высокие μ_a (до 10^5) и $\mu_{макс}$ (до 10^6). К этой же группе относятся сплавы на основе Fe—Co (напр., пермендюр), к-рые среди М.-м. м. обладают наивысшими точкой Кюри (950—980°С) и значением магн. индукции насыщения B_s, достигающей $2{,}4\cdot 10^4$ Гс (2,4 Тл), а также сплавы Fe—Al и Fe—Si—Al. Для работы при частотах до 10^5 Гц используются сплавы на основе Fe—Co—Ni с пост. магн. проницаемостью, достигаемой термич. обработкой образцов в поперечном магн. поле, к-рое формирует индуцированную одноосевую анизотропию. Постоянство магн. проницаемости (в пределах 15%) сохраняется при индукциях до 8000 Гс и обеспечивается тем, что при намагничивании таких М.-м. м. процесс вращения J_s явл. доминирующим. В области частот 10^4—10^8 Гц нашли применение *магнитодиэлектрики*. В технике слабых токов используются смешанные ферриты (напр., соединение из цинкового и никелевого ферритов), а также ферриты-гранаты. Для них характерно высокое электрическое сопротивление и практическое отсутствие *скин-эффекта*. Ферриты-гранаты применяются при очень высоких частотах (если невелики *диэлектрические потери*).

К новым видам М.-м. м. относятся т. н. аморфные материалы (*металлические стёкла*, или метгласы). Неупорядоченность расположения атомов, характерная для аморфного состояния, приводит к изотропии магн. св-в материала, что характерно для М.-м. м. (табл.). Для достижения наилучших магн. св-в аморфные сплавы подвергают термич. обработке в течение 1—1,5 ч в магн. поле или без поля в зависимости от того, стремятся ли получить прямоугольную петлю гистерезиса или высокое значение μ_a. Рабо-

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАЖНЕЙШИХ МАГНИТНО-МЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ

Марка материала	Основной состав, % (по массе)	$B_s \times 10^{-2}$, Гс	θ, °С	$\rho \cdot 10^6$, Ом·см	$\mu_a \cdot 10^{-3}$, Гс/Э	$\mu_{макс} \times 10^{-3}$, Гс/Э	H_c, Э	W (при B = 5000 Гс), эрг/см³
80 НМ (супермаллой)	80Ni, 5Mo, остальное Fe	8	400	55	100	1000	0,005	10
79 НМ (молибденовый пермаллой)	79Ni, 4Mo, остальное Fe	8	450	50	40	200	0,02	70
50 Н	50Ni, остальное Fe	15	500	45	5	40	0,1	150
50 НП[1]	50Ni, остальное Fe	15	500	45	$B_r/B_m = 0,95$	100	0,1	600 (при B = 15 000 Гс)
40 НКМП (перминвар прямоугольный)[2]	40Ni, 25Co, 4Mo, остальное Fe	14	600	63	$B_r/B_m = 0,95$	600	0,02	200 (при B = 14 000 Гс)
40 НКМЛ (перминвар линейный)[3]	40Ni, 25Co, 4Mo, остальное Fe	14	600	63	2	~2,0	—	—
47 НК (перминвар линейный)[3]	47Ni, 23Co, остальное Fe	16	650	20	0,9	~0,90	—	—
49 КФ-ВИ (пермендюр)	49Co, 2V, остальное Fe	23,5	980	40	1	50	0,5	5000
16 ЮХ	16Al, 2Cr, остальное Fe	7	340	160	10	80	0,03	100
10 СЮ (сендаст)	9,5Si, 5,5Al, остальное Fe	10	550	80	35	100	0,02	30
Армко — железо	100Fe	21,5	768	12	0,5	10	0,8	5000
Э 44	4Si, остальное Fe	19,8	680	57	0,4	10	0,5	1200
Э 330	3,5Si, остальное Fe	20	690	50	1,5	30	0,2	350
Ni — Zn феррит	(Ni, Zn) O·Fe_2O_3	2—3	500—150	10^{11}	0,05—0,5	—	1,5—0,5	—
Mn — Zn феррит	(Mn, Zn) O·Fe_2O_3	3,5—4	170	10^7	1	2,5	0,6	—
M G2605[4]	$Fe_{80}B_{20}$	16	375	140	—	70	0,1	50
M G2826[4]	$Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$	8,2	250	180	—	100	0,05	25
45 НПР-А[4]	Fe, Ni, P, B	7,5	—	140	—	40—70	0,04	12
85 КСР-А[4]	Co, Fe, Si, B	8,5	—	130	—	150	0,02—0,06	10
81 КСР-А[4]	Co, Fe, Si, B	6—7	—	130	30	100—400	0,005—0,015	1

Примечание: μ_a и $\mu_{макс}$ — начальная и максимальная магн. проницаемости; θ — темп-ра Кюри; ρ — уд. электрич. сопротивление; H_c — коэрцитивная сила; B_s, B_r и B_m — индукция насыщения, индукции остаточная и максимальная в поле 8—10 Э; W — потери на гистерезис.

[1] Кристаллически текстурован. [2] После обработки в продольном магн. поле. [3] После обработки в поперечном магн. поле. [4] Св-ва аморфных М.-м. м. указаны приближённо, т. к. они зависят от технологии производства материалов.

чая темп-ра аморфных М.-м. м.— до 150°С.

К М.-м. м. спец. назначения относятся *термомагнитные материалы*, служащие для компенсации температурных изменений магн. потоков в магн. системах приборов, а также *магнитострикционные материалы*, с помощью к-рых эл.-магн. энергия преобразуется в механич. энергию.

● Таблицы физических величин. Справочник, М., 1976; Прецизионные сплавы. Справочник, М., 1974; Займовский А. С., Чудновская Л. А., Магнитные материалы, 3 изд., М.— Л., 1957; Магнитно-мягкие материалы, пер. с чеш., М.—Л., 1964.

И. М. Пузей.

МАГНИТНО-ТВЁРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ (магнитно-жёсткие или высококоэрцитивные материалы), *магнитные материалы* (ферро- и ферримагнетики), к-рые намагничиваются до насыщения и перемагничиваются в сравнительно сильных магн. полях, напряжённостью в тысячи и десятки тысяч А/м (10^2—10^3 Э). М.-т. м. характеризуются высокими значениями *коэрцитивной силы* H_c, остаточной индукции B_r, магн. энергии $(BH)_{макс}$ на участке размагничивания петли *гистерезиса* (табл.). После намагничивания М.-т. м. остаются *магнитами постоянными* из-за высоких значений B_r и H_c. Большая коэрцитивная сила М.-т. м. может быть обусловлена след. причинами: 1) задержкой смещения границ доменов из-за посторонних включений или сильной деформации крист. решётки; 2) выпадением в слабомагн. матрице мелких однодоменных ферромагн. ч-ц, имеющих или сильную крист. анизотропию, или анизотропию формы.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАЖНЕЙШИХ МАГНИТНО-ТВЁРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Марка материала	Основной состав, % (по массе)	$B \cdot 10^{-3}$, Гс	H_c, Э	$(BH)_{макс}$, МГс·Э
У 13	1,3C; остальное Fe	8	60	0,22
Е7В6	0,7C; 0,4Cr; 5,7W; 0,4Si	10,4	68	0,36
ЕХ9К 15М	1C; 9Cr; 15Co; 1,5Mo; остальное Fe	8,2	160	0,55
12КМВ 12 (комол)	12Co; 6Mo; 12W; остальное Fe	10,5	250	1,1
ЮНД4 (ални)	25Ni; 12Al; 4Cu; остальное Fe	6,1	500	0,9
ЮНДК 24 (магнико)	14Ni; 8Al; 24Co; 3Cu; остальное Fe	12,3	600	4
ЮНДК35Т5ВА (тикональ)	14Ni; 8Al; 35Co; 3Cu; 5Ti; Nb<1	10	1500	10
ПлК 76 (платинакс)	76Pt; остальное Co	7,9	4000	12
52КФ 13 (викаллой)	52Co; 13V; остальное Fe	6	500	—
2ФК (Co-феррит)	$CoO \cdot Fe_2O_3$	3	1800	2
1БИ (Ba-феррит)	$BaO \cdot 6Fe_2O_3$ (изотропный)	2	1700	1
3БА (Ba-феррит)	$BaO \cdot 6Fe_2O_3$ (анизотропный)	3,7	2000	3,2
3СА (Sr-феррит)	$SrO \cdot 6Fe_2O_3$ (анизотропный)	3,6	3200	3
Co_5Sm	Co_5Sm (анизотропный)	9,4	34000	24

М.-т. м. классифицируют по разным признакам, напр. по физ. природе коэрцитивной силы, по технологич. признакам. Из М.-т. м. наибольшее значение в технике приобрели: литые и порошковые (очень твёрдые, недеформируемые) сплавы типа Fe — Al — Ni—Co; более пластичные (деформируемые) сплавы типа Fe—Co—Mo, Fe—Co—V, Pt—Co и *ферриты*. В качестве М.-т. м. используются также соединения редкозем. элементов с Co; магнитопласты и магнитоэласты из порошков сплавов ални и альнико, ферритов со связкой из пластмасс и резины (см. *Магнитодиэлектрики*); материалы из порошков Fe, Fe—Co, Mn — Bi, $SmCo_5$. Высокая коэрцитивная сила литых и порошковых М.-т. м. (к ним относятся материалы типа альнико, магнико и др.) объясняется наличием мелкодисперсных сильномагн. ч-ц вытянутой формы в слабомагн. матрице. Охлаждение в магн. поле приводит к преимуществ. ориентации продольных осей этих ч-ц по полю. Повышенными магн. св-вами обладают подобные М.-т. м., представляющие собой монокристаллы или сплавы, созданные путём направленной кристаллизации. Их максимальная магн. энергия $(BH)_{макс}$ достигает 10^7 Гс·Э. Дисперсионно-твердеющие

сплавы типа Fe—Co—Mo (комолы) приобретают высококоэрцитивное состояние (магн. твёрдость) в результате отпуска после закалки, при к-ром происходит распад тв. р-ра и выделяется фаза, богатая молибденом. Сплавы типа Fe—Co—V (викаллои) для придания им св-в М.-т. м. подвергают холодной пластич. деформации с большим обжатием и последующему отпуску. Высококоэрцитивное состояние сплавов типа Pt—Co возникает за счёт появления упорядоченной тетрагональной фазы с энергией магн. анизотропии $5 \cdot 10^7$ эрг/см^3. К М.-т. м. относятся гексаферриты, т. е. ферриты с гексагональной крист. решёткой (напр., $BaO \cdot 6Fe_2O_3$, $SrO \cdot 6Fe_2O_3$). В феррите кобальта $CoO \cdot Fe_2O_3$ со структурой шпинели после термич. обработки в магн. поле формируется одноосевая анизотропия, что и явл. причиной его высокой коэрцитивной силы.

● Таблицы физических величин. Справочник, М., 1976; Преображенский А. А., Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы, М., 1972; Вольфарт Э., Магнитно-твердые материалы, пер. с англ., М., 1963; Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш., Ферриты, Л., 1968.

И. М. Пузей.

МАГНИ́ТНЫЕ ВЕСЫ́, приборы, действующие по принципу маятниковых, крутильных или рычажных весов и применяемые для измерения *магнитной восприимчивости* тел (в частности, анизотропии магн. восприимчивости). Восприимчивость магн. материала

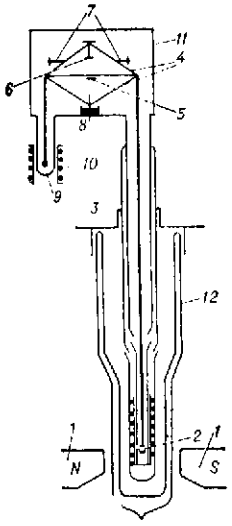


Схема магнитных весов для измерения восприимчивости в области низких темп-р: *1* — полюсы электромагнита; *2* — исследуемый образец; *3* — кварцевая нить; *4* — растяжка; *5* — коромысло; *6* и *7* — гайки для выравнивания весов; *8* — демпфер; *9* и *10* — стержень и катушка компенсационного устройства; *11* — колпак; *12* — сосуд Дьюара.

определяется по силе, с к-рой исследуемый образец, имеющий форму длинного цилиндра, втягивается в поле электромагнита (метод Гуи), или по силе, действующей на образец малого размера, помещённый в неоднородное магн. поле (метод Фарадея). Обычно пользуются *нулевым методом измерений*, компенсация силы или момента силы осуществляется при этом силой вз-ствия спец. электромагнитов. Градуировку М. в. проводят при помощи стандартных в-в с известной магн. восприимчивостью. Одна из конструкций рычажный М. в. приведена на рис. Чувствительность М. в. этого типа достигает 10^{-8} Н на деление шкалы, относит. погрешность измерений ~1%.

● Чечерников В. И., Магнитные измерения, 2 изд., М., 1969; Чечурина Е. Н., Приборы для измерения магнитных величин, М., 1969; Селвуд П., Магнетохимия, пер. с англ., 2 изд., М., 1958; Боровик-Романов А. С., Крейнас Н., Магнитные свойства трехвалентных ионов европия и самария, «ЖЭТФ», 1955, т. 29, в. 6(12), с. 790.

МАГНИ́ТНЫЕ ЗЕРКАЛА́ (магнитные пробки), см. *Магнитные ловушки.*

МАГНИ́ТНЫЕ ИЗМЕРЕ́НИЯ, измерения хар-к *магнитного поля* или магн. свойств в-в (материалов). К измеряемым хар-кам магн. поля относятся: вектор *магнитной индукции* $\boldsymbol{B}$, *напряжённость магнитного поля* $\boldsymbol{H}$, поток вектора индукции (*магнитный поток*), градиент магн. поля и др. Магн. состояние в-ва определяется: *намагниченностью* $\boldsymbol{J}$, *магнитной восприимчивостью* χ, магнитной проницаемостью μ, *магнитной структурой атомной*.

К важнейшим хар-кам наиб. распространённых магн. материалов — *ферромагнетиков* относятся: кривые индукции $B(H)$ и *намагничивания кривые* $J(H)$, *коэрцитивная сила*, потери энергии на перемагничивание (см. *Гистерезис*), макс. магн. энергия ед. объёма (или массы), *размагничивающий фактор* (коэфф. размагничивания) ферромагн. образца.

Для измерения магн. хар-к применяют след. методы: баллистический, магнетометрический, электродинамический, индукционный, пондеромоторный, мостовой, потенциометрический, ваттметрический, калориметрический, нейтронографический и резонансный.

Баллистический метод основан на измерении *баллистическим гальванометром* кол-ва электричества Q, переносимого током индукции через надетую на образец измерит. катушку с числом витков w при быстром изменении сцепленного с ней магн. потока Φ. Изменение магн. потока $\Delta\Phi = QR/w$, где R — сопротивление цепи. Баллистич. методом определяют осн. кривую индукции $B(H)$, кривую намагничивания $J(H)$, петлю гистерезиса, разл. виды проницаемости и размагничивающий фактор ферромагн. образцов.

Магнетометрический метод основан на воздействии исследуемого намагнич. образца на расположенный вблизи него пост. магнит. Распространён действующий по этому принципу астатич. *магнитометр*. Он состоит из двух одинаковых последовательно включённых в цепь катушек — намагничивающей и компенсационной, между к-рыми на подвесе укреплён магн. датчик: система из двух линейных магнитов одинаковых размеров с равными *магнитными моментами* (астатич. система). Магниты расположены параллельно друг другу полюсами в разные стороны. Действие магн. полей катушек на астатич. систему взаимно скомпенсировано. Образец, помещаемый в намагничивающую катушку, нарушает скомпенсированность полей и вызывает поворот системы магнитов. По углу поворота системы определяют магн. момент образца. Далее можно вычислить J, B и H. Т. о., метод даёт возможность найти зависимость $B(H)$ и $J(H)$, петлю гистерезиса и магн. восприимчивость. Благодаря высокой чувствительности магнитометрич. метода его применяют для измерений геомагн. поля и для решения ряда метрологич. задач (см. *Эталоны магнитных величин*).

Иногда для измерения хар-к магн. поля, в частности в пром. условиях, применяется электродинамический метод, при к-ром измеряется угол поворота рамки с током, находящейся в магн. поле намагниченного образца. Преимущество метода — возможность градуирования шкалы прибора непосредственно в ед. измеряемой величины — в теслах (для B) или в А/м (для H).

Для исследования ферромагн. в-в в широком интервале значений H используются индукционный и пондеромоторный методы. Индукционный метод позволяет измерять кривые $B(H)$, $J(H)$, петлю гистерезиса и разл. виды проницаемости. Он основан на измерении эдс индукции, к-рая возбуждается во вторичной обмотке, намотанной на образец, при пропускании намагничивающего перем. тока через первичную обмотку. Этот метод может быть также использован для измерения намагниченности в сильных импульсных магн. полях и магн. восприимчивости диа- и парамагн. в-в в радиочастотном диапазоне. Этот метод используется, в частности, в индукц. магнитометре, в к-ром исследуемый образец колеблется в магн. поле и при этом возбуждает эдс в измерит. катушках.

Пондеромоторный метод состоит в измерении механич. силы, действующей на исследуемый образец в магн. поле. Особенно широко метод применяется при исследовании магн. свойств слабомагн. в-в. На основе этого метода созданы разнообразные установки и приборы для М. и.: маятниковые, крутильные и рычажные *магнитные весы*, весы с использованием упругого кольца и др. Метод применяется также для измерения магн. восприимчивости жидкостей и газов, намагниченности ферромагнетиков и магн. анизотропии (см. *Анизометр магнитный*).

Мостовой и потенциометрический методы в большинстве случаев применяются для измерения в перем. магн. полях в широком

диапазоне частот. Они основаны на измерении индуктивности L и активного сопротивления R электрич. цепи, в к-рую включают катушку с сердечником — исследуемым ферромагн. образцом. Эти методы позволяют определять зависимости $B(H)$, $J(H)$, составляющие комплексной *магнитной проницаемости* и комплексного магн. сопротивления в перем. полях, потери на перемагничивание.

Наиболее распространённым методом измерения потерь на перемагничивание явл. ваттметрический метод; им пользуются при синусоидальном хар-ре изменения во времени магн. индукции. В этом методе ваттметром определяют мощность, поглощаемую в цепи катушки, используемой для перемагничивания образца.

Абс. методом измерения *потерь магнитных* в ферромагн. материалах (в широком частотном диапазоне) явл. калориметрический метод. Он позволяет измерять потери при любых законах изменения напряжённости магн. поля и магн. индукции и в сложных условиях намагничивания. О потерях энергии в образце при его намагничивании перем. магн. полем судят по повышению темп-ры образца и окружающей его среды.

Магн. структуру ферромагн. и антиферромагн. в-в исследуют методами *нейтронографии*.

Резонансные методы измерений включают все виды *магнитного резонанса* — резонансного поглощения эл.-магн. энергии эл-нами или ядрами в-ва, находящегося в пост. магн. поле. В-во может также резонансно поглощать звук. колебания, что позволяет определить природу носителей магнетизма и магн. структуру в-ва (см. *Акустический парамагнитный резонанс*).

Важную область М. и. составляют измерения хар-к магн. материалов (*ферритов*, *магнитодиэлектриков* и др.) в перем. магн. полях частотой от 10 до 200 кГц. Для этой цели применяют в осн. ваттметрический, мостовой и резонансный методы. Измеряют обычно потери на перемагничивание, коэфф. потерь на гистерезис и вихревые токи, компоненты комплексной магн. проницаемости. Измерения осуществляют при помощи *пермеаметра*, *феррометра* и др. устройств, позволяющих определять частотные хар-ки магн. материалов. Существуют и др. методы определения магн. хар-к (магнитооптический, в импульсном режиме перемагничивания, осциллографический, метод вольтметра и амперметра и др.).

Приборы для М. и. классифицируют по их назначению, условиям применения, по принципу действия чувствительного элемента (датчика, или преобразователя). Приборы для измерения напряжённости магн. поля H, его индукции B, магн. момента и ряда др. магн. характеристик в-ва обычно наз. *магнитометрами*; из них нек-рые имеют своё наименование: для измерения магн. потока — *флюксметры* или веберметры; потенциала поля — *магнитные потенциалометры*; градиента — градиентометры; коэрцитивной силы — *коэрцитиметры* и т. д. В соответствии с классификацией методов М. и. различают приборы, основанные на явлении эл.-магн. индукции, гальваномагн. явлениях, на силовом (пондеромоторном) действии поля, на изменении оптич., механич., магн. и др. св-в материалов под действием магн. поля (см., напр., *Феррозонд*), на специфич. квант. явлениях (напр., квантовый магнитометр). Единой классификации приборов для М. и. пока не разработано.

● Электрические измерения. Средства и методы измерений (Общий курс), под ред. Е. Г. Шрамкова, М., 1972; Магнитные измерения, под ред. Е. Т. Чернышева, М., 1969; Чечерников В. И., Магнитные измерения, 2 изд., М., 1969; ГОСТ 12635—67. Методы испытаний в диапазоне частот от 10 кГц до 1 МГц; ГОСТ 12636—67. Методы испытаний в диапазоне частот от 1 до 200 МГц. *В. И. Чечерников.*

МАГНИ́ТНЫЕ ЛИ́НЗЫ, устройства для создания магн. полей, обладающих определ. симметрией; служат для фокусировки пучков заряж. ч-ц. См. *Электронные линзы*.

МАГНИ́ТНЫЕ ЛОВУ́ШКИ, конфигурации *магнитного поля*, способные длит. время удерживать заряж. ч-цы внутри определ. объёма пр-ва. М. л. природного происхождения явл. магн. поле Земли; огромное кол-во захваченных и удерживаемых им косм. заряж. ч-ц высоких энергий (эл-нов и протонов) образует радиац. пояса Земли за пределами её атмосферы. В лаб. условиях М. л. разл. видов исследуют гл. обр. применительно к проблеме удержания плазмы. Совершенствование М. л. для плазмы направлено на осуществление с их помощью *управляемого термоядерного синтеза*.

Для того чтобы магн. поле стало М. л., оно должно удовлетворять определ. условиям. Известно, что оно действует только на движущиеся заряж. ч-цы. Скорость ч-цы v в любой точке всегда можно представить в виде геом. суммы двух составляющих: $v_\perp$, перпендикулярной к напряжённости H магн. поля в этой точке, и $v_\parallel$, совпадающей по направлению с H. Сила F воздействия поля на ч-цу, т. н. *Лоренца сила*, определяется только $v_\perp$ и не зависит от $v_\parallel$. В *СГС системе единиц* F по абс. величине равна $(e/c)v_\perp H$. Сила Лоренца всегда направлена под прямым углом как к $v_\perp$, так и к $v_\parallel$ и не изменяет абс. величины скорости ч-цы, однако меняет направление этой скорости, искривляя траекторию ч-цы. Наиболее простым явл. движение ч-цы в однородном магн. поле. Если скорость ч-цы направлена поперёк такого поля ($v=v_\perp$), то её траекторией будет окружность радиуса R (рис. 1, *а*). Сила Лоренца в этом случае играет роль *центростремительной силы* (равной $mv^2_\perp/R$, m — масса ч-цы), что даёт возможность выразить R через $v_\perp$ и H: $R=v_\perp/\omega_H$, где $\omega_H=eH/mc$. Окружность, по к-рой

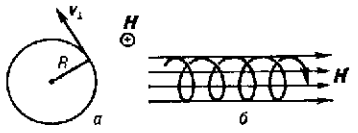


Рис. 1.

движется заряж. ч-ца в однородном магн. поле, наз. ларморовской окружностью, её радиус — ларморовским радиусом ($R_л$), а ω_H — ларморовской частотой. Если скорость ч-цы направлена к полю под углом, отличающимся от прямого, то, кроме $v_\perp$, ч-ца обладает и $v_\parallel$. Ларморовское вращение при этом сохранится, но к нему добавится равномерное движение вдоль магн. поля, так что результирующая траектория будет винтовой линией (рис. 1, *б*).

Рассмотрение даже этого простейшего случая однородного поля позволяет сформулировать одно из требований к М. л.: её размеры должны быть велики по сравнению с $R_л$, иначе ч-ца выйдет за пределы ловушки. Удовлетворить это условие можно не только увеличением размеров М. л., но и увеличением напряжённости магн. поля, т. к. $R_л$ убывает с возрастанием H. При экспериментах в лабораториях идут по второму пути, в то время как в природных условиях чаще возникают М. л. с протяжёнными, но сравнительно слабыми полями (напр., радиац. пояса Земли).

Далее, малость $R_л$ обеспечивает ограничение движения ч-цы в направлении поперёк поля, но его необходимо ограничить и в направлении вдоль силовых линий поля. В зависимости от метода ограничения различают два типа М. л.: тороидальные и зеркальные (адиабатические).

Тороидальные М. л. Один из способов предотвращения ухода ч-ц из М. л. вдоль направления поля состоит в придании ловушке конфигурации, при к-рой у объёма, занимаемого ею, вообще нет концов, такой конфигурацией является, напр., тор. Простейшим примером М. л. этого типа явл. тороидальный соленоид (рис. 2, *а*). Однако в ловушке со столь простой геометрией поля ч-цы удерживаются не очень долго: за каждый оборот вокруг тора ч-ца отклоняется на небольшое расстояние δ поперёк поля (т. н. тороидальный дрейф). Эти смещения накапливаются, и в конце концов ч-цы попадают на стенки М. л. Для компенсации тороидаль-

ного дрейфа можно сделать поле неоднородным вдоль М. л., как бы «прогофрировав» его (рис. 2, *б*). Но более удобно создать конфигурацию, при к-рой силовые линии магн. поля винтообразно навиваются на замкнутые поверхности, причём эти поверхности вложены одна в другую. Напр., если внутри тороидального соленоида поместить проводник с током, проходящий по его ср. линии (рис. 2, *в*), то

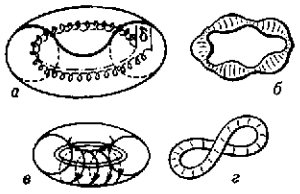


Рис. 2.

силовые линии поля будут навиваться на тороидальные поверхности. Ч-цы с малым $R_д$ будут не очень сильно отклоняться от этих поверхностей. Аналогичные конфигурации можно создать с помощью внеш. обмоток, напр. добавляя к обмотке тора (рис. 2, *а*) винтовую обмотку с попеременно направленными токами. Ещё один способ состоит в скручивании тора в фигуру типа восьмёрки (рис. 2, *г*). Можно также использовать более сложные конфигурации, комбинируя разл. элементы «гофрированных» и винтовых полей.

Зеркальные (адиабатические) М. л. Другой метод удержания ч-ц в М. л. в продольном (по полю) направлении состоит в использовании м а г н и т н ы х п р о б о к, или м а г н и т н ы х з е р к а л,— областей, в к-рых напряжённость магн. поля сильно (но плавно) возрастает. Такие области могут отражать налетающие на них вдоль силовых линий заряж. ч-цы.

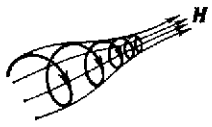


Рис. 3. Движение заряж. ч-цы в «зеркальной» магн. ловушке: при продвижении в область сильного поля радиус траектории ч-цы уменьшается. Магн. зеркало, от к-рого отражается ч-ца, находится в «горловой» части конфигурации.

На рис. 3 изображена траектория ч-цы в н е о д н о р о д н о м магн. поле, напряжённость к-рого меняется вдоль его силовых линий. Эффект отражения обусловлен следующим. В сильном магн. поле, когда ларморовский радиус $R_д$ значительно меньше характ. длины изменения магн. поля, сохраняется постоянным а д и а б а т и ч е с к и й и н в а р и а н т μ квазипериодич. движения — отношение поперечной энергии ч-цы к магн. полю: $\mu = mv_\perp^2/2H$ — величина, имеющая смысл магн. момента ларморовского кружка. Поскольку μ—const, при приближении заряж. ч-цы к пробке поперечная компонента скорости $v_\perp$ возрастает, а т. к. полная энергия заряж. ч-цы при движении в магн. поле не меняется, то при росте $v_\perp$ будет уменьшаться $v_\parallel$. В точке, где $v_\parallel$ станет равной нулю, и происходит отражение ч-цы от магн. зеркала. Простейшая адиабатическая М. л. создаётся двумя одинаковыми коаксиальными катушками, в к-рых ток протекает в одинаковом направлении (рис. 4). Магн.

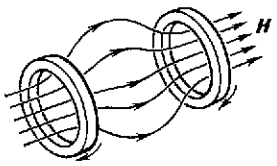


Рис. 4. Простейшая адиабатическая магн. ловушка. Стрелки указывают направление тока в коаксиальных катушках.

зеркалами в ней явл. области наиб. сильного поля внутри катушек.

Адиабатич. М. л. удерживают не все ч-цы: если $v_\parallel$ достаточно велика по сравнению с $v_\perp$, то ч-цы вылетают за пределы магн. зеркал. Макс. отношение $v_\parallel/v_\perp$, при к-ром отражение ещё происходит, тем больше, чем выше т. н. зеркальное отношение — отношение наибольшей напряжённости магн. поля в магн. зеркалах к полю в центр. части М. л. (между магн. зеркалами). Напр., магн. поле Земли убывает пропорц. кубу расстояния от её центра. Соотв. при приближении заряж. ч-цы к Земле вдоль силовой линии, уходящей в плоскости экватора достаточно далеко от Земли, магн. поле возрастает очень сильно. «Зеркальное отношение» в этом случае велико, макс. отношение $v_\parallel/v_\perp$ также велико (доля вылетающих из М. л. ч-ц мала).

М. л. для плазмы. Если заполнять М. л. ч-цами одного вида (напр., эл-нами), то по мере накопления этих ч-ц увеличивается создаваемое ими электрич. поле. Сила электростатич. отталкивания одноимённых зарядов растёт, и эффективность ловушки падает. Поэтому заполнить М. л. с достаточно большой плотностью можно только *плазмой*.

Когда электрич. поле в плазме настолько мало, что можно пренебречь его влиянием на движение ч-ц, механизмы их удержания в ловушке не отличаются от рассмотренных применительно к отд. ч-цам. Поэтому в М. л. для плазмы должны быть выполнены все сформулированные выше условия. Но, кроме того, к таким М. л. предъявляются дополнит. требования, связанные с необходимостью стабилизации *плазменных неустойчивостей* — самопроизвольно возникающих и резко нарастающих отклонений электрич. поля и плотности ч-ц в плазме от их ср. значений. Простейшая неустойчивость, получившая назв. ж е л о б к о в о й, обусловлена *диамагнетизмом плазмы*, вследствие к-рого плазма выталкивается из областей более сильного магн. поля. Происходит след. процесс: сначала поверхность плазмы становится волнистой — образуются длинные желобки, направленные вдоль силовых линий поля (отсюда название неустойчивости), затем эти желобки углубляются, и плазма распадается на отд. трубочки, движущиеся к боковым границам объёма, занимаемого М. л. Напр., в простой зеркальной М. л. (рис. 4), в к-рой поле убывает в направлении, перпендикулярном общей оси катушки, плазма может быть выброшена в этом направлении. Желобковую неустойчивость можно стабилизировать с помощью дополнит. проводников с током, устанавливаемых вдоль М. л. по её периферии. При этом напряжённость магн. поля достигает минимума либо на оси, либо на пек-ром расстоянии от оси М. л., а затем возрастает к периферии. Чтобы добиться оптим. удержания ч-ц в продольном направлении, используются т. н. амбиполярные, или многопробочные, ловушки. В тороидальных М. л. можно создать конфигурацию со средним (по силовой линии) минимумом магн. поля. Примером таких М. л. явл. установки типа *токамак*. В этих установках стабилизированы не только желобковая, но и многие др. виды неустойчивости и достигнуто сравнительно длительное устойчивое удержание высокотемпературной плазмы (десятки мс при темп-ре в десятки миллионов градусов).

В М. л., наз. *стеллараторами*, конфигурации магн. поля, при к-рых силовые линии навиваются на тороидальные поверхности (напр., скрученные в «восьмёрку», рис. 2, *г*), в отличие от конфигураций поля в токамаках, создаются только внеш. обмотками. Различные модификации стеллараторов также интенсивно исследуются в целях использования их для удержания горячей плазмы.

Существуют и иные механизмы стабилизации желобковой неустойчивости. Напр., в радиац. поясах Земли она стабилизируется за счёт электрич. контакта плазмы с ионосферой: заряж. ч-цы ионосферы могут компенсировать электрич. поля, возникающие в радиац. поясах.

● А р ц и м о в и ч Л. А., Элементарная физика плазмы, М., 1969; Р о у з Д. Дж., К л а р к М., Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции, пер. с англ., М., 1963.

Б. Б. Кадомцев.

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ, вещества, магн. св-ва к-рых обусловливают их широкое применение в электротехнике, автоматике, телемеханике, приборостроении (пост. магниты, электромагниты, статоры и роторы электрич. генераторов, датчики, магн. запоминающие устройства и т. д.). Широкое применение М. м. в электротехнике (сначала железа) началось в

19 в. С 1900 в электротехнике применяются железокремнистые стали, несколько позднее стали применять легко намагничивающиеся в слабых полях сплавы Fe — Ni. Разработке новых М. м. способствовало развитие теории *ферромагнетизма*. В сер. 20 в. появились оксидные М. м.— *ферриты*, используемые в технике высоких и сверхвысоких частот; в 1976 — аморфные М. м. метгласы (*металлические стёкла*) на основе Fe, Co, Ni с добавками аморфизаторов B, P, C, Si, Ge, редкозем. элементов (РЗЭ). Наиболее высокая индукция насыщения (B_s = =18 000 Гс) получена в Fe в сочетании с B и C, наибольшая *коэрцитивная сила* (H_c=30 000 Э) — в Fe_2Dy. Аморфные М. м. стабильны до 300°С.

По лёгкости намагничивания и перемагничивания М. м. подразделяют на магнитно-твёрдые материалы и магнитно-мягкие материалы. В отд. группы выделяют термомагнитные сплавы, *магнитострикционные материалы*, *магнитодиэлектрики* и др. спец. материалы. Создание более совершенных М. м. связано с применением всё более чистых исходных (шихтовых) материалов и с разработкой новой технологии производства (вакуумной плавки и др.). Улучшение крист. и магнитной текстуры М. м. позволяет уменьшить потери энергии в них на перемагничивание, что особенно важно для электротехн. сталей. Формирование спец. вида кривых намагничивания и петель *гистерезиса* возможно при воздействии на М. м. магн. полей, радиоактивного излучения, нагрева и др. физ. факторов. Для создания высококачеств. М. м. (напр., магнитно-мягких материалов с большой индукцией насыщения и с малой шириной *магнитного резонанса*) перспективны РЗЭ. Разрабатываются М. м., в к-рых магн. св-ва сочетаются с необходимыми электрич., оптич. и тепловыми св-вами.

Физ. св-ва осн. М. м. приведены в ст. *Магнитно-мягкие материалы* и *Магнитно-твёрдые материалы*.

● Бозорт Р. М., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Займовский А. С., Чудновская Л. А., Магнитные материалы, 3 изд., М.—Л., 1957; Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965. *И. М. Цидильковский.*

МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ, *полупроводниковые материалы*, в хим. состав к-рых входят переходные или редкозем. элементы. Магн. моменты атомов этих элементов с частично заполненными *d*- или *f*-оболочками при темп-ре $T \to 0$ К, как правило, упорядочены. Нек-рые из таких полупроводников, напр. EuO, EuS, $CdCr_2Se_4$ — *ферромагнетики*, а другие, напр. EuTe, EuSe, NiO — *антиферромагнетики*. Сильное вз-ствие подвижных носителей заряда с локализов. магн. моментами *d*- и *f*-оболочек приводит к ряду особенностей электрич. и оптич. св-в М. п., отсутствующих у немагн. полупроводников. Так, у ферромагн. ПП при понижении темп-ры наблюдается гигантский (до 0,5 эВ) сдвиг в ДВ сторону края собств. оптич. поглощения и *фотопроводимости*. Часто их проводимость σ вместо монотонного роста с увеличением T обнаруживает резкий минимум вблизи точки Кюри T_C. В определ. интервале концентраций донорных *дефектов* вырожденный ферромагн. ПП (EuO) при повышении T, а вырожденные антиферромагн. ПП (EuSe, EuTe) при понижении T обнаруживают в магн. поле фазовый переход в EuO из высокопроводящего состояния в низкопроводящее со скачком проводимости $\sim 10^{10}$—10^{17}. В EuSe и EuTe магн. поле вызывает обратный переход. С другой стороны, носители заряда могут сильно влиять на магн. св-ва М. п., напр. легированием EuO и EuS удаётся вдвое поднять их T_C, а легированием EuSe перевести его из антиферромагнитного в ферромагн. состояние.

Многие св-ва М. п. объясняются тем, что энергия носителей заряда минимальна при ферромагн. упорядочении и повышается при его разрушении. Поэтому, напр., в антиферромагнетиках возможны специфич. состояния носителей (ферронные), когда эл-н проводимости создаёт в кристалле ферромагн. микрообласть и локализуется в ней, делая её стабильной. В *вырожденных полупроводниках* возможны коллективные ферронные состояния, когда кристалл разбивается на чередующиеся ферро- и антиферромагн. области. В каждой ферромагн. области находится много эл-нов, в антиферромагнитных же областях их нет. Св-ва М. п. делают их перспективными для использования в электронике. Уже созданы приборы, основанные на гигантском (до $5 \cdot 10^6$ град/см) фарадеевском вращении плоскости поляризации в М. п. (см. *Фарадея эффект*).

● Метфессель З., Маттис Д., Магнитные полупроводники, пер. с англ., М., 1972; Нагаев Э. Л., Физика магнитных полупроводников, М., 1979. *Э. Л. Нагаев.*

МАГНИТНЫЕ ЭТАЛОНЫ, см. *Эталоны магнитных величин*.

МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС, см. в ст. *Гистерезис*.

МАГНИТНЫЙ ЗАРЯД, вспомогательное понятие, вводимое при расчётах статич. магн. полей (по аналогии с понятием электрич. заряда, создающего электростатич. поле). М. з., в отличие от электрич. зарядов, реально не существует, т. к., согласно классич. теории магнетизма, магн. поле не имеет особых источников, помимо электрич. токов. Гипотеза англ. физика П. Дирака (1931) о существовании в природе М. з.— т. н. *магнитных монополей* — экспериментально пока не подтверждена, но попытки обнаружить М. з. продолжаются. Для тел, обладающих намагниченностью, можно ввести понятия объёмной ρ_m и поверхностной σ_m плотности М. з. Первая связана с неоднородным распределением намагниченности по объёму тела, вторая — со скачком норм. составляющей намагниченности на поверхности магнетика. Принято считать, что М. з. располагаются двойными слоями на поверхностях, где происходит скачок норм. составляющей намагниченности, причём элементарные М. з. противоположных знаков связаны в магн. *диполи*.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976. *С. В. Вонсовский.*

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ, основная величина, характеризующая магн. свойства в-ва. Источником магнетизма (М. м.), согласно классич. теории эл.-магн. явлений, явл. макро- и микро(атомные)- электрич. токи. Элем. источником магнетизма считают замкнутый ток. Из опыта и классич. теории эл.-магн. поля следует, что магн. действия замкнутого тока (контура с током) определены, если известно произведение силы тока i на площадь контура σ ($\boldsymbol{M} = i\sigma/c$ в *СГС системе единиц*). Вектор $\boldsymbol{M}$ и есть, по определению, М. м. Его можно записать по аналогии с электрическим дипольным моментом в форме: $\boldsymbol{M} = m\boldsymbol{l}$, где m — эквивалентный *магнитный заряд* контура, а $\boldsymbol{l}$ — расстояние между «маги. зарядами» противоположных знаков.

М. м. обладают элем. ч-ны, ат. ядра, электронные оболочки атомов и молекул. М. м. отдельных элем. ч-ц (эл-нов, протонов, нейтронов и др.), как показала квант. механика, обусловлен существованием у них собств. механич. момента — *спина*. М. м. ядер складываются из спиновых М. м. протонов и нейтронов, образующих эти ядра, а также из М. м., связанных с их орбит. движением внутри ядра. М. м. ат. ядер на три порядка меньше М. м. эл-нов в атомах, поэтому М. м. атомов и молекул определяется в осн. спиновыми и орбитальными М. м. эл-нов. Спиновый М. м. эл-на $\boldsymbol{\mu}_{сп}$ может ориентироваться во внеш. магн. поле так, что возможны только две равные и противоположно направленные проекции $\mu_{сп}$ на направление вектора напряжённости $\boldsymbol{H}$ внеш. поля:

$$|\mu_{сп}^H| = |e| S^H/(m_e c) = |e| \frac{\hbar}{2m_e c} \quad \mu_Б,$$

где $|e|$ — абс. значение элем. электрич. заряда, m_e — масса покоя эл-на, $\mu_Б$ — *магнетон Бора*, S^H — проекция на $\boldsymbol{H}$ спинового механич. момента. Исследования ат. спектров показали, что $\mu_{сп}^H$ фактически равен не $\mu_Б$, а $\mu_Б(1+0{,}0116)$. Это обусловлено действием на эл-н т. н. нулевых колебаний эл.-магн. поля (см. *Квантовая электродинамика*).

Орбитальный М. м. эл-на $\mu_{орб}$ связан с его орбит. механич. моментом $\mathfrak{M}_{орб}$ соотношением:

$$g_{орб} = |\mu_{орб}|/|\mathfrak{M}_{орб}| = |e|/2m_e c,$$

где $g_{орб}$ — *магнитомеханическое отношение* для орбит. движения эл-на. Квант. механика допускает лишь дискр. ряд возможных проекций $\mu_{орб}$ на направление внеш. поля (см. *Квантование пространственное*): $\mu^{H}_{орб} = m_l \cdot \mu_Б$, где m_l — магнитное *квантовое число*, принимающее $2l+1$ значений (0, ± 1, ± 2, ..., $\pm l$, где l — орбит. квант. число). В атомах суммарные орбитальный и спиновый М. м. эл-нов определяются отдельно квант. числами L и S. Сложение этих моментов проводится по правилам пространств. квантования. В силу неравенства магнитомеханич. отношения для спина эл-на и его орбит. движения результирующий М. м. электронной оболочки атома не будет параллелен или антипараллелен её результирующему механич. моменту.

Для хар-ки магн. состояния макроскопич. тел вычисляется ср. значение результирующего М. м. всех образующих тело микрочастиц. Отнесённый к ед. объёма тела М. м. наз. *намагниченностью*. Для макроскопич. тел, особенно для тел с *магнитной структурой атомной* (ферро-, феррии антиферромагнетиков), вводят понятие с р е д н и х атомных М. м. как ср. значения М. м., приходящегося на один атом (ион) — носитель М. м. Обычно средние атомные М. м. отличаются от М. м. изолированных атомов; их значения в $\mu_Б$ оказываются дробными (напр., у Fe, Co и Ni они равны соответственно 2,218; 1,715 и 0,604 $\mu_Б$).

● Т а м м И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; В о н с о в с к и й С. В., Магнетизм микрочастиц, М., 1973.

С. В. Вонсовский.

МАГНИ́ТНЫЙ МОНОПО́ЛЬ. Законы природы обнаруживают большую степень подобия между электрич. и магн. полями. Ур-ния поля, установленные англ. физиком Дж. Максвеллом, одни и те же для обоих полей. Имеется, однако, одно большое различие. Ч-цы с электрич. зарядами, положительными и отрицательными, постоянно наблюдаются в природе, они создают в окружающем пр-ве кулоновское электрич. поле. Магнитные же заряды, ни положительные, ни отрицательные, никогда не наблюдались по отдельности. Магнит всегда имеет два равных по величине полюса на двух своих концах — положительный и отрицательный, и магн. поле вокруг него есть результирующее поле обоих полюсов.

Законы классич. электродинамики допускают существование ч-ц с одним магн. полюсом — м а г н и т н ы х м о н о п о л е й и дают для них определ. ур-ния поля и ур-ния движения. Эти законы не содержат никаких запретов, в силу к-рых М. м. не могли бы существовать.

В квант. механике ситуация несколько иная. Непротиворечивые ур-ния движения для заряж. ч-цы, движущейся в поле М. м., и для М. м., движущегося в поле ч-цы, можно построить только при условии, что электрич. заряд e ч-цы и магн. заряд μ М. м. связаны соотношением:

$$e\mu = \frac{1}{2} n\hbar c, \qquad (*)$$

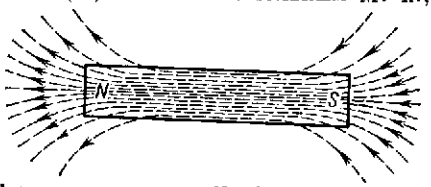
где n — положит. или отрицат. целое число. Это условие возникает вследствие того, что в квант. механике ч-цы представляются волнами и появляются интерференц. эффекты в движении ч-ц одного типа под влиянием ч-ц другого типа. Если М. м. с магн. зарядом μ существует, то ф-ла (*) требует, чтобы все заряж. ч-цы в его окрестности имели заряд e, равный целому кратному величины $\hbar c/2\mu$. Т. о., электрич. заряды должны быть квантованны. Но именно кратность всех наблюдаемых зарядов заряду эл-на явл. одним из фундам. законов природы. Если бы существовал М. м., этот закон имел бы естеств. объяснение. Никакого другого объяснения квантования электрич. заряда не известно. Принимая, что e — заряд эл-на, величина к-рого определяется соотношением $e^2/\hbar c = 1/137$, можно из ф-лы (*) получить наименьший магн. заряд μ_0 М. м., определяемый равенством: $\mu_0^2/\hbar c = 137/4$. Т. о., μ_0 значительно больше e. Отсюда следует, что трек быстро движущегося М. м., напр. в *Вильсона камере* или в *пузырьковой камере*, должен очень сильно выделяться на фоне треков др. ч-ц. Были предприняты тщат. поиски таких треков, но до сих пор М. м. не были обнаружены.

М. м.— стабильная ч-ца и не может исчезнуть до тех пор, пока не встретится с др. монополем, имеющим равный по величине и противоположный по знаку магн. заряд. Если М. м. генерируются высокоэнергичными *космическими лучами*, непрерывно падающими на Землю, то они должны встречаться повсюду на земной поверхности. Их искали, но также не нашли. Остаётся открытым вопрос, связано ли это с тем, что М. м. очень редко рождаются, или же они вовсе не существуют. *П. А. М. Дирак.*

О т р е д а к ц и и. Гипотеза о возможности существования М. м.— ч-цы, обладающей положит. или отрицат. магн. зарядом, была высказана англ. физиком П. А. М. Дираком (1931), поэтому М. м. наз. также м о н о п о л е м Д и р а к а.

● D i r a c P. A. M., Quantised singularities in the electromagnetic field, «Proceedings of the Royal Society. Ser. A», 1931, v. 133, № 821; Д э в о н с С., Поиски магнитного монополя, «УФН», 1965, т. 85, в. 4, с. 755—60 (Дополнение Б. М. Болотовского, там же, с. 761—762); Ш в и н г е р Ю., Магнитная модель материи, там же, 1971, т. 103, в. 2, с. 355—365; Монополь Дирака. Сб. статей, пер. с англ., под ред. Б. М. Болотовского и Ю. Д. Усачева, М., 1970.

МАГНИ́ТНЫЙ ПО́ЛЮС, участок поверхности намагниченного образца (магнита), на к-ром норм. составляющая *намагниченности* J_n отлична от нуля. Если *магнитный поток* в образце и окружающем пр-ве изобразить графически при помощи линий индукции (силовых линий) *магнитного поля*, то М. п. будет соответствовать месту пересечения поверхности образца этими линиями (рис.). Обычно участок поверхности, из к-рого выходят силовые линии, наз. с е в е р н ы м (N) или положительным М. п.,



Магн. полюс и полюсы (N и S) намагниченного стального стержня. Линиями со стрелками обозначены линии магн. индукции (линии замыкаются в окружающем стержень пр-ве).

а участок, в к-рый эти линии входят, ю ж н ы м (S) или отрицательным. Одноимённые М. п. отталкиваются, разноимённые притягиваются. Если следовать аналогии с вз-ствием электрич. зарядов, то М. п. можно приписать отличную от нуля поверхностную плотность *магнитных зарядов* $\sigma_m = J_n$, хотя в действительности магн. зарядов не существует (см. *Магнитный монополь*). Отсутствие в природе магн. зарядов приводит к тому, что линии магн. индукции не могут прерываться в образце, и у намагниченного образца (тела) наряду с М. п. одной полярности всегда должен существовать эквивалентный М. п. другой полярности.

МАГНИ́ТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛОМЕ́ТР, устройство для измерения разности значений потенциала ($U_{магн}$) магн. поля между двумя его точками и напряженности магн. поля на поверхности намагнич. образца. В кач-ве М. п. применяют *феррозонды*, преобразователи, действующие на основе *Холла эффекта*; магниторезисторные преобразователи (см. *Магнетосопротивление*) и др. устройства. Широкое применение в кач-ве М. п. нашли индукц. катушки пост. сечения по длине с бифилярной обмоткой. Концы обмотки присоединяют к измерителю, в кач-ве к-рого при измерениях в пост. магн. полях обычно применяют *баллистический гальванометр* или микровеберметр, в перем. магн. полях — вольтметр или электронно-лучевой осциллограф. Если такой М. п. находится в постоянном неоднородном магн. поле, причём его концы располагаются в точках с разными магн. потенциалами, то магн. поток, пронизывающий М. п. (потокосцепление потенциометра), пропорц. разности $U_{магн}$ между его концами. При удалении М. п. из поля, смыкании его концов или выключении поля происходит отброс стрелки баллистич. гальванометра, пропорциональный изменению потокосцепления $\Delta\Phi$.

Измеряемое значение $\Delta\Phi = kU_{магн}$, где k — постоянная М. п. По величине $U_{магн}$ рассчитывают ср. напряжённость магн. поля ($H_{ср}$) между концами М. п.: $H_{ср} = U_{магн}/l$, где l — расстояние между фиксиров. точками поля.

М. п. на основе индукц. катушек можно измерять разности магн. потенциалов, начиная с 10^{-3}—10^{-2} А. Ещё большей чувствительностью обладают феррозондовые М. п., позволяющие измерять $U_{магн} \sim 10^{-5}$—10^{-6} А.

● Чечерников В. И., Магнитные измерения, 2 изд., М., 1969.

МАГНИ́ТНЫЙ ПОТО́К (поток магнитной индукции), поток Φ вектора магн. индукции B через к.-л. поверхность. М. п. $d\Phi$ через малую площадку dS, в пределах к-рой вектор B можно считать неизменным, выражается произведением величины площадки и проекции B_n вектора на нормаль к этой площадке, т. е. $d\Phi = B_n dS$. М. п. Φ через конечную поверхность S определяется интегралом: $\Phi = \int_S B_n dS$. Для замкнутой поверхности этот интеграл равен нулю, что отражает соленоидальный хар-р *магнитного поля*, т. е. отсутствие в природе *магнитных зарядов* — источников магн. поля (магн. поля создаются электрич. токами). Единица М. п. в *Международной системе единиц* (СИ) — *вебер*, в *СГС системе единиц* — *максвелл*; 1 Вб = 10^8 Мкс.

МАГНИ́ТНЫЙ ПРОБО́Й, см. *Пробой магнитный.*

МАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС, избират. поглощение в-вом эл.-магн. волн определ. частоты ω, обусловленное изменением ориентации магн. моментов ч-ц в-ва (эл-нов, ат. ядер). Энергетич. уровни ч-цы, обладающей магн. моментом μ, во внеш. магн. поле H расщепляются на магн. подуровни, каждому из к-рых соответствует определ. ориентация магн. момента относительно поля H (см. *Зеемана эффект*). Эл.-магн. поле резонансной частоты ω вызывает квант. переход между магн. подуровнями. Условие резонанса: $\Delta\mathcal{E} = \hbar\omega$, где $\Delta\mathcal{E}$ — разность энергий между магн. подуровнями. Если поглощение энергии осуществляется ядрами, то М. р. наз. *ядерным магнитным резонансом* (ЯМР). М. р., обусловленный магн. моментами неспаренных эл-нов в парамагнетиках, наз. *электронным парамагнитным резонансом* (ЭПР). В магнитоупорядоченных в-вах электронный М. р. наз. ферромагнитным и антиферромагнитным.

В обычно применяемых магн. полях $\sim 10^3$—10^4 Э частоты ЯМР попадают в диапазон коротких радиоволн (10^6—10^7 Гц), а ЭПР — в диапазон СВЧ (10^9—10^{10} Гц). Спектры М. р. чувствительны к различным внутр. полям, действующим в в-ве, поэтому М. р. применяется для исследования структуры твёрдых тел и жидкостей, атомной и молекулярной динамики и т. п.

В. А. Ацаркин.

МАГНИ́ТНЫЙ СПЕКТРО́МЕТР, прибор для измерения импульсов заряж. ч-ц по кривизне их траекторий в магн. поле. Если при этом измеряется скорость ч-цы, то можно определить её массу, т. е. идентифицировать ч-цу (см. *Лоренца сила*). М. с. используются для исследований *бета-распада* (см. *Бета-спектрометр*), яд. реакций и др. явлений, наблюдаемых при малых энергиях ч-ц. Физ. процессы в этом случае характеризуются малым числом рождающихся ч-ц в каждом акте и сравнительно высокой вероятностью. Поэтому соответствующие М. с., как правило, одноканальные приборы с небольшой апертурой, содержащие на выходе *детектор*, регистрирующий ч-цу с фиксиров. траекторией. Энергетич. спектр ч-ц измеряется последовательным изменением магн. поля.

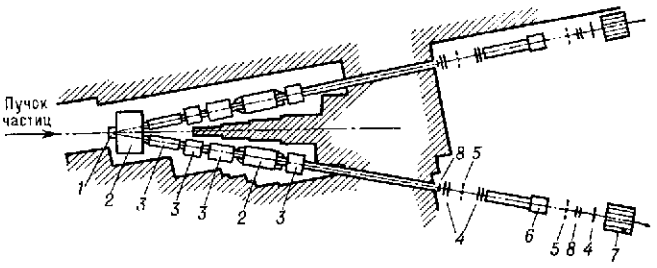


Рис. 1. Схема двухплечевого магн. спектрометра: *1* — мишень, в к-рой происходит исследуемый процесс; *2* — магниты; *3* — магн. линзы; *4* — трековые детекторы; *5* — сцинтилляц. счётчики; *6* — газовые черенковские счётчики; *7* — ливневые спектрометры для идентификации эл-нов; *8* — сцинтилляц. счётчики.

Развитие физики ч-ц высоких энергий привело к созданию сложных М. с. для изучения разнообразных процессов, сопровождающихся рождением большого числа ч-ц в каждом акте (см. *Множественные процессы*). Эти процессы обычно характеризуются малой вероятностью, что требует приборов с большой светосилой. Часто необходимо одновременно измерять траектории и импульсы иссл. заряж. ч-ц разл. типов, идентифицировать их и определять эфф. массу системы ч-ц или т. н. недостающую массу (см. ниже); выделять редкие процессы (напр., двухчастичные распады короткоживущих ч-ц) на фоне большого кол-ва др. процессов. М. с. для таких экспериментов — сложные установки, содержащие трековые детекторы с автоматизиров. съёмом информации [*искровые камеры* (проволочные), пропорциональные камеры, дрейфовые камеры] с десятками, сотнями тысяч каналов регистрации ч-ц, сотни *сцинтилляционных счётчиков*, многочисл. детекторы для идентификации вторичных ч-ц [*черенковские счётчики* (газовые), электронные и мюонные идентификаторы], работающие в линию с ЭВМ. В более простых М. с. в магн. поле расположены оптические искровые и стримерные камеры. Эти М. с. обладают меньшим быстродействием.

Двухплечевые М. с. позволяют исследовать процессы, при к-рых две ч-цы испускаются в одном акте, напр. двухчастичный распад. Ч-цы регистрируются в каждом из плеч М. с. (рис. 1). Измеряя их импульсы и угол между ними, можно восстановить эфф. массу объекта, при двухчастичном распаде к-рого они возникли. В детектор попадает только малая доля вторичных ч-ц, образующихся в мишени. Двухплечевые М. с. могут работать в очень интенсивных пучках ($\sim 10^{12}$ ч-ц за цикл работы ускорителя), что важно при исследовании редких процессов. Именно с помощью таких М. с. открыты J/ψ-частица с массой 3,1 ГэВ и ипсилон-частица с массой 9,5 ГэВ. Обе ч-цы выделены по их двухлептонным распадам ($J/\psi \to e^+e^-$ и $\Upsilon \to \mu^+\mu^-$). Двухплечевые М. с. регистрируют события только в очень узком кинематич. диапазоне (напр., регистрируется только J/ψ и ипсилон-частицы, почти покоящиеся в системе центра масс). Кроме того, они обладают малой светосилой и непригодны для анализа сложных многочастичных процессов.

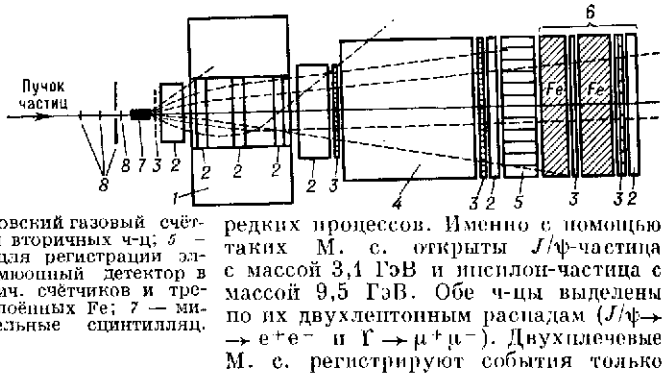


Рис. 2. Схема широкоапертурного автоматизированного магнитного спектрометра: *1* — магнит; *2* — трековые детекторы; *3* — сцинтилляционные годоскопич. счётчики; *4* — многоканальный черенковский газовый счётчик для идентификации вторичных ч-ц; *5* — ливневый спектрометр для регистрации эл-нов и γ-квантов; *6* — мюонный детектор в виде системы годоскопич. счётчиков и трековых детекторов, прослоённых Fe; *7* — мишень; *8* — дополнительные сцинтилляц. счётчики.

Широкоапертурные М. с. (рис. 2) позволяют измерять траектории и импульсы нескольких вторичных ч-ц, образующихся при вз-ствии первич-

ных ч-ц высоких энергий в мишени установки, идентифицировать вторичные ч-цы, определять эфф. массы их разл. комбинаций. Широкоапертурные М. с. обладают большой светосилой, однако значит. часть первичного пучка, как правило, проходит через всю установку, и поэтому они обычно работают при интенсивности, не превышающей неск. миллионов ч-ц за один цикл работы ускорителя. Они могут также настраиваться на выделение двухчастичных распадов ч-ц определ. массы, напр. нейтральных К-мезонов в опытах по изучению нарушения *CP*-инвариантности в $K^0 \to 2\pi$-распадах.

Спектрометры недостающей массы применяются при исследовании короткоживущих ч-ц (*резонансов*). Пусть

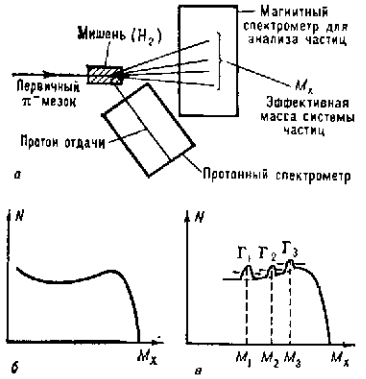


Рис. 3. Принцип действия спектрометра недостающих масс; вверху схема спектрометра (*а*), внизу спектры недостающих масс — гладкий (*б*) и с максимумами (*в*).

происходит реакция $\pi^- + p \to p + X^-$ (X — все вторичные ч-цы). Если измерять импульс и угол вылета протона отдачи p с помощью протонного спектрометра (рис. 3,*а*), то можно определить эфф. массу M_X системы X^- (т. н. недостающую массу). Если в реакции всегда образуется неск. независимых вторичных ч-ц, спектр недостающих масс гладкий. Однако если реакция идёт в два этапа — сначала совместно с протоном отдачи образуются мезонные резонансы с массами M_1 или M_2 или M_3 и соответствующими ширинами Γ_1, Γ_2, Γ_3, а затем резонансы распадаются на вторичные ч-цы, то спектр недостающих масс содержит максимумы, свидетельствующие о существовании резонансов.

Спектрометры для экспериментов со встречными пучками, как правило, содержат большие сверхпроводящие соленоиды, окружающие область, где взаимодействуют два сталкивающихся пучка ч-ц. Такие магн. системы перекрывают телесный угол, близкий к 4π. Встречные пучки проходят по оси соленоида, а детекторы ч-ц (трековые детекторы, сцинтилляц. счётчики, ливневые детекторы и т. д.) располагаются концентрически как внутри соленоида, так и вне его. С помощью спектрометров такого типа открыты ψ- и ψ'-частицы, очарованные мезоны и тяжёлые *лептоны*.

● Методы измерения основных величин ядерной физики. Сост.-ред. Люк К. Л. Юан и Ву Цзянь-сюн, пер. с англ., М., 1964; Элементарные частицы, М., 1978, в. 2, 1980, в. 3 (Материалы школ физики ИТЭФ).

Л. Г. Ландсберг.

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР (МГД-генератор), установка для непосредств. преобразования тепловой энергии в электрическую. Основан на явлении эл.-магн. индукции, т. е. возникновении тока в проводнике, пересекающем магн. силовые линии; в кач-ве движущегося в магн. поле проводника используется *плазма* или проводящая жидкость (*электролиты* и *жидкие металлы*).

На возможность использования проводящих жидкостей, движущихся в магн. поле, для генерации электрич. токов указал ещё англ. физик М. Фарадей в 1831. Однако предпринятые им же попытки экспериментально проверить эту идею были безуспешны. Осн. принципы устройства современных М. г. были сформулированы в 1907—22, однако практич. реализация их оказалась возможной только в кон. 50-х гг. в связи с развитием *магнитной гидродинамики*, физики плазмы и т. д.

М. г. состоит (рис. 1) из генератора (нагревателя, источника) рабочего тела, в к-ром рабочее тело нагревается до необходимой темп-ры (тв. топливо переходит в газ и ионизуется) и разгоняется до требуемых скоростей; МГД-канала, в к-ром движется рабочее тело (плазма или проводящая жидкость) и происходит отвод генерируемой электроэнергии контактным (с помощью электродов) или индукционным (вторичные обмотки) способами; магн. системы, в магн. поле к-рой происходит пондеромоторное торможение рабочего тела.

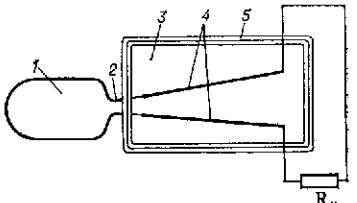


Рис. 1. Схема плазменного МГД-генератора: *1* — генератор плазмы; *2* — сопло; *3* — МГД-канал; *4* — электроды с последовательно включённой нагрузкой; *5* — магн. система, создающая тормозящее магн. поле; $R_н$ — нагрузка.

По типу используемого рабочего тела М. г. подразделяются на плазменные и жидкометаллические. В плазменных М. г. может использоваться равновесная или неравновесная плазма.

Системы с М. г. могут работать по о т к р ы т о м у и з а м к н у т о м у циклам. В первом случае использованные газы выбрасываются в атмосферу. В М. г. замкнутого цикла рабочее тело, пройдя М. г., возвращается в МГД-канал через компрессор или насос.

Как и в любом генераторе, основанном на принципе эл.-магн. индукции, в проводящем потоке (с электропроводностью σ), движущемся в МГД-канале М. г. со скоростью v поперёк магн. поля B, возникает индукц. поле напряжённостью $E = v \times B$. Под действием этого поля в объёме потока и во внеш. цепи возбуждается электрич. ток.

Вз-ствие генерируемого тока с магн. полем приводит к появлению тормозящей пондеромоторной силы, работа к-рой на длине канала М. г. определяет уд. мощность и эффективность М. г. Она тратится на работу во внеш. цепи, на джоулев нагрев рабочего тела и на работу, связанную с токами утечки.

Мощность М. г. $N \sim \sigma v^2 B^2$. Для жидкометаллич. М. г. существенной проблемой при получении больших мощностей явл. разгон рабочего тела до высоких скоростей. В совр. схемах разгона парогазовой смеси с конденсацией перед МГД-каналом происходят большие потери кинетич. энергии, а при работе с гетерогенным парогазовым рабочим телом — потери электропроводности. Эти потери и ряд др. эффектов ограничивают кпд жидкометаллич. М. г. величинами ~3—6%; агрегатные мощности М. г.— ок. 0,5—1,0 МВт. Значительно более высокие показатели имеют плазменные М. г. Во-первых, в них рабочее тело можно разгонять до больших скоростей (~2000—2500 м/с), во-вторых, введение в газы небольших кол-в легко ионизующихся добавок (напр., паров щелочных металлов K, Cs) позволило снизить темп-ру ионизации и получить приемлемые электропроводности плазмы уже при темп-рах 2300—3000 К и атм. давлениях. Использование перегрева электронной компоненты плазмы относительно ионной и ат. компонент также значительно увеличивает электропроводность такой неравновесной плазмы. При типичных значениях магн. индукции $B \sim 3$ Т можно получать кпд плазменных М. г. до 20%, а мощность с ед. объёма рабочего тела ~10^3 МВт/м³.

При использовании плазмы в кач-ве рабочего тела нужно учитывать особенности работы М. г., связанные с плазменными эффектами и сжимаемостью газа. Так, в сильных магн. полях или в разреж. газе, когда частота соударений эл-нов уменьшается и становится сравнимой с циклотронной частотой вращения эл-нов, они успевают за время между соударениями пройти заметную дугу по ларморовской окружности. Благодаря этому направление тока в плазме не совпадает с направлением напряжённости электрич. поля (*Холла эффект*).

Это приводит к возникновению дополнит. электрич. поля, т. н. п о л я Х о л л а, направленного навстречу потоку газа. В результате σ уменьшается в направлении индуцированного полл и становится анизотропной. Для уменьшения вредных последствий эффекта Холла предпочтительны режимы работы с давлениями, близкими атмосферным. Кроме того, можно разделить электроды на секции (чтобы уменьшить циркуляцию тока вдоль канала), причём каждая пара электродов должна иметь свою нагрузку

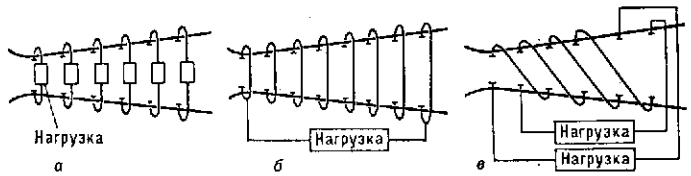


Рис. 2. Схемы соединения электродов в МГД-генераторах: *а* — линейный фарадеевский генератор с секционированными электродами; *б* — линейный холловский генератор; *в* — сериесный генератор с диагональным соединением электродов.

(рис. 2, *а*), что усложняет конструкцию М. г. Если же в идеально секционированном канале электроды коротко замкнуты (рис. 2, *б*, *в*), то поле Холла значительно больше индукционного и этот эффект используется для получения высоких (10—20 кВ) напряжений.

Сжимаемость газа приводит к появлению градиентов давления и темпры вдоль канала. Эти эффекты частично компенсируют расширением проточной части канала. Трение газа о стенки канала приводит к образованию холодных пограничных слоёв, где теряется часть генерируемого напряжения; в результате трения может также происходить зажигание дуг, разрушающих электроды. При сильных пондеромоторных торможениях рабочего тела может произойти отрыв пограничного слоя и в потоке плазмы возникнут резкие возмущения, поток расслаивается, резко уменьшается индуцированное поле в выходных зонах, генерация срывается. Отсос пограничного слоя частично компенсирует этот эффект.

В канале М. г. может возникать также ряд *плазменных неустойчивостей*, обусловленных локальными перегревами, неоднородностью ионизации и т. п.

Отсутствие движущихся деталей (осн. преимущество М. г.) и принципиально высокая рабочая темп-ра позволяют создавать М. г. с высокими кпд и большими агрегатными мощностями. В комбинированных ТЭС можно применять М. г. как высокотемпературные ступени перед обычными машинными генераторами, что должно повысить кпд станции в целом на 10—15%. Быстрота выхода на режим (~1 с) позволяет на базе М. г. создавать пиковые и аварийные электростанции, а также мощные импульсные МГД-установки. Используя принцип самовозбуждения магн. системы, можно создавать автономные импульсные МГД-установки. Малое количество вредных примесей в выхлопных газах М. г., работающих на природных ископаемых топливах, обеспечивает лучшие условия защиты окружающей среды от теплового и химического загрязнений. Созданы экспериментальные МГД-генераторы, генерирующие до 10—20 МВт в течение сотен часов. В народном хозяйстве используются мощные импульсные М. г. открытого цикла, работающие на продуктах сгорания специальных твёрдых топлив. Разработаны МГД-установки для прогнозирования землетрясений методом периодических глубинных зондирований земной коры, для геофиз. нефтепоисковых работ и т. д.

Исследования и разработки в области М. г. ведутся в СССР, США, Японии, Индии и др. странах.

● Р о з а Р., Магнитогидродинамическое преобразование энергии, пер. с англ., М., 1970; Магнитогидродинамическое преобразование энергии, М., 1979.

Ю. М. Волков.

МАГНИТОДВИЖУЩАЯ СИЛА (намагничивающая сила), величина, характеризующая магн. действие электрич. тока. Вводится для *магнитных цепей* по аналогии с *электродвижущей силой* в электрич. цепях. М. с. F равна циркуляции вектора напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ по замкнутому контуру L, охватывающему электрич. токи, к-рые создают это магн. поле: $F=\oint_L \boldsymbol{H}d\boldsymbol{l}=\oint_L H_l dl=\sum_{i=1}^{n} I_i$ (в ед. СИ). Здесь H_l — проекция $\boldsymbol{H}$ на направление элемента контура интегрирования dl, n — число проводников (витков) с током I_i, охватываемых контуром. Единица М. с. в *Международной системе единиц* (СИ) — *ампер* (или ампер-виток), в *СГС системе единиц* (симметричной) — *гильберт*.

МАГНИТОДИЭЛЕ́КТРИКИ, *магнитные материалы*, представляющие собой конгломерат магн. порошка (из ферро- и ферримагнетиков) и связки — диэлектрика (напр., бакелита, полистирола, резины); в макрообъёмах обладают высоким электрич. сопротивлением, зависящим от кол-ва и типа связки. М. могут быть как *магнитно-твёрдыми материалами*, так и *магнитно-мягкими материалами*. Магнитно-мягкие М. получают в осн. из тонких порошков карбонильного железа, молибденового пермаллоя и алсифера; их применяют для изготовления сердечников катушек индуктивности, фильтров, дросселей и др. радиотехн. устройств, работающих при частотах 10^4—10^8 Гц. Магнитно-твёрдые М. изготовляют на основе порошков из сплавов ални (Fe — Ni — Al — Cu), алнико (Fe — Ni — Al — Co), *ферритов*. *Коэрцитивная сила* этих М. ниже на неск. десятков %, а остаточная индукция меньше почти в два раза, чем у массивных материалов. М. применяются в приборостроении (пост. магниты, эластичные герметизаторы для разъёмных соединений и др.).

● Ферриты и магнитодиэлектрики. Справочник, М., 1968; Т о л м а с с к и й И. С., Металлы и сплавы для магнитных сердечников, М., 1971.

МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВО́ЛНЫ, низкочастотные (с частотой ниже ионной циклотронной) продольные эл.-магн. колебания, распространяющиеся в замагниченной плазме поперёк направления внеш. магн. поля. В М. в. в-во перемещается вдоль направления распространения. Механизм явления аналогичен обычному звуку и заключается в сжатии и расширении в-ва вместе с вмороженным в него магн. полем; поэтому в определении скорости М. в. надо учитывать не только газовое, но и магн. давление. Скорость распространения М. в. равна скорости *альфвеновских волн*. См. также *Плазма*.

МАГНИТО́МЕТР, прибор для измерения хар-к *магнитного поля* и магн. св-в физ. объектов. М. различают по назначению, принципу действия и условиям эксплуатации.

При классификации по назначению выделяют две группы М. К первой, наиболее разветвлённой, относят приборы для измерения осн. хар-к магн. поля: напряжённости $\boldsymbol{H}$ (в А/м или Э), индукции $\boldsymbol{B}$ (в Тл или Гс), магн. потока Φ (в Вб или Мкс); ко второй — приборы для измерения магн. св-в материалов и горных пород.

Помимо обобщающего наименования «М.», традиционного для 1-й группы приборов, нек-рые из них наз. в соответствии с наименованием единицы измеряемой величины (преим. *Международной системы единиц*), напр. *тесламетр* (реже гауссметр), веберметр.

К осн. хар-кам магн. поля, к-рые измеряют М. 1-й группы, относятся: абс. значение (модуль) вектора поля ($\boldsymbol{H}$ или $\boldsymbol{B}$), абс. значения составляющих (проекций) вектора поля в геомагнитной или др. системе координат (см. *Земной магнетизм*), направление вектора поля или его проекций (приборы, компас, буссоль, магн. теодолит, инклинатор, деклинатор, векторный М.), относит. изменения поля во времени (магн. вариометры) и пр-ве (градиентометры или дифференциальные М.).

М. 2-й группы измеряют след. магн. св-ва горных пород и магн. материалов: *магнитный момент* $\boldsymbol{M}$ ($А \cdot м^2$), *намагниченность* $\boldsymbol{J}$ (А/м), *маг-*

нитную восприимчивость $\varkappa$ (каппаметр), магн. проницаемость μ (мюметр), зависимости $J(H)$ и $B(H)$ (см. *Намагничивания кривые*), *коэрцитивную силу* H_c, потери на *гистерезис* и т. п.

По принципу действия М. подразделяют на неск. типов. М а г н и т о с т а т и ч е с к и е М.— приборы, основанные на вз-ствии измеряемого магн. поля $\boldsymbol{H}_{изм}$ с постоянным (индикаторным) магнитом, имеющим магн. момент $\boldsymbol{M}$. В поле $\boldsymbol{H}_{изм}$ на магнит действует механич. момент $\boldsymbol{I}=[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}_{изм}]$. Момент в М. разл. конструкции уравновешивается: а) моментом кручения кварцевой нити (действующие по этому принципу к в а р ц е в ы е М. и универс. магн. вариометры на кварцевой растяжке обладают чувствительностью $G \sim 1$ нТл); б) моментом силы тяжести (*магнитные весы* с $G \sim 10$—15 нТл), в) моментом, действующим на вспомогательный эталонный магнит, установленный в определ. положении (оси индикаторного и вспомогат. магнитов в положении равновесия перпендикулярны). В последнем случае, определяя дополнительно период колебания вспомогат. магнита в поле $\boldsymbol{H}_{изм}$, можно измерить абс. величину $\boldsymbol{H}_{изм}$ (абс. метод Гаусса).

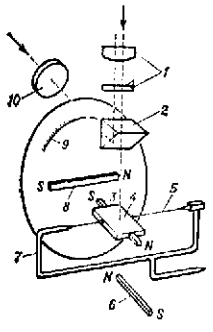


Рис. 1. Схема кварцевого магнитометра для измерения вертикальной составляющей (Z) напряжённости геомагн. поля: *1* — оптич. система зрит. трубы; *2* — оборотная призма для совмещения шкалы *9* с полем зрения; *3* — магниточувствит. система (пост. магнит на кварцевой растяжке *5*); *4* — зеркало; *6* — магнит для частичной компенсации геомагн. поля (изменения диапазона прибора); *7* — кварцевая рамка; *8* — измерит. магнит (по углу его поворота определяют Z); *10* — система освещения шкалы.

М. этого типа имеют, как правило, только одну плоскость вращения пост. магнита (вертикальную или горизонтальную) и применяются для измерения соответствующей компоненты поля — обычно компоненты X, Y или Z, напряжённости геомагн. поля (рис. 1), а также для измерения градиента поля и абс. величины $\boldsymbol{H}$.

Модификации магнитостатич. М. с двумя параллельными магнитами на одной нити подвеса (астатич. системы) применяются также для измерения магн. св-в земных пород и магн. материалов.

Э л е к т р и ч е с к и е М. основаны на сравнении $\boldsymbol{H}_{изм}$ с полем эталонной катушки $H=ki$, где k — постоянная катушки, определяемая из её геом. и конструктивных параметров, i — измеряемый ток. Электрич. М. состоят из компаратора для измерения размеров катушки и её обмотки, теодолита для точной ориентации оси катушки по направлению измеряемой компоненты поля, потенциометрич. системы для измерения тока i и чувствит. датчика — индикатора равенства полей. Чувствительность М. этого типа $\sim$ 1 мкЭ, осн. область их применения — измерение горизонт. и вертик. составляющих геомагн. поля.

И н д у к ц и о н н ы е М. основаны на явлении *электромагнитной индукции* — возникновении эдс в измерит. катушке при изменении проходящего сквозь её контур магн. потока Φ. Изменение потока $\Delta\Phi$ в катушке может быть связано: а) с изменением величины или направления измеряемого поля во времени (приборы: индукц. вариометры, флюксметры). Простейший *флюксметр* (веберметр) представляет собой *баллистический гальванометр*, действующий в сильно переуспокоенном режиме ($G \sim 10^{-4}$ Вб/дел); применяются магнитоэлектрич. веберметры с $G \sim 10^{-6}$ Вб/дел, фотоэлектрич. веберметры с $G \sim 10^{-8}$ Вб/дел и др.; б) с периодич. изменением положения (вращением, колебанием) измерит. катушки в измеряемом поле (рис. 2). Простейшие тесламетры с катушкой на валу спихронного двигателя обладают $G \sim 10^{-4}$ Тл.

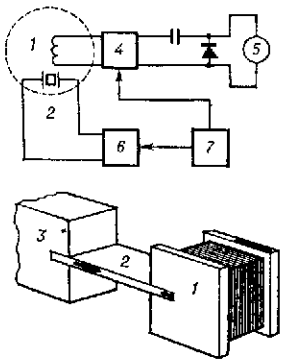


Рис. 2. Блок-схема и конструкция преобразователя вибрац. тесламетра: *1* — измерит. катушка, укреплённая на торце пьезокристалла *2* (вибратора); *3* — зажим для крепления пьезокристалла; *4* — усилитель сигнала: сигнал детектируется и измеряется прибором *5* магнитоэлектрич. системы; *6* — генератор эл.-магн. колебаний; *7* — источник питания.

У наиболее чувствительных вибрационных М. $G \sim 0{,}1$—1 нТл; в) с изменением *магнитного сопротивления* измерит. катушки, что достигается периодич. изменением магн. проницаемости пермаллоевого сердечника (он периодически намагничивается до насыщения вспомогательным перем. полем возбуждения). Действующие по этому принципу феррозондовые М. имеют $G \sim 0{,}2$—1 нТл (см. *Феррозонд*). Индукционные М. применяются для измерения магн. полей Земли и др. планет, техн. полей, в магнитобиологии и т. д.

К в а н т о в ы е М.— приборы, основанные на *ядерном магнитном резонансе*, *электронном парамагнитном резонансе*, свободной прецессии магн. моментов ядер или эл-нов во внеш. магн. поле, *Мейснера эффекте*, *Джозефсона эффекте* и др. эффектах. Для наблюдения зависимости частоты ω прецессии магн. моментов микрочастиц от $H_{изм}$ ($\omega=\gamma H_{изм}$, где γ — *магнитомеханическое отношение*) необходимо создать макроскопич. магн. момент ансамбля микрочастиц — ядер или эл-нов (см. в ст. *Сверхпроводящий магнитометр*). Квант. М. применяются для измерения напряжённости слабых магн. полей (в т. ч. геомагн. и магн. поля в косм. пр-ве), в геологоразведке, в магнетохимии, в биофизике (G до 10^{-5}—10^{-7} нТл). Значительно меньшую чувствительность ($G \sim 10^{-5}$ Тл) имеют квант. М. для измерения сильных магн. полей.

Г а л ь в а н о м а г н и т н ы е М. основаны на явлении искривления траектории электрич. зарядов, движущихся в магн. поле $\boldsymbol{H}_{изм}$, под действием *Лоренца силы* (см. *Гальваномагнитные явления*). К этой группе М. относятся: М. на *Холла эффекте* (возникновении между гранями проводящей пластинки разности потенциалов, пропорциональной протекающему току и $H_{изм}$), М. на эффекте Гаусса (изменении сопротивления проводника в поперечном магн. поле $H_{изм}$), М. на явлении падения анодного тока в *магнетронах* и электронно-лучевых трубках (вызванного искривлением траектории эл-нов в магн. поле) и др. На эффекте Холла основано действие различного рода тесламетров для измерения пост., перем. и импульсных магн. полей (с $G \sim 10^{-4}$—10^{-5} Тл, рис. 3); градиентометров и приборов для исследования магн. св-в материалов. Чувствительность G тесламетров, работающих на основе эффекта Гаусса, достигает 10 мкВ/Тл; у электронно-вакуумных М. $G \sim 30$ нТл.

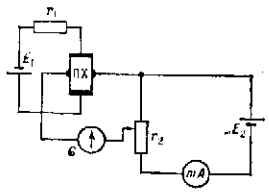


Рис. 3. Принципиальная схема тесламетра, основанного на эффекте Холла (компенсац. типа): E_1 и E_2 — источники пост. тока; r_1 и r_2 — резисторы; G — гальванометр; mA — миллиамперметр; ПХ — преобразователь Холла (ПП пластинка). Эдс Холла компенсируется падением напряжения на части калиброванного сопротивления r_2, через к-рое протекает пост. ток.

Существуют также М. экспериментального, прикладного и демонстрац. хар-ра, работа к-рых основана на изменении длины намагниченного стержня (см. *Магнитострикция*), на вращении плоскости поляризации света (см. *Магнитооптика*, *Фарадея эф-*

фект, *Керра эффект*) и т. д. М. каждого из указанных типов дополнительно различаются по осн. показателям: диапазону измерений, чувствительности, погрешности, скорости и способу отсчёта и т. д., а также по условиям эксплуатации. В частности, разработаны многочисл. типы М. для измерения магн. поля в условиях морской и аэромагн. съёмки, в околоземном и межпланетном косм. пр-ве.

● Яновский Б. М., Земной магнетизм, 2 изд., т. 2, Л., 1963; Чечурина Е. Н., Приборы для измерения магнитных величин, М., 1969; Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В., Физические основы квантовой магнитометрии, М., 1972; Михлин Б. З., Селезнев В. П., Селезнев А. В., Геомагнитная навигация, М., 1976.

МАГНИТОМЕХАНИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ (гиромагнитные явления), группа явлений, обусловленных взаимосвязью магн. и механич. моментов микрочастиц — носителей магнетизма. Любая микрочастица, обладающая определ. *моментом количества движения* (эл-н, протон, нейтрон, ат. ядро, атом), имеет также и определ. *магнитный момент*. Благодаря этому увеличение суммарного момента кол-ва движения микрочастиц, образующих физ. тело (образец), приводит к возникновению у образца дополнит. магн. момента; наоборот, при намагничивании образец приобретает дополнит. механич. момент.

Увеличение магн. момента (намагниченности) в ферромагн. образцах при их вращении было обнаружено в 1909 амер. физиком С. Барнеттом (см. *Барнетта эффект*). Обратный эффект — поворот свободно подвешенного ферромагн. образца при его намагничивании во внеш. магн. поле открыт в 1915 в опытах А. Эйнштейна и В. де Хааза (см. *Эйнштейна — де Хааза эффект*).

М. я. позволяют определить отношение магн. момента атома к его полному механич. моменту (гиромагнитное, или *магнитомеханическое отношение*) и сделать заключение о природе носителей магнетизма в разл. в-вах. Так было установлено, что в переходных *3d*-металлах (Fe, Co, Ni) магн. момент обусловлен спиновыми моментами эл-нов (см. *Спин*). В др. в-вах (напр., редкозем. металлах) магн. момент создаётся как спиновыми, так и орбитальными моментами эл-нов.

В связи с созданием новых, в первую очередь резонансных, методов исследования магнетизма (см. *Магнитный резонанс*) интерес к М. я. уменьшился.

● Вонсовский С. В., Магнетизм., М., 1971.

Р. З. Левитин.

МАГНИТОМЕХАНИ́ЧЕСКОЕ ОТНОШЕ́НИЕ (гиромагнитное отношение), отношение *магнитного момента* элем. ч-ц (и состоящих из них систем — атомов, молекул, ат. ядер и т. д.) к их моменту кол-ва движения (механич. моменту). Для каждой элем. ч-цы, обладающей отличным от нуля механич. моментом — *спином*, М. о. имеет определ. значение. Для разл. состояний ат. системы значения М. о. определяются по ф-ле: $\gamma = g\gamma_0$, где γ_0 — единица М. о., g — *Ланде множитель*. В этом случае за единицу М. о. принимают его величину для орбит. движения эл-на в атоме: $-e/2m_e c$, где e — заряд эл-на, m_e — масса эл-на. Для ядер за единицу М. о. принимают аналогичную величину для протона: $e/2m_p c$ (m_p — масса протона).

Величина М. о. определяет действие магн. поля на систему, обладающую магн. моментом. Согласно классич. теории, магн. момент во внеш. магн. поле напряжённостью $\boldsymbol{H}$ совершает прецессию — равномерно вращается вокруг направления $\boldsymbol{H}$, сохраняя определ. угол наклона, с угл. скоростью $\omega = -\gamma H$. В частном случае, когда магн. момент обусловлен орбит. движением эл-нов, имеет место *Лармора прецессия*. Согласно квант. теории, масштаб магн. расщепления уровней энергии в магн. поле (см. *Зеемана эффект*) определяется М. о., он равен: $\gamma\hbar H = g\gamma_0\hbar H$.

М. А. Ельяшевич.

МАГНИТООПТИКА (магнетооптика), раздел физики, изучающий изменения оптич. свойств в-ва под действием магн. поля. Подавляющее большинство магнитооптич. явлений связано с расщеплением уровней энергии атома (снятием вырождения). Непосредственно это расщепление проявляется в *Зеемана эффекте*. Др. магнитооптич. эффекты по существу явл. следствием эффекта Зеемана и связаны с особенностями поляризац. хар-к зеемановских оптич. переходов и с закономерностями распространения поляризов. света в среде, обладающей дисперсией. Спецификой магнитооптич. эффектов является то, что в магн. поле, помимо обычной линейной *оптической анизотропии*, появляющейся в среде под действием электрич. поля или деформаций, возникает циркулярная анизотропия, связанная с неэквивалентностью двух направлений вращения в плоскости, перпендикулярной полю. Это важное обстоятельство явл. следствием аксиальности магн. поля.

Наиболее просто осн. явления М. можно классифицировать феноменологически в зависимости от направления магн. поля. При этом рассматриваются два осн. случая: 1) волн. вектор светового излучения $\boldsymbol{k}$ параллелен магн. полю $\boldsymbol{H}$ и 2) волн. вектор света перпендикулярен магн. полю. Явление Зеемана наблюдается в обоих случаях, причём различие поляризац. хар-к компонент зеемановского расщепления влечёт за собой различный хар-р индуцированной магн. полем анизотропии в этих случаях. Так, при распространении монохроматич. света вдоль поля (при продольном эффекте Зеемана) его право- и левоциркулярно поляризованные составляющие поглощаются по-разному (т. н. магнитный циркулярный дихроизм), а при распространении света поперёк поля (поперечном эффекте Зеемана) имеет место магнитный линейный дихроизм, т. е. разное поглощение составляющих, линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно магн. полю (см. *Поляризация света*). Эти поляризац. эффекты имеют сложную зависимость от длины волны излучения (сложный спектр. ход), знание к-рой позволяет определить величину и хар-р зеемановского расщепления в тех случаях, когда оно много меньше ширины спектральных линий. (Аналогичные эффекты могут наблюдаться и в люминесценции.)

Расщепление спектр. линий влечёт за собой соответствующее расщепление дисперс. кривых, характеризующих зависимость показателя преломления среды от длины волны излучения (см. *Дисперсия света*, *Преломление света*). В результате при продольном (по полю) распространении показатели преломления для света с правой и левой круговыми поляризациями становятся различными (магнитное циркулярное двойное лучепреломление), а линейно поляризованный монохроматич. свет, проходя через среду, испытывает *вращение плоскости поляризации*. Последнее явление носит назв. *Фарадея эффекта*. В области линии поглощения фарадеевское вращение проявляет характерную немонотонную зависимость от длины волны — эффект Макалузо — Корбино. При поперечном относительно магн. поля распространении света различие показателей преломления для линейных поляризаций приводит к линейному магнитному двойному лучепреломлению, известному как *Коттона — Мутона эффект* (или эффект Фохта). Изучение и использование всех этих эффектов входит в круг проблем совр. М.

Один из важных разделов совр. М. — исследование влияния слабых магн. полей на излучения газов (в т. ч. и газовых лазеров). При этом в эксперименте регистрируется изменение пространств. и поляризац. хар-к излучения под действием магн. поля (*Ханле эффект*).

Оптич. анизотропия среды в магн. поле проявляется также и при отражении света от её поверхности. При намагничивании среды происходит изменение поляризации отражённого света, хар-р и степень к-рой зависят от взаимного расположения поверхности, плоскости поляризации падающего света и вектора намагниченности. Этот эффект наблюдается в первую очередь в ферромагнетиках и носит назв. магнитооптического *Керра эффекта*.

М. тв. тела интенсивно развивалась в 60—70-х гг. 20 в. В особенности это

относится к М. полупроводников и таких магнитоупорядоченных кристаллов, как ферриты и антиферромагнетики.

Одно из осн. магнитооптич. явлений в ПП состоит в появлении (при помещении их в магн. поле) дискр. спектра поглощения оптич. излучения за краем сплошного поглощения, соответствующего оптич. переходу между зоной проводимости и валентной зоной (см. *Полупроводники*, *Твёрдое тело*). Эти т. н. осцилляции коэфф. поглощения, или осцилляции магнитопоглощения, обусловлены специфич. «расщеплением» в магн. поле указанных зон на системы подзон — подзон Ландау. Оптич. переходы между подзонами ответственны за осцилляции поглощения. Возникновение подзон Ландау вызвано тем, что эл-ны проводимости и *дырки* совершают в магн. поле орбит. движение в плоскости, перпендикулярной полю. Энергия такого движения может изменяться лишь скачкообразно (дискретно) — отсюда дискретность оптич. переходов. Эффект осцилляций магнитопоглощения широко используется для определения параметров зонной структуры ПП. С ним связаны и т. н. междузонные эффекты Фарадея и Фохта в ПП.

Подзоны Ландау расщепляются в магн. поле вследствие того, что эл-н обладает собственным моментом кол-ва движения — спином. При определ. условиях наблюдается *вынужденное рассеяние света* на эл-нах в ПП с переворотом спина относительно магн. поля. При таком процессе энергия рассеиваемого фотона изменяется на величину спинового расщепления подзоны, к-рое для нек-рых ПП весьма велико. На этом эффекте основано плавное изменение частоты излучения мощных лазеров и создан светосильный ИК спектрометр сверхвысокого разрешения (см. *Инфракрасная спектроскопия*).

Большой раздел М. полупроводников составляет изучение зеемановского расщепления уровней энергии мелких водородоподобных примесей и экситонов (см. также *Квазичастицы*). Наблюдение магнитопоглощения и отражения ИК излучения в узкозонных ПП позволяет исследовать коллективные колебания электронной плазмы (см. *Плазма твёрдых тел*) и её вз-ствие с фононами.

В прозрачных ферритах и антиферромагнетиках магнитооптич. методы применяют для изучения спектра *спиновых волн*, экситонов, примесных уровней энергии и пр. В отличие от диамагнетиков и парамагнетиков, во вз-ствии света с магнитоупорядоченными средами гл. роль играют не внеш. поля, а внутр. магн. поля этих сред (их напряжённости достигают 10^5—10^6 Э), к-рые определяют спонтанную намагниченность (подрешёток или кристалла в целом) и её ориентацию в кристалле. Магнитооптич. св-ва прозрачных ферритов и антиферромагнетиков могут быть использованы в системах управления лазерным лучом (напр., для создания модуляторов света, см. *Модуляция света*) и для оптич. записи и считывания информации, особенно в ЭВМ.

Создание лазеров привело к обнаружению новых магнитооптич. эффектов, проявляющихся при больших интенсивностях светового потока. Показано, в частности, что поляризованный по кругу свет, проходя через прозрачную среду, действует как эфф. магн. поле и вызывает появление намагниченности среды (т. н. обратный эффект Фарадея).

Магнитооптич. методы используются при исследованиях квант. состояний, ответственных за оптич. переходы, спектров электронного парамагн. резонанса в ат. и конденсиров. средах, фиа.-хим. структуры в-ва, электронной структуры металлов и ПП, фазовых переходов и пр.

● Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Вонсовский С. В., Магнетизм, М, 1971; Запаский В. С., Феофилов П. П., Развитие поляризационной магнитооптики парамагнитных кристаллов, «УФН», 1975, т. 116, в. 1, с. 41; Писарев Р. В., Магнитное упорядочение и оптические явления в кристаллах, в кн.: Физика магнитных диэлектриков, Л., 1974.

В. С. Запаский, Б. П. Захарченя.

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ, изменение электрич. сопротивления тв. проводников под действием внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$. Различают поперечный М. э., при к-ром электрич. ток I течёт перпендикулярно магн. полю $\boldsymbol{H}$, и продольный М. э. ($\boldsymbol{I} \parallel \boldsymbol{H}$). Причина М. э.— искривление траекторий носителей тока в магн. поле (см. *Гальваномагнитные явления*). Относительное поперечное изменение сопротивления $(\Delta\rho/\rho)_\perp$ при комнатных темп-рах мало: у хороших металлов $(\Delta\rho/\rho)_\perp \sim 10^{-4}$ при $H \sim 10^4$ Э. Исключение —Bi, у к-рого $(\Delta\rho/\rho)_\perp \approx 2$ при $H = 3 \cdot 10^4$ Э. Это позволяет использовать его для измерения магн. поля (см. *Магнитометр*). У полупроводников $(\Delta\rho/\rho)_\perp \sim 10^{-2}$—10 и существенно зависит от концентрации примесей и от темп-ры, напр. у достаточно чистого Ge $(\Delta\rho/\rho)_\perp \sim 3$ при $T = 90$ К и $H = 1{,}8 \cdot 10^4$ Э.

Понижение темп-ры и увеличение H приводит к увеличению $(\Delta\rho/\rho)_\perp$. П. Л. Капица в 1927, используя сильные магн. поля (в неск. сотен тысяч Э) при темп-ре жидкого азота, обнаружил у большого числа металлов и в широком интервале полей линейную зависимость $(\Delta\rho/\rho)_\perp$ от H (закон Капицы). В слабых полях $(\Delta\rho/\rho)_\perp$ пропорц. H^2. Коэфф. пропорциональности обычно положителен, т. е. сопротивление растёт с увеличением магн. поля; исключение составляет ферромагнетики (см. *Кондо эффект*). Т. к. сопротивление чувствительно к кол-ву примесей и дефектов в крист. решётке, а также к темп-ре, то измерения (на определ. образце, при определ. темп-ре) могут приводить к разным зависимостям ρ от H. Эксперим. данные для металлов удобно описывать, выразив $(\Delta\rho/\rho)$ в виде ф-ции от $H_{эф} = H(\rho_{300}/\rho)$, где ρ_{300}— сопротивление данного металла при комнатной темп-ре (300 К) и $H = 0$, а ρ — при темп-ре эксперимента и при $H = 0$. При этом разл. данные, относящиеся к одному металлу, укладываются на одну прямую (правило Колера). Резкая анизотропия сопротивления в сильных магн. полях (у Au, Ag, Cu, Sn и др. небольшое изменение ориентации магн. поля может привести к изменению ρ иногда в 1000 раз) означает анизотропию *Ферми поверхности* (небольшая анизотропия соответствует изотроп. поверхности Ферми). Если с ростом H для всех направлений ρ не стремится к «насыщению» — не перестаёт расти (Bi, As и др.), то эл-ны и дырки содержатся в проводнике в равном кол-ве. Стремление к насыщению означает преобладание носителей одного типа.

М. э. используется для исследования электронного энергетич. спектра и механизма рассеяния носителей тока в проводниках, а также для измерения магн. полей.

● См. лит. при ст. *Гальваномагнитные явления.*

Э. М. Эпштейн.

МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР, устройство, в к-ром для разделения ионов по отношению массы к заряду используется движение «узкого» пакета ионов, сформированного в модуляторе, в однородном магн. поле. Ионы, *циклотронная частота* к-рых совпадает с частотой перем. напряжения, приложенного к электродам модулятора, дополнительно ускоряются и после неск. оборотов по расширяющимся траекториям попадают на коллектор. М. м.-с. используется для прецизионных измерений масс ионов, а также для изотопного анализа. См. *Масс-спектрометр.*

МАГНИТОСТАТИКА, раздел теории эл.-магн. поля, в к-ром изучаются св-ва стационарного *магнитного поля* (поля пост. электрич. токов или поля пост. магнитов). Для расчёта этих полей часто пользуются понятием *магнитного заряда*, позволяющим применять в М. ф-лы, аналогичные ф-лам *электростатики*. Формально это возможно благодаря теореме эквивалентности поля магн. зарядов и поля пост. электрич. токов (см. *Ампера теорема*), хотя в природе свободных магн. зарядов не существует (см. *Магнитный монополь*).

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976.

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ, ферромагнитные металлы и сплавы (см. *Ферромагнетик*), а также ферриты, обладающие хорошо выраженными магнитострикц. св-вами

ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Материал, его марка	Хим. состав	k	$a \cdot 10^7$, Н/(м²·Тл)	μ	c, м/с	$\lambda_s \cdot 10^{-6}$	$H_c \times$ $\times 10^2$, А/м	$\rho \times$ $\times 10^{-8}$, Ом·см	$H_{0\,опт} \times$ $\times 10^2$, А/м
Никель, НП 2Т	Ni > 98%	0,26—0,30	2,3	35	4900	—37	1,7	0,7	10—20
Сплав пермендюр, 49 КФ	49%Co, 2%V, ост. Fe	0,48—0,54	2,2	200	5200	+70	1,4	3,4	4—6
Сплав алфер, 12 Ю	12,5%Al, ост. Fe	0,30	0,85	30	4800	+40	0,12	16	3—6
Сплав НИКОСИ	4%Co, 2%Si, ост. Ni	0,49	1,8	210	4800	от —25 до —27	0,2—0,3	1,8	4—6
Керамич. ферриты	Ni-, Co-, Cu-ферриты	0,21—0,32	1,9—2,4	15—25	5400—5900	от —26 до —30	2—4	10^7	10—15

Примечание: k, μ соответствуют $H_{0\,опт}$; для a приведены макс. значения.

(см. *Магнитострикция*) и применяемые для изготовления *магнитострикционных преобразователей* эл.-магн. энергии в механич. и обратно (излучатели акустич. колебаний, датчики давления, фильтры и др. приборы). Осн. хар-ки М. м. (см. табл.): коэфф. магнитомеханич. связи k, квадрат к-рого равен отношению преобразованной энергии (механич. или магнитной) к подводимой (соответственно магнитной или механической) без учёта потерь; динамические магнитострикц. постоянная a, определяющая чувствительность преобразователя в режиме излучения, и относительная *магнитная проницаемость* μ; *скорость звука* c; магнитострикция насыщения λ_s, определяющая предельную интенсивность звука, излучаемого преобразователем; *коэрцитивная сила* H_c и уд. электрич. сопротивление ρ, характеризующие потери энергии соотв. на *гистерезис* и на *вихревые токи*. Магнитострикц. преобразователи работают, как правило, при пост. поле подмагничивания H_0, соответствующем максимуму k ($H_{0\,опт}$) или несколько большем.

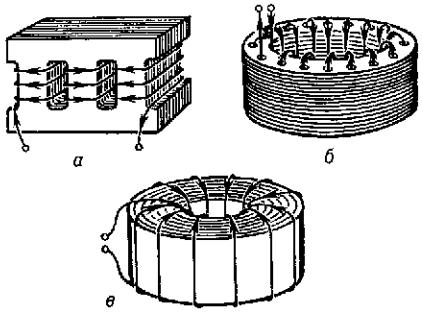
Металлич. М. м. изготавливают в виде лент толщиной 0,1—0,3 мм, из к-рых штампуют или навивают сердечники, ферриты-шпинели применяют в виде монолитных сердечников, ферриты-гранаты — в виде монокристаллов. *И. П. Голямина.*

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ, электромеханический или *электроакустический преобразователь*, действие к-рого основано на эффекте *магнитострикции*. В М. п. используется линейная магнитострикция ферромагнетиков в области техн. намагничивания (см. *Ферромагнетизм*). М. п. представляет собой сердечник из магнитострикц. материалов с нанесённой на него обмоткой.

В М. п.— излучателе энергия перем. магн. поля, создаваемого в сердечнике протекающим по обмотке перем. электрич. током, преобразуется в энергию механич. колебаний сердечника; в М. п.— приёмнике энергия механич. колебаний, возбуждаемых действующей на сердечник внеш. перем. силой, преобразуется в энергию магн. поля, наводящего перем. эдс в обмотке.

М. п. используются в *гидроакустике*, УЗ технологии, *акустоэлектронике* в кач-ве излучателей и приёмников звука, фильтров, резонаторов, стабилизаторов частоты и т. п., а также в технике в кач-ве датчиков колебаний. Материалом для М. п.— излучателей и приёмников звука в гидроакустике и УЗ технике, работающих на частотах ~100 Гц — 100 кГц, служат металлич. магнитострикц. материалы и керамич. ферриты (на основе феррита никеля). Для фильтров, резонаторов и др. устройств акустоэлектроники в диапазоне десятков и сотен кГц используются магнитострикц. ферриты-шпинели, на частотах до десятков и сотен МГц — ферриты-гранаты на основе редкозем. элементов.

М. п. чаще всего работают в режиме резонансных колебаний сердечника. Сердечники М. п. в гидроакустич. устройствах или в установках пром. применения УЗ представляют собой обычно радиально колеблющиеся кольца или продольно колеблющиеся стержни, соединённые между собой приёмно-излучающими накладками.



Преобразователи из металлич. магнитострикц. материалов с сердечниками стержневой (*а*) и кольцевой (*б* и *в*) формы.

Сердечники из металлич. материалов для уменьшения потерь на *вихревые токи* набирают из штампованных пластин толщиной 0,1—0,3 мм (рис., *а*, *б*) или навивают из тонкой ленты (рис., *в*). Сердечники из ферритов используют монолитными. Ферритовые сердечники в фильтрах, резонаторах и т. п. устройствах имеют форму колец, гантелей, трубок. М. п. обладают электроакустич. кпд ~50%. Макс. интенсивность излучения М. п. ограничивается при работе на значит. акустич. нагрузку нелинейностью св-в материала, обусловленную явлением магн. насыщения, а при работе с малой нагрузкой ограничивается механич. прочностью материала. М. п. на основе монокристаллов феррита-граната иттрия (ИФГ) обеспечивают устройствам акустоэлектроники в акустич. СВЧ диапазоне добротность до 10^7.

● Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1948; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, под ред. Е. Кикучи, пер. с англ., М., 1972.

И. П. Голямина.

МАГНИТОСТРИ́КЦИЯ (от магнит и лат. strictio — сжатие, натягивание), изменение формы и размеров тела при его намагничивании; открыто англ. учёным Дж. Джоулем (1842). В ферро- и ферримагнетиках (Fe, Ni, Co, Gd, Tb, Dy и др., в ряде сплавов, *ферритах*) М. достигает значит. величины (относит. удлинение $\Delta l/l \sim 10^{-5}$—10^{-2}). В антиферро-, пара- и диамагнетиках М. в большинстве случаев очень мала (10^{-6}—10^{-7}). Обратное по отношению к М. явление — изменение намагниченности ферромагн. образца при деформации — наз. магнитоупругим эффектом или *Виллари эффектом*.

В теории *магнетизма* М. рассматривают как результат проявления осн. типов вз-ствий в ферромагн. телах: электрического обменного вз-ствия и магн. вз-ствия (см. *Ферромагнетизм*). В соответствии с этим возможны два вида различных по природе магнитострикц. деформаций тел (их крист. решётки): за счёт изменения магн. сил (диполь-дипольных и спин-орбитальных) и за счёт изменения обменных сил.

При *намагничивании* ферро- и ферримагнетиков магнитные силы действуют в интервале от нулевого поля до поля напряжённостью H_s, в к-ром образец достигает техн. магн. насыщения J_s. Намагничивание в этом интервале полей обусловлено процессами смещения границ между доменами и поворота магн. моментов доменов по полю. Оба эти процесса изменяют энергетич. состояние крист. решётки, что проявляется в изменении равновесных расстояний между

ее узлами. В результате атомы смещаются, происходит деформация решётки. М. этого вида зависит от направления и величины намагниченности $\boldsymbol{J}$ (т. е. анизотропна) и проявляется в осн. в изменении формы кристалла почти без изменения его объёма (л и н е й н а я М.). Для расчёта линейной М. существуют феноменологич. ф-лы. Так, М. ферромагн. кристаллов кубич. симметрии, намагниченных до насыщения, рассчитывается по ф-ле:

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_s = a_1 \sum_{i=x,\,y,\,z} \left(s_i^2\beta_i^2 - \frac{1}{3}\right) + 2a_2 \sum_{i \neq j} s_i s_j \beta_i \beta_j,$$

где s_i, s_j и β_i, β_j — направляющие косинусы вектора $\boldsymbol{J}_s$ и направления измерения (относительно рёбер куба), a_1 и a_2 — константы анизотропии М., численно равные:

$$a_1 = \frac{3}{2}\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[100]}, \quad a_2 = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{[111]},$$

где $(\Delta l/l)_{[100]}$ и $(\Delta l/l)_{[111]}$ — максимальные линейные М. соотв. в направлении ребра и диагонали ячейки кристалла; их называют магнитострикц. постоянными. Величину $\lambda_s = (\Delta l/l)_s$ наз. М. насыщения.

М., обусловленная о б м е н н ы м и с и л а м и, в ферромагнетиках наблюдается в области намагничивания выше техн. насыщения, где магн. моменты доменов полностью ориентированы в направлении поля и происходит только рост абс. величины $\boldsymbol{J}$ (*парапроцесс*). М. за счёт обменных сил в кубич. кристаллах изотропна, т. е. проявляется в изменении объёма тела. В гексагональных кристаллах (напр., в Gd, Tb и др. редкозем. металлах) эта М. анизотропна. М. за счёт парапроцесса в большинстве ферромагнетиков при комнатных темп-рах мала, она мала и вблизи точки Кюри, где парапроцесс почти полностью определяет ферромагн. св-ва в-ва. Однако в нек-рых сплавах с малым коэфф. теплового расширения (инварных магн. сплавах) М. велика [в магн. полях $\sim 8\cdot10^4$ А/м (10^3 Э) отношение $\Delta V/V \sim 10^{-5}$]. Значительная М. при парапроцессе характерна также для ферритов и редкозем. металлов и сплавов при разрушении или создании в них магн. полем неколлинеарных магнитных структур.

М. относится к т. н. чётным магн. эффектам, т. к. она не зависит от знака магн. поля. Наиболее исследована М. в поликрист. ферромагнетиках. Обычно измеряется относит. удлинение образца в направлении поля $\boldsymbol{H}$ (п р о д о л ь н а я М.) или перпендикулярно направлению поля (п о п е р е ч н а я М.). Для металлов и большинства сплавов продольная и поперечная М. в области полей техн. намагничивания имеют разные знаки, причём величина поперечной М. меньше, чем продольной, а в области парапроцесса эти величины имеют одинаковый знак (рис. 1). Для большинства ферритов как продольная, так и поперечная М. отрицательны. У Fe (рис. 2) продольная М. в слабом магн. поле положительна (удлинение тела), а в более сильном поле отрицательна (укорочение тела). Для Ni

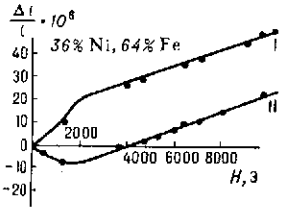


Рис. 1. Продольная (*I*) и поперечная (*II*) магнитострикции сплава Ni (36%) — Fe (64%). В слабых полях они имеют разные знаки, в сильных — при парапроцессе — одинаковый знак (здесь магнитострикция носит объёмный хар-р).

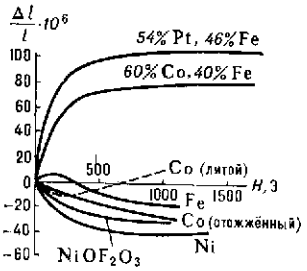


Рис. 2. Зависимость продольной магнитострикции ряда поликрист. металлов, сплавов и соединений от напряжённости магн. поля.

при всех значениях поля продольная М. отрицательна. Большинство сплавов Fe — Ni, Fe — Co, Fe — Pt и др. имеют положительную продольную М.: $\Delta l/l \sim (1-10)\cdot10^{-5}$. Значительной продольной М. обладают сплавы Fe — Pt, Fe — Pd, Fe — Co, Mn — Sb, Mn — Cu — Bi, Fe — Rh. Среди ферритов наибольшая М. у $CoFe_2O_4$: $\Delta l/l \sim (2-25)\cdot10^{-4}$. Рекордно высока М. у нек-рых редкозем. металлов, их сплавов и соединений: у Tb и Dy, $TbFe_2$ и $DyFe_2$, ферритов-гранатов (напр., $Tb_3Fe_5O_{12}$) $\Delta l/l \sim 10^{-3}-10^{-2}$ (в зависимости от величины приложенного поля, при низких темп-рах). М. примерно такого же порядка обнаружена у ряда соединений урана (U_3As_4, U_3P_4 и др.). Величина, знак и графич. ход зависимости М. от напряжённости поля и намагниченности зависят от структурных особенностей образца (кристаллографич. текстуры, примесей посторонних элементов, термич. и холодной обработки). М. в области техн. намагничивания обнаруживает явление *гистерезиса* (рис. 3). Исследование М., особенно в области техн. намагничивания, помогает в изысканиях новых *магнитных материалов* как с высокой М. (см. *Магнитострикционные материалы*), так и с низкой [напр., отмечено, что высокая магн. проницаемость сплавов Fe — Ni типа пермаллоя связана с тем, что в них мала М. (наряду с малым значением константы *магнитной анизотропии*)].

М. влияет на тепловое расширение ферро-, ферри- и антиферромагнетиков, т. к. действие обменных (а в общем случае и магнитных) сил проявляется не только в магн. поле, но также и при нагревании тел в отсутствии поля (т е р м о с т р и к ц и я). Изменение объёма тел вследствие термострикции особенно значительно

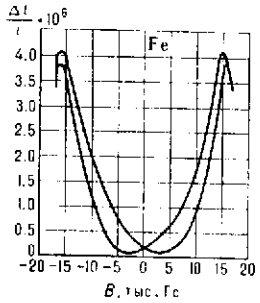


Рис. 3. Магнитострикц. гистерезис железа.

вблизи точек магнитных *фазовых переходов* (точек Кюри и Нееля, при темп-ре перехода коллинеарной магн. структуры в неколлинеарную и др.). Наложение этих изменений объёма на обычное тепловое расширение иногда приводит к аномально малому значению коэфф. теплового расширения у нек-рых материалов, напр. у сплавов типа инвар (36% Ni, 64% Fe).

Большие аномалии модулей упругости и внутр. трения, также наблюдаемые в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках в окрестности точек Кюри и Нееля и др. магн. фазовых переходов, обязаны влиянию М., возникающей при нагреве. Кроме того, при воздействии на ферро- и ферримагн. тела упругих напряжений в них даже при отсутствии внеш. магн. поля происходит перераспределение магн. моментов доменов (в общем случае изменяется и абс. величина самопроизвольной намагниченности домена). Эти процессы сопровождаются дополнит. деформацией тела магнитострикц. природы — *механострикцией*. В непосредств. связи с механострикцией находится явление изменения под влиянием магн. поля модуля упругости ферромагн. металлов (ΔE-эффект).

Для измерения М. наибольшее распространение получили установки, работающие по принципу механооптич. рычага, позволяющие наблюдать относит. изменения длины образца $\sim10^{-6}$. Ещё большую чувствительность дают радиотехн. и интерференц. методы. Получил распространение также метод проволочных датчиков, в к-ром на образец наклеивают проволочку, включённую в одно из плеч *моста измерительного*. Изменение длины

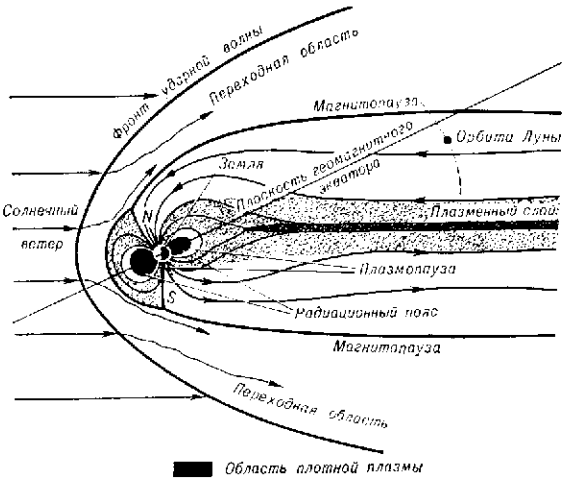
проволочки и её электрич. сопротивления при магнитострикц. изменении размеров образца с высокой точностью фиксируют электроизмерит. прибором.

На явлении М. основано действие магнитострикц. преобразователей (датчиков) и реле, излучателей и приёмников *ультразвука*, фильтров и стабилизаторов частоты в радиотехн. устройствах, магнитострикц. линий задержки в акустике и т. д.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965; Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980.

К. П. Белов.

МАГНИТОСФЕ́РА, область околоземного пр-ва, физ. св-ва, размеры и форма к-рой определяются магн. полем Земли и его вз-ствием с потоками заряж. ч-ц от Солнца (*солнечным ветром*). М. несферична, она сильно вытянута в сторону, противоположную направлению на Солнце. С дневной стороны поток плазмы солн. ветра сжимает геомагн. поле (искажая его дипольный характер), на ночной стороне силовые линии магн. поля вытягиваются в протяжённый магн. хвост (рис.). Линии геомагн. поля, расположенные выше плоскости эклектики, направлены к Солнцу, ниже — от Солнца (согласно расположению магн. полюсов Земли). Диаметр хвоста составляет $\sim 40 R_\oplus$ (земных радиусов). Поля противоположных направлений в магн. хвосте разделяет токовый слой. Внутри токового слоя напряжённость



Строение земной магнитосферы в плоскости, проходящей через магн. полюсы Земли и линию Земля — Солнце.

поля близка к нулю, здесь давление полей разл. направлений уравновешивается давлением горячей плазмы, поэтому часто говорят, что противоположно направленные поля в геомагн. хвосте разделены нейтр. слоем. Давление магн. поля уравновешивается давлением плазмы и вдоль всей границы М. Границу М. при грубом рассмотрении можно считать непрозрачной для солн. ветра. На дневной стороне граница М.— магнитопауза — проходит на расстоянии $\sim 10 R_\oplus$. Напряжённость поля на границе зависит от параметров солн. ветра и обычно составляет неск. десятков *гамм*. Сверхзвук. поток солн. плазмы при обтекании М. вызывает формирование бесстолкновительной *ударной волны*. Все линии геомагн. поля в М. можно разделить на два класса: линии, близкие к линиям магн. диполя, и линии, уходящие в хвост М. В пр-ве эти два класса линий разделены областями, к-рые наз. полярными овалами (северным и южным). Топология поля в районе овалов такова, что здесь можно говорить о существовании магн. щели, в к-рую проникают ч-цы солн. ветра. Особенно эффективно ч-цы проникают в щель вблизи полуденного меридиана, эту область часто называют полярным каспом. Прорвавшиеся в М. ч-цы вызывают полярные сияния, однако процессы в полярных овалах чрезвычайно сложны, и происходящие там явления нельзя рассматривать как результат только прямого прорыва ч-ц солн. ветра. Внутр. часть М., расположенную в пределах диполеподобного геомагн. поля (примерно до $3R_\oplus$), называют плазмосферой. Концентрация ч-ц «холодной» плазмы в плазмосфере составляет $\sim 10^4$ см$^{-3}$; ч-цы плазмосферы участвуют в суточном вращении Земли. Концентрация ч-ц во внеш. части М. на 2—3 порядка ниже, чем в плазмосфере; движение ч-ц плазмы здесь определяется электрич. полями, возбуждаемыми солн. ветром. Общая картина движений (конвекции) ч-ц во внеш. частях М. сильно зависит от величины и направления магн. поля в межпланетной среде.

Во внутр. областях М. магн. поле удерживает, как в магн. ловушке, потоки быстрых ч-ц с энергией в сотни и более кэВ. Эти ч-цы образуют *радиационные пояса Земли*. Резкое возрастание плотности энергии в солн. ветре приводит к магнитосферным бурям (усилению полярных сияний, возрастанию потоков ч-ц в радиац. поясах, искажению магн. поля Земли). Бури часто объясняют быстрым выделением энергии, запасённой в полях хвостовой части М. Альтернативным объяснением явл. представление о магнитосферной динамо-генерации эдс на границе М.

Исследования при помощи косм. аппаратов показали, что М. существует и у нек-рых др. планет. М. Меркурия напоминает М. Земли, но магн. поле Меркурия значительно слабее. М. Юпитера — самая мощная среди М. планет. Она простирается до $100 R_\text{Ю}$. Большие размеры М. и высокая скорость вращения Юпитера приводят к заметному влиянию на М. центробежных сил — М. Юпитера сплющена. На её границе напряжённость магн. поля $\sim 6\gamma$. Обширной М. окружена планета Сатурн. Магн. поле Венеры определяется в осн. токами униполярной индукции, возникающими при взаимодействии солн. ветра с ионосферой. Здесь, как и у комет, можно говорить о наведённой М.

● Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75; Хесс В. Н., Радиационный пояс и магнитосфера, М., 1972; Roederer J. G., Global problems in magnetospheric plasma physics and prospects for their solution, «Space sci. rev.», 1977, v. 21, № 1, p. 23—71.

И. М. Подгорный.

МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ, изменения теплового состояния тел при изменениях их магн. состояния (намагничивания или размагничивания). Различают М. я. при адиабатич. намагничивании и размагничивании (*магнетокалорический эффект*, при к-ром происходит изменение темп-ры тела) и М. я. изотермические, при к-рых происходит выделение или поглощение теплоты. Принципиально М. я. можно наблюдать в любых в-вах, т. к. их причина имеет общий термодинамич. хар-р — изменение *внутренней энергии* тела при изменениях его магн. состояния. Особенно значительны М. я. в ферро-, антиферро- и ферримагнетиках; хар-р М. я. в этих в-вах зависит от того, какие процессы *намагничивания* в них происходят: 1) смещение границ между *доме́нами*, 2) вращение магн. моментов доме́нов, 3) *парапроцесс*, 4) процессы разрушения или индуцирования неколлинеарной магнитной структуры (в антиферро- и ферромагнетиках). Особенно велики тепловые эффекты, сопутствующие последним двум процессам. В тесной термодинамич. связи с М. я., возникающими при намагничивании, находятся наблюдаемые в ферро-, антиферро- и ферримагнетиках аномалии уд. теплоёмкости вблизи точек Кюри, Нееля и др. точек магн. *фазовых переходов* (напр., вблизи точки изменения неколлинеарной магн. структуры ферримагнетика). М. я. в нек-рых парамагнетиках используют для получения сверхнизких темп-р (см. *Магнитное охлаждение*).

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980.

К. П. Белов.

МАГНИТОТОРМОЗНО́Е ИЗЛУЧЕ́НИЕ, то же, что *синхротронное излучение*.

МАГНИТОУПРУ́ГИЕ ВО́ЛНЫ, волны, возникающие в магнитоупорядоченных кристаллах — *ферромагнетиках* и *антиферромагнетиках* — в результате магнитоупругого вз-ствия. Упругие колебания ионов в крист. решётке относительно положения равновесия в магнитоупорядоченных кристаллах сопровождаются колебаниями спинов, а следовательно, и магнитных моментов; в свою очередь, колебания спинов, распространяясь по кристаллу в виде *спиновых волн*, вызывают смещение ионов. Поэтому в М. в. изменение намагниченности связано с изменением деформации и механич. напряжения. Магнитоупругое вз-ствие наиболее сильно проявляется в той области частот, где длина упругой волны оказывается величиной, близкой к длине спиновой волны. Дисперсионные соотношения, характеризующие зависимость частоты волны ω от величины волн. вектора $k=2\pi/\lambda$, в простейшем случае имеют вид: для спиновой волны $\omega_{сп}=\gamma(H+\alpha k_{сп}^2)$, а для продольных и поперечных упругих волн $\omega_{уп}=c_l k_{уп}$

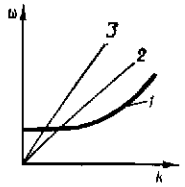


Рис. 1. Зависимость частоты спиновой волны *1* и упругих волн поперечной *2* и продольной *3* от волнового вектора.

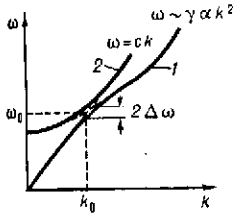


Рис. 2. Дисперсионные кривые спиновой волны и поперечной упругой волны в области вз-ствия.

и $\omega_{уп}=c_t k_{уп}$, где $\gamma=e/mc_0$ — *магнитомеханическое отношение* для эл-на, e — его заряд, m — масса, c_0 — скорость света в вакууме, H — напряжённость пост. магн. поля, α — постоянная, связанная с обменной постоянной и с величиной угла между направлениями H и k, c_l и c_t — скорость распространения продольной и поперечной упругих волн (рис. 1). Для волн, у к-рых значения ω и k лежат далеко от области пересечения дисперсионных кривых, вз-ствие пренебрежимо мало, и спиновая и упругие волны распространяются независимо друг от друга. Если же частоты спиновых и звук. волн при заданном k близки друг другу, то магнитоупругое вз-ствие приводит к тому, что в области частот $\omega_{зв}\approx\omega_{сп}$ возникает связанная М. в. В области пересечения дисперсионных кривых обычно наблюдаются сильное поглощение и *дисперсия звука*, что обусловлено переходом энергии звук. волны в энергию М. в., а затем в энергию спиновой волны.

Условие равенства частот упругой и спиновой волн имеет вид $ck_0=\gamma(H+\alpha k_0^2)$, где k_0 — значение волн. вектора, соответствующее частоте ω_0, при к-рой происходит пересечение дисперсионных кривых (рис. 2). При $k<k_0$ кривая *1* соответствует звук. волне, а кривая *2* — чисто спиновой волне. При $k\gg k_0$ кривая *1* соответствует спиновой волне, а кривая *2* — упругой. В области пересечения кривых, т. е. при $\omega\approx\omega_0$ и $k\approx k_0$, существуют две связанные М. в. Расщепление дисперсионных кривых из-за магнитоупругой связи (величина $\Delta\omega$ на рис. 2) обычно мало, т. е. $\Delta\omega\ll\omega_0$.

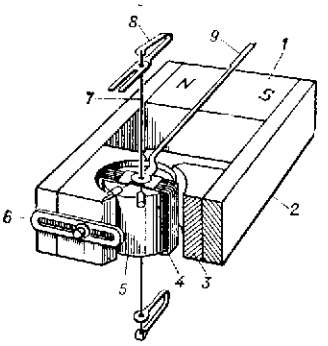
Вз-ствие спиновой волны возможно как с продольной, так и с поперечными упругими волнами, поэтому на дисперсионных кривых возможно существование неск. областей возникновения М. в. Вз-ствие спиновых и упругих волн происходит на высоких ультразвук. и гиперзвук. частотах, поскольку область существования спиновых волн ограничена снизу частотами $\sim10^8$ Гц. Верх. граница для М. в. также определяется возможностью получения спиновых волн и составляет $5\cdot10^{10}$ Гц.

М. в. могут использоваться для преобразования звук. волны в спиновую и обратно. Наилучшим материалом для осуществления вз-ствия упругих и спиновых волн явл. ферриты, в частности монокристаллы иттриевого феррита-граната (ИФГ), обладающие очень малыми акустич. и ферромагн. потерями. На монокристаллах ИФГ изготовляют линии задержки для СВЧ.

● Ле-Кроу Р., Комсток Р., Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнитных диэлектриках, в кн.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 3, ч. Б, М., 1968, гл. 4; Штраусс В., Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната, в кн.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 4, ч. Б, М., 1970, гл. 5; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975.
А. Л. Полякова.

МАГНИТОУПРУ́ГИЙ ЭФФЕ́КТ, то же, что *Виллари эффект*.

МАГНИТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИ́ЗМ, преобразователь силы пост. электрич. тока в механич. перемещение на основе вз-ствия подвижного контура тока с магн. полем пост. магнита. При протекании тока через рамку механизма (рис.) возникают силы (см. *Ампера закон*), создающие вращат. момент, к-рый по мере поворота рамки уравновешивается механич. противодействующим моментом, создаваемым токоподводящими растяжками или пружинами. М. и. м. обладает высокой точностью и чувствительностью (ток, соответствующий макс. отклонению рамки, в зависимости от конструкции механизма составляет от неск. мкА до десятков мА), линейностью преобразования (шкалы приборов с М. и. м. равномерны), малой чувствительностью к изменениям темп-ры окружающей среды и к внеш. магн. полям. На основе М. и. м. выпускается широкая номенклатура *амперметров* и *вольтметров* пост. и перем. тока (в последнем случае с



Устройство магнитоэлектрич. измерит. механизма с внеш. магнитом: *1* — пост. магнит; *2* — магнитопровод; *3* — полюсные наконечники; *4* — подвижная рамка; *5* — сердечник; *6* — магн. шунт, регулирующий чувствительность механизма; *7* — растяжки; *8* — опоры; *9* — стрелка указателя.

предварит. выпрямлением тока, см. *Выпрямительный электроизмерительный прибор*), *гальванометров*, *логометров*.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972.
В. П. Кузнецов.

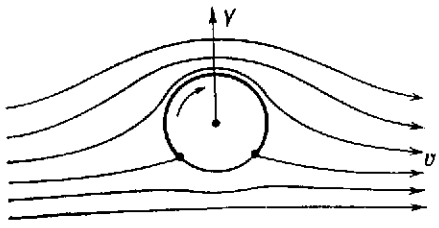
МАГНО́Н, *квазичастица*, соответствующая волне поворотов *спинов* в магнитоупорядоченных средах (см. *Спиновые волны*). М. проявляют себя в тепловых, высокочастотных и др. свойствах в-ва. При темп-ре $T>0$ К в среде нет М., с ростом темп-ры число М. растёт (в *ферромагнетиках* пропорц. $T^{3/2}$, а в *антиферромагнетиках* пропорц. T^3). Рост числа М. приводит к уменьшению магн. порядка; благодаря возрастанию числа М. с ростом темп-ры уменьшается *намагниченность* ферромагнетиков. Рассеяние нейтронов и света сопровождается рождением М. Длинноволновые М. можно возбудить полем СВЧ. Неупругое рассеяние нейтронов — один из наиб. важных методов эксперим. определения *дисперсии закона* М. (см. *Нейтронография*).

● Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967.

МАГНО́Н-ФОНО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, взаимодействие упругих и *спиновых волн* в твёрдом теле. См. *Магнитоупругие волны*.

МА́ГНУСА ЭФФЕ́КТ, возникновение поперечной силы, действующей на тело, вращающееся в набегающем на него потоке жидкости (газа); открыт нем. учёным Г. Г. Магнусом (H. G. Magnus) в 1852. Напр., если вращающийся бесконечно длинный круговой цилиндр обтекает безвихревой поток, направленный перпендикулярно его образующим, то вследствие вязкости жидкости скорость течения со стороны, где направления скорости v

потока и вращения цилиндра совпадают (рис.), увеличивается, а со стороны, где они противоположны, уменьшается. В результате давление на одной стороне возрастает, а на другой уменьшается, т. е. появляется поперечная сила Y; её величина определяется *Жуковского теоремой*. Аналогичная сила возникает и при набегании потока на вращающийся шар, чем объясняется непрямолинейный полёт закрученного теннисного или футбольного мяча. Направлена поперечная сила всегда с той стороны вращающегося тела, на к-рой направление вращения и направление потока противоположны, к той стороне, на к-рой эти направления совпадают.



● Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971.

МА́ДЖИ — РИ́ГИ — ЛЕДЮКА ЭФФЕ́КТ, изменение теплопроводности проводника под действием магн. поля. Открыт итал. учёными Дж. Маджи (G. Maggi), А. Риги (A. Righi) и независимо от них франц. учёным С. А. Ледюком (S. A. Leduc) в 1887 на Bi. Относится к продольным термомагнитным эффектам. М.— Р.— Л. э. обусловлен искривлением траекторий носителей тока в магн. поле под действием *Лоренца силы*, что соответствует уменьшению эфф. длины свободного пробега носителей заряда и приводит к изменению электронной части *теплопроводности*. В *полупроводниках* величина М.— Р.— Л. э. (тепловое магнетосопротивление) значительно больше, чем в металлах.

● Пидильковский И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1960; Аскеров Б. М., Кинетические эффекты в полупроводниках, Л., 1970.

Э. М. Эпштейн.

МА́ЗЕР, термин, заимствованный из амер. литературы; обозначает квант. генераторы и усилители радиодиапазона. Слово Maser — аббревиатура англ. выражения: Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, что означает: усиление микроволн (СВЧ) при помощи индуцированного излучения. См. *Квантовая электроника, Квантовые стандарты частоты, Квантовый усилитель.*

МА́ЗЕРНЫЙ ЭФФЕ́КТ В КО́СМОСЕ, усиление проходящего через косм. среду излучения за счёт индуцированного излучения. Среда при этом должна содержать значит. кол-во возбуждённых молекул (атомов), находящихся на одном из высоких энергетич. уровней (см. *Квантовый усилитель, Мазер*). Переход возбуждённых молекул на ниж. энергетич. уровень с испусканием кванта излучения происходит под воздействием проходящего излучения. Рождённые при этом кванты обладают теми же св-вами (частотой, энергией, поляризацией, направлением), что и кванты первичного излучения. Интенсивность индуцированного излучения определяется лишь мощностью процесса накачки, переводящего молекулы на верх. уровень энергии. Механизм накачки, как считают, может быть связан с поглощением молекулами OH (а также H_2O и др. молекулами, для к-рых наблюдается М. э. в к.) излучения от к.-л. близлежащего источника (напр., звезды) или с протеканием в космосе хим. реакций. В 1965 радиоастр. методами было установлено, что в космосе действительно реализуются условия для работы естеств. мазеров. В спектрах излучения нек-рых косм. радиоисточников (галактических газовых туманностей W3, W49 и др.) были обнаружены очень интенсивные, резкие линии излучения с длиной волн $\lambda=18$ см, принадлежащие молекулам гидроксила OH. Наблюдаемое излучение молекул OH обусловлено их переходами между четырьмя ниж. уровнями энергии, соответствующими радиоизлучению на частотах 1612, 1665, 1667 и 1720 МГц. Если бы молекулы OH излучали самопроизвольно, независимо друг от друга, то отношение интенсивностей указанных линий при малой оптич. толщине источника было бы равно 1 : 5 : 9 : 1, а при увеличении оптич. толщины, как следует из теории, стремилось бы к 1 : 1 : 1 : 1. Однако в нек-рых источниках линия 1665 МГц оказывается в десятки раз интенсивнее остальных линий, а в других — доминирует линия 1612 МГц и т. д. Это указывает на М. э. в к., при к-ром интенсивности различных линий будут разными. Различные интенсивности излучения для разных длин волн при индуцированном излучении должны привести к значит. поляризации излучения, что и наблюдается в действительности. Кроме того, излучение межзвёздных облаков OH отличается чрезвычайно высокой интенсивностью. Эффективная *яркостная температура* нек-рых линий достигает 10^{13} К (а для молекул H_2O даже 10^{15} К), ширина же самих линий, обусловленная тепловым движением молекул, соответствует лишь температуре 10—100 К. Все эти факторы указывают на реализацию в космосе мазерного эффекта.

● Космические мазеры. Сб. ст., пер. с англ., М., 1974; Пахольчик А., Радиоастрофизика, пер. с англ., М., 1973; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979.

Д. А. Варшалович.

МА́ЙКЕЛЬСОНА О́ПЫТ, поставлен амер. физиком А. А. Майкельсоном (A. A. Michelson) в 1881 с целью измерения влияния движения Земли на скорость света.

В физике кон. 19 в. предполагалось, что свет распространяется в нек-рой универсальной мировой среде — *эфире*. При этом ряд явлений (*аберрация света, Физо опыт*) приводил к заключению, что эфир неподвижен или частично увлекается телами при их движении. Согласно гипотезе неподвижного эфира, можно наблюдать «эфирный ветер» при движении Земли сквозь эфир и скорость света по отношению к Земле должна зависеть от направления светового луча относительно направления её движения в эфире.

М. о. проводился с помощью *интерферометра* Майкельсона с равными плечами, одним — по движению Земли, другим — перпендикулярно к нему. Если эфир неподвижен, то при повороте прибора на 90° разность хода лучей должна менять знак и интерференц. картина — смещаться. Однако смещение интерференц. картины не было обнаружено, т. е. М. о. дал отрицательный результат.

В 1885—87 опыты Майкельсона и амер. физика Э. У. Морли с большой точностью подтвердили результат первонач. М. о. В 1964 амер. физики в модифицир. форме повторили М. о., использовав в качестве источников света два одинаковых гелий-неоновых лазера, обладающих очень высокой степенью монохроматичности и пространств. когерентности, и с ещё большей точностью получили отрицат. результат.

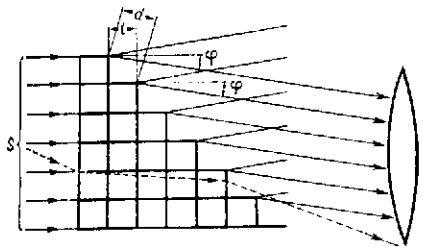
В классич. физике отрицат. результат М. о. не мог быть понят и согласован с др. явлениями *электродинамики движущихся сред*. В теории относительности постоянство скорости света для всех *инерциальных систем отсчёта* принимается как постулат, подтверждаемый большой совокупностью экспериментов.

● Вавилов С. И., Собр. соч., т. 4 — Экспериментальные основания теории относительности, М., 1956; Сивухин Д. В., Общий курс физики. Оптика, М., 1980; Джефф Б., Майкельсон и скорость света, пер. с англ., М., 1963.

Е. К. Тарасов.

МА́ЙКЕЛЬСОНА ЭШЕЛО́Н, оптич. прибор, представляющий собой стопу стеклянных или кварцевых пластин одинаковой толщины, сложенных на *оптический контакт* так, что их концы образуют «лестницу» со ступеньками равной высоты (рис.). Впервые построен А. А. Майкельсоном в 1898. Параллельный пучок света S, падая на М. э., разделяется на неск. лучей (по числу пластин), проходящих разные пути в материале пластин (в прозрачных М. э.) или в воздухе (при отражении от покрытых зеркальным слоем ступенек в отражательных М. э.). Приобретая т. о. *разность хода*, лучи интерферируют между собой аналогично тому,

как это происходит в *дифракционной решётке*. В отличие от последней разность хода двух соседних лучей в М. э. составляет десятки тысяч длин волн света, а число этих лучей обычно не превышает 30—40. М. э. используется в кач-ве диспергирующего элемента в *спектральных приборах*. Раз-



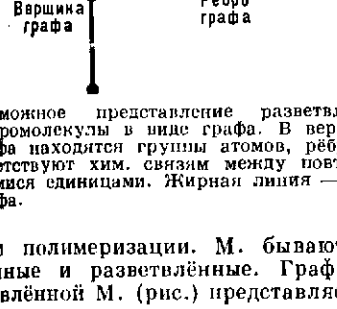
Ход лучей в прозрачном эшелоне Майкельсона: l — высота ступеньки; d — разность хода лучей от соседних ступеней; φ — угол дифракции лучей. Пунктиром показан ход лучей при наклонном падении.

решающая способность приборов с М. э. чрезвычайно высока, их используют для анализа очень узких (~0,1—0,2 А) участков с предварит. монохроматизацией. Отражат. М. э., разрешающая сила к-рых примерно в 4 раза выше, чем прозрачных, применяют для исследования УФ и ИК излучений. См. также *Эшелле*.

● Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953.

Л. Н. Капорский.

МАКРОМОЛЕ́КУЛА (от греч. makrós — большой и *молекула*), совокупность большого числа атомов, соединённых между собой хим. связями. Как правило, М. состоят из повторяющихся единиц — мономеров, объединившихся в М. в результате реак-



Возможное представление разветвлённой макромолекулы в виде графа. В вершинах графа находятся группы атомов, рёбра соответствуют хим. связям между повторяющимися единицами. Жирная линия — ствол графа.

ции полимеризации. М. бывают линейные и разветвлённые. Граф разветвлённой М. (рис.) представляет собой «дерево» с возможными циклами.

М. характеризуются мол. массой, а в М. с разным числом повторяющихся единиц — молекулярно-массовым распределением. Физ. св-ва М. зависят как от их хим. строения, так и от мол. массы.

Одна и та же М. обычно может принимать множество конформаций — разл. пространств. структур М. при сохранении длин валентных связей и углов (см. *Изомерия молекул*). Наиболее распространённые физ. методы изучения конформаций М. в р-ре основаны на измерении вязкости и скорости седиментации, исследовании светорассеяния. Синтетич. М. в р-ре, а также в аморфном (стеклообразном) состоянии обычно имеют большой набор конформаций. Глобулярные белки, представляющие собой природные линейные М., содержащие в кач-ве повторяющихся единиц аминокислотные остатки, имеют одну, строго фиксированную конформацию, определяющую их функционирование в живой клетке.

М. с одинаковыми повторяющимися единицами наз. стереорегулярными, в тв. состоянии такие М. могут образовывать паракристалл — состояние, характеризующееся наличием крист. областей с идеально плотной упаковкой М. и аморфных областей с несколько менее плотной упаковкой. Аморфные области включают участки изгиба М. Паракрист. структуру имеют и волокна М., в т. ч. волокна нуклеиновых кислот и полисахаридов. Глобулярные М. кристаллизуются как молекулы низкомол. соединений, однако в большинстве случаев их кристаллы несовершенны.

● Волькенштейн М. В., Молекулы и жизнь, М., 1965.

В. Г. Дашевский.

МА́КСВЕЛЛ (Мкс, Mx), единица магн. потока в *СГС системе единиц*, названа в честь англ. физика Дж. Максвелла (J. Maxwell). 1 Мкс$=10^{-8}$ *вебера*.

МА́КСВЕЛЛА ДИСК, см. *Колориметр*.

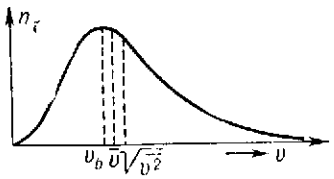
МА́КСВЕЛЛА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ, распределение по скоростям молекул (ч-ц) макроскопич. физ. системы, находящейся в статистич. равновесии, при условии, что движение молекул подчиняется законам классич. механики (пример — классический *идеальный газ*). Установлено Дж. Максвеллом в 1859. Согласно М. р., вероятное число молекул в ед. объёма $f(v)$, компоненты скоростей к-рых лежат в интервалах от v_x до v_x+dv_x, от v_y до v_y+dv_y и от v_z до v_z+dv_z, определяются ф-цией распределения Максвелла

$$f(v)=n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}e^{-\frac{m\left(v_x^2+v_y^2+v_z^2\right)}{kT}}, \quad (1)$$

где m — масса молекулы, n — число молекул в ед. объёма. Отсюда следует, что число молекул, абс. значения скоростей к-рых лежат в интервале от v до $v+dv$, также называемое М. р., имеет вид:

$$dn=F(v)\,dv=4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}e^{-\frac{mv^2}{2kT}}v^2\,dv. \quad (2)$$

Оно достигает максимума при скорости $v_b=\sqrt{\frac{2kT}{m}}$, наз. наиболее вероятной скоростью. Для мол. водорода при $T=273$ К $v_b=1506$ м/с. При помощи М. р. можно вычислить ср. значение любой ф-ции от скорости молекулы: ср. скорость



$\bar{v}=\frac{2}{\sqrt{\pi}}v_b$; ср. квадрат скорости $\bar{v^2}=\frac{3kT}{m}$ и т. д. Ср. квадратичная скорость $\bar{v}_{\text{кв}}=\sqrt{\bar{v^2}}=\sqrt{\frac{3kT}{m}}$ в $\sqrt{3/2}$ раз больше v_b (рис.). При возрастании темп-ры максимум М. р. (значение v_b) смещается к более высоким темп-рам. М. р. не зависит от вз-ствия между молекулами и справедливо не только для газов, но и для жидкостей, если для них возможно классич. описание. Оно справедливо также и для броуновских ч-ц (см. *Броуновское движение*), взвешенных в жидкости или газе. М. р. может быть получено из *канонического распределения Гиббса* для классич. системы интегрированием по всем координатам ч-ц, т. к. в этом случае распределение по скоростям не зависит от распределения по импульсам. М. р. есть решение *кинетического уравнения Больцмана* для частного случая статистич. равновесия.

М. р. было подтверждено экспериментально нем. физиком О. Штерном (1920) в опытах с мол. пучками.

● Сивухин Д. В., Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика, 2 изд., М., 1979, § 72—74; Борн М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970.

Д. Н. Зубарев.

МА́КСВЕЛЛА ТРЕУГО́ЛЬНИК, см. *Колориметрия*.

МА́КСВЕЛЛА УРАВНЕ́НИЯ, фундаментальные ур-ния классич. макроскопич. *электродинамики*, описывающие эл.-магн. явления в любой среде (и в вакууме). Сформулированы в 60-х гг. 19 в. Дж. Максвеллом на основе обобщения эмпирич. законов электрич. и магн. явлений и развития идей англ. учёного М. Фарадея о том, что вз-ствия между электрически заряж. телами осуществляются посредством эл.-магн. поля. Совр. форма М. у. дана нем. физиком Г. Герцем и англ. физиком О. Хевисайдом.

М. у. связывают величины, характеризующие эл.-магн. поле, с его источниками, т. е. с распределением в пр-ве электрич. зарядов и токов. В вакууме эл.-магн. поле характеризуется напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и магн. индукцией $\boldsymbol{B}$ — векторными величи-

нами, зависящими от пространств. координат и времени. Эти величины определяют силы, действующие со стороны поля на заряды и токи, распределение к-рых в пр-ве задаётся плотностью заряда ρ (величиной заряда в ед. объёма) и *плотностью электрического тока* $\boldsymbol{j}$. Для описания эл.-магн. процессов в матер. среде, кроме $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, вводятся вспомогат. векторные величины, зависящие от состояния и св-в среды: электрич. индукция $\boldsymbol{D}$ и напряжённость магн. поля $\boldsymbol{H}$.

М. у. позволяют определить осн. хар-ки поля ($\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$) в каждой точке пр-ва в любой момент времени, если известны источники поля $\boldsymbol{j}$ и ρ как ф-ции координат и времени. М. у. могут быть записаны в интегр. или дифф. форме (ниже они приводятся в *Гаусса системе единиц*).

М. у. в интегральной форме определяют не векторы $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$ в отд. точках пр-ва, а нек-рые интегр. величины, зависящие от распределения этих хар-к поля: циркуляцию векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ вдоль произвольных замкнутых контуров и потоки векторов $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ через произвольные замкнутые поверхности.

Первое М. у. явл. обобщением на перем. поля эмпирического *Био — Савара закона* о возбуждении магн. поля электрич. токами. Максвелл высказал гипотезу, что магн. поле порождается не только токами, текущими в проводнике, но и перем. электрич. полями в диэлектриках или вакууме. Величина, пропорц. скорости изменения электрич. поля во времени, была названа Максвеллом током смещения, он возбуждает магн. поле по тому же закону, что и ток проводимости. Полный ток, равный сумме тока смещения и тока проводимости, всегда явл. замкнутым. Первое М. у. имеет вид:

$$\oint_L \boldsymbol{H}\,d\boldsymbol{l} = \frac{4\pi}{c}\int_S \left(j_n + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial D_n}{\partial t}\right) ds, \quad (1,а)$$

т. е. циркуляция вектора магн. напряжённости вдоль замкнутого контура L (сумма скалярных произведений вектора $\boldsymbol{H}$ в данной точке контура на бесконечно малый отрезок $d\boldsymbol{l}$ контура) определяется полным током через произвольную поверхность S, ограниченную данным контуром. Здесь j_n — проекции плотности тока проводимости $\boldsymbol{j}$ на нормаль к бесконечно малой площадке ds, являющейся частью поверхности S; $\frac{1}{4\pi}\frac{\partial D_n}{\partial t}$ — проекция плотности тока смещения на ту же нормаль; $c = 3\cdot 10^{10}$ см/с — постоянная, равная скорости распространения эл.-магн. вз-ствий (скорость света) в вакууме.

Второе М. у. является матем. формулировкой закона *электромагнитной индукции* Фарадея и записывается в виде:

$$\oint_L \boldsymbol{E}\,d\boldsymbol{l} = -\frac{1}{c}\int_S \frac{\partial B_n}{\partial t}\,ds, \quad (1,б)$$

т. е. циркуляция вектора напряжённости электрич. поля вдоль замкнутого контура L (эдс индукции) определяется скоростью изменения потока вектора магн. индукции через поверхность S, ограниченную данным контуром. Здесь B_n — проекция на нормаль к площадке ds вектора магн. индукции $\boldsymbol{B}$; знак «—» соответствует *Ленца правилу* для направления индукц. тока.

Третье М. у. выражает опытные данные об отсутствии магн. зарядов, аналогичных электрическим (магн. поле порождается только электрич. токами):

$$\oint_S B_n\,ds = 0, \quad (1,в)$$

т. е. поток вектора магн. индукции через произвольную замкнутую поверхность S равен нулю.

Четвёртое М. у. (обычно наз. *Гаусса теоремой*) представляет собой обобщение закона вз-ствия неподвижных электрич. зарядов — *Кулона закона*:

$$\oint_S D_n\,ds = 4\pi\int_V \rho\,dV, \quad (1,г)$$

т. е. поток вектора электрич. индукции через произвольную замкнутую поверхность S определяется электрич. зарядом, находящимся внутри этой поверхности (в объёме V, ограниченном поверхностью S).

Если считать, что векторы эл.-магн. поля ($\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$) явл. непрерывными ф-циями координат, то, рассматривая циркуляцию $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{E}$ по бесконечно малым контурам и потоки векторов $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{D}$ через поверхности, ограничивающие бесконечно малые объёмы, можно от интегральных М. у. (1, а—г) перейти к системе дифференциальных М. у., характеризующих поле в каждой точке пр-ва:

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{rot}\boldsymbol{H} = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t},\\ &\operatorname{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},\\ &\operatorname{div}\boldsymbol{B} = 0,\\ &\operatorname{div}\boldsymbol{D} = 4\pi\rho. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Физ. смысл ур-ний (2) тот же, что ур-ний (1).

М. у. в форме (1) или (2) не образуют полной замкнутой системы, позволяющей рассчитывать эл.-магн. процессы при наличии матер. среды. Их необходимо дополнить соотношениями, связывающими векторы $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{j}$, к-рые не являются независимыми. Связь между ними определяется св-вами среды и её состоянием, причём $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{j}$ выражаются через $\boldsymbol{E}$, а $\boldsymbol{B}$ — через $\boldsymbol{H}$:

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}(\boldsymbol{E}), \quad \boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}(\boldsymbol{H}), \quad \boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}(\boldsymbol{E}). \quad (3)$$

Эти ур-ния наз. ур-ниями состояния или материальными ур-ниями; они описывают эл.-магн. св-ва среды и для каждой конкретной среды имеют определ. форму. В вакууме $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H}$. Совокупность ур-ний поля (2) и ур-ний состояния (3) образуют полную систему ур-ний.

Макроскопич. М. у. описывают среду феноменологически, не рассматривая сложного механизма вз-ствия эл.-магн. поля с заряж. ч-цами среды. М. у. могут быть получены из *Лоренца — Максвелла уравнений* для микроскопич. полей и определ. представлений о строении в-ва путём усреднения микрополей по малым пространственно-временным интервалам. Таким способом получаются как осн. ур-ния поля (2), так и конкретная форма ур-ний состояния (3), причём вид ур-ний поля не зависит от св-в среды.

Ур-ния состояния в общем случае очень сложны, т. к. векторы $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{j}$ в данной точке пр-ва в данный момент времени могут зависеть от полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ во всех точках среды во все предшествующие моменты времени. В нек-рых средах векторы $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ могут быть отличными от нуля при $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ равных нулю (*сегнетоэлектрики* и *ферромагнетики*). Однако для большинства изотропных сред, вплоть до весьма значит. полей, ур-ния состояния имеют простую линейную форму:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{B} = \mu\boldsymbol{H}, \quad \boldsymbol{j} = \sigma\boldsymbol{E} + \boldsymbol{j}_{стр}. \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon(x, y, z)$ — *диэлектрическая проницаемость*, а $\mu(x, y, z)$ — *магнитная проницаемость* среды (для вакуума в системе СГС $\varepsilon = \mu = 1$), величина $\sigma(x, y, z)$ наз. удельной электропроводностью, $\boldsymbol{j}_{стр}$ — плотность т. н. сторонних токов, т. е. токов, поддерживаемых любыми силами, кроме сил электрич. поля (напр., магн. полем, диффузией). В феноменологич. теории Максвелла макроскопич. характеристики эл.-магн. св-в среды ε, μ и σ должны быть найдены экспериментально. В микроскопич. теории Лоренца — Максвелла они могут быть рассчитаны.

Проницаемости ε и μ фактически определяют тот вклад в эл.-магн. поле, к-рый вносят т. н. связанные заряды, входящие в состав электрически нейтр. атомов и молекул в-ва. При известных из опыта ε, μ и σ можно рассчитать эл.-магн. поле в среде, не решая трудную вспомогат. задачу о распределении связанных зарядов и соответствующих им токов в в-ве. Плотность заряда ρ и плотность тока $\boldsymbol{j}$ в М. у.— это плотности свободных зарядов и токов, причём вспомогат. векторы $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{D}$ вводятся так, чтобы циркуляция вектора $\boldsymbol{H}$ определялась только движением свободных зарядов, а поток вектора $\boldsymbol{D}$ — плотностью распределения этих зарядов в пр-ве.

Если эл.-магн. поле рассматривается в двух граничащих средах, то на поверхности раздела векторы поля могут претерпевать разрывы (скачки); в этом случае ур-ния (2) должны быть дополнены граничными условиями:

$$\left.\begin{aligned}&[\boldsymbol{nH}]_2-[\boldsymbol{nH}]_1=\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}_{\text{пов}},\\&[\boldsymbol{nE}]_2-[\boldsymbol{nE}]_1=0,\\&(\boldsymbol{nD})_2-(\boldsymbol{nD})_1=4\pi\rho_{\text{пов}},\\&(\boldsymbol{nB})_2-(\boldsymbol{nB})_1=0.\end{aligned}\right\}\quad(5)$$

Здесь $\boldsymbol{j}_{\text{пов}}$ и $\rho_{\text{пов}}$ — плотности поверхностных тока и заряда, квадратные и круглые скобки — соотв. векторные и скалярные произведения векторов, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности раздела и направления от первой среды ко второй (1→2), а индексы относятся к разным сторонам границы раздела.

Осн. ур-ния для поля (2) линейны, ур-ния же состояния (3) в общем случае нелинейны. Обычно нелинейные эффекты обнаруживаются в достаточно сильных полях. В линейных средах [удовлетворяющих соотношениям (4)], и в частности в вакууме, М. у. линейны, так что для них справедлив *суперпозиции принцип*: при наложении полей они не оказывают влияния друг на друга.

Из М. у. вытекает ряд законов сохранения. В частности, из ур-ний (1, а) и (1, г) можно получить т. н. ур-ние непрерывности:

$$\oint_S j_n\,ds=-\frac{\partial}{\partial t}\int_V\rho\,dV,\qquad(6)$$

представляющее собой закон сохранения электрич. заряда: полный ток, протекающий за ед. времени через любую замкнутую поверхность S, равен изменению заряда внутри объёма V, ограниченного поверхностью S. Если ток через поверхность отсутствует, то заряд в объёме V остаётся неизменным.

Из М. у. следует, что эл.-магн. поле обладает энергией и импульсом. Плотность энергии W (энергия поля в ед. объёма) равна:

$$W=\frac{1}{8\pi}(\boldsymbol{ED}+\boldsymbol{HB}).\qquad(7)$$

Эл.-магн. энергия может перемещаться в пр-ве. Плотность потока энергии определяется т. н. вектором Пойнтинга

$$\boldsymbol{\Pi}=\frac{c}{4\pi}[\boldsymbol{EH}].\qquad(8)$$

Направление вектора Пойнтинга перпендикулярно и $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ и совпадает с направлением распространения эл.-магн. энергии, а его величина равна энергии, переносимой в ед. времени через единичную поверхность, перпендикулярную $\boldsymbol{\Pi}$. Если эл.-магн. энергия не переходит в др. формы энергии, то, согласно М. у., изменение энергии в нек-ром объёме за ед. времени равно потоку эл.-магн. энергии через поверхность, ограничивающую этот объём. Если внутри объёма за счёт эл.-магн. энергии выделяется теплота, то закон сохранения энергии записывается в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V W\,dV=-\oint_S\Pi_n\,ds-Q,\qquad(9)$$

где Q — кол-во теплоты, выделяемой в ед. времени, Π_n — проекция $\boldsymbol{\Pi}$ на нормаль к бесконечно малой площадке ds.

Плотность импульса эл.-магн. поля $\boldsymbol{g}$ (импульс ед. объёма поля) связана с плотностью потока энергии соотношением:

$$\boldsymbol{g}=\frac{1}{c^2}\boldsymbol{\Pi}.\qquad(10)$$

Существование импульса эл.-магн. поля впервые было экспериментально обнаружено в опытах П. Н. Лебедева по измерению давления света (1899—1901).

Как видно из (7), (8) и (10), эл.-магн. поле всегда обладает энергией, а поток энергии и эл.-магн. импульс отличны от нуля лишь в случае, когда одновременно существуют и электрич. и магн. поля, причём $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ не параллельны друг другу.

М. у. приводят к фундам. выводу о конечности скорости распространения эл.-магн. вз-ствий. Это означает, что при изменении плотности заряда или тока, порождающих эл.-магн. поле, в нек-рой точке пр-ва на расстоянии R от них поле изменится спустя время $\tau=R/c$. Вследствие конечной скорости распространения эл.-магн. вз-ствий возможно существование *электромагнитных волн*, частным случаем к-рых (как впервые показал Максвелл) явл. световые волны.

Эл.-магн. явления протекают одинаково во всех *инерциальных системах отсчёта*, т. е. удовлетворяют *относительности принципу*. В соответствии с этим М. у. не меняют своей формы при переходе от одной инерц. системы отсчёта к другой (релятивистски инвариантны). Выполнение принципа относительности для эл.-магн. процессов оказалось несовместимым с классич. представлениями о пр-ве и времени, потребовало пересмотра этих представлений и привело к созданию спец. *относительности теории* (А. Эйнштейн, 1905). Форма М. у. остаётся неизменной при переходе к новой инерц. системе отсчёта, если пространств. координаты и время, векторы поля $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{D}$, плотность тока $\boldsymbol{j}$ и плотность заряда ρ изменяются в соответствии с *Лоренца преобразованиями*. Релятивистски инвариантная форма М. у. подчёркивает тот факт, что электрич. и магн. поля образуют единое целое.

М. у. описывают огромную область явлений. Они лежат в основе электротехники и радиотехники и играют важную роль в развитии таких актуальных направлений совр. физики, как физика плазмы и проблема *управляемого термоядерного синтеза*, *магнитная гидродинамика*, *нелинейная оптика*, конструирование *ускорителей* заряженных частиц, *астрофизика* и т. д. М. у. неприменимы лишь при больших частотах эл.-магн. волн, когда становятся существенными квант. эффекты, т. е. когда энергия отд. квантов эл.-магн. поля — фотонов — велика и в процессах участвует сравнительно небольшое число фотонов.

● Максвелл Дж. К., Избр. соч. по теории электромагнитного поля, пер. с англ., М., 1954; Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Калашников С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977 (Общий курс физики); Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, [пер. с англ.], 2 изд., в. 5—7, М., 1977; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2); их же, Электродинамика сплошных сред, М., 1959; Астахов А. В., Широков Ю. М., Электромагнитное поле, М., 1980 (Курс физики, т. 2); Сивухин Д. В., Электричество, М., 1977 (Общий курс физики, т. 3); Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 2 изд., М., 1975 (Берклеевский курс физики, т. 2).

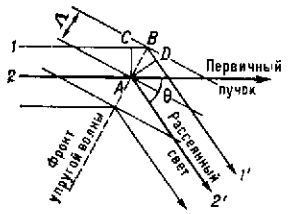
Г. Я. Мякишев.

МАЛЮСА ЗАКО́Н, зависимость интенсивности линейно поляризованного света после его прохождения через *анализатор* от угла α между плоскостями поляризации падающего света и анализатора (см. *Поляризация света*). Установлен франц. физиком Э. Л. Малюсом (E. L. Malus) в 1810. Если I_0 и I — соотв. интенсивность падающего на анализатор и выходящего из него света, то, согласно М. з., $I=I_0\cos^2\alpha$. Свет с иной (не линейной) поляризацией может быть представлен в виде суммы двух линейно поляризованных составляющих, к каждой из к-рых применим М. з. По М. з. рассчитываются интенсивности проходящего света во всех *поляризационных приборах*. Потери на отражение, зависящие от α и не учитываемые М. з., определяются дополнительно.

МАНДЕЛЬШТА́МА — БРИЛЛЮЭ́НА РАССЕ́ЯНИЕ, рассеяние оптич. излучения конденсированными средами (тв. телами и жидкостями) в результате его вз-ствия с собственными упругими колебаниями этих сред. М.—Б. р. сопровождается изменением частот (длин волн), характеризующих излучение. Напр., М.—Б. р. *монохроматического света* в кристаллах приводит к появлению шести частотных компонент рассеянного света, в жидкостях — трёх (одна из них — неизменённой частоты).

Сравнительно сильное вз-ствие между ч-цами конденсиров. сред (в кристаллах оно связывает их в упорядоченную пространств. решётку) приводит к тому, что по всевозможным направлениям в среде распространяются упругие волны разл. частот (см. *Гиперзвук*). Наложение таких волн друг на друга вызывает появление флуктуаций плотности среды, на к-рых и рассеивается свет (см. *Рассеяние света*). М.— Б. р. показывает, что световые волны взаимодействуют не только с флуктуациями плотности, но и непосредственно с упругими волнами, обычно ненаблюдаемыми по отдельности. Особенно наглядна физ. картина явления в кри-

сталлах. В них упругие волны одинаковой частоты, бегущие навстречу друг другу, образуют *стоячие волны* той же частоты, т. е. создают периодич. решётку, на к-рой происходит дифракция света; это явление аналогично *дифракции света на ультразвуке*. Рассеяние света стоячими волнами происходит по всем направлениям, но, вследствие интерференции света, за рассеяние в данном направлении ответственна упругая волна одной определ. частоты. Пусть



на плоском фронте такой волны (рис.) рассеиваются, изменяя своё направление на угол θ, лучи падающего света частоты ν (длины волны λ; $\lambda=c^*/\nu$, где c^* — скорость света в кристалле). Для того чтобы рассеянные лучи, интерферируя, давали максимум интенсивности в данном направлении, необходимо, чтобы оптич. *разность хода* $CB+BД$ соседних падающих (*1* и *2*) и рассеянных (*1'* и *2'*) лучей была равна λ:

$$2n\Lambda\cdot\sin\theta/2=\lambda, \qquad (1)$$

где $\Lambda=AB$ — длина рассеивающей упругой (гиперзвук.) волны. Рассеяние световой волны на упругой эквивалентно *модуляции света* падающего пучка с частотой упругой волны. Условие (1) приводит к выражению для относит. изменения частоты рассеянного света:

$$\Delta\nu/\nu=\pm 2v/c^*\cdot\sin\theta/2 \qquad (2)$$

(v — скорость упругих волн в кристалле).

Смещение частоты света при М.—Б. р. относительно невелико, т. к. $v\ll c^*$. Напр., для кристалла кварца $v=5\cdot10^5$ см/с, $c^*=2\cdot10^{10}$ см/с и при рассеянии под углом $\theta=90°$ $\Delta\nu/\nu=0{,}003\%$. Однако такие величины надёжно измеряются интерферометрич. методами (см. *Интерферометр*).

Из представления о стоячих волнах, модулирующих световую волну, исходил Л. И. Мандельштам, теоретически предсказавший это рассеяние. Независимо от него те же результаты получил франц. физик Л. Бриллюэн (L. Brillouin), рассматривая рассеяние света на бегущих навстречу друг другу упругих волнах в среде. Причиной «расщепления» монохроматич. линий в этом случае оказывается *Доплера эффект*.

Экспериментально М.— Б. р. впервые наблюдалось Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом (1930). Детально его исследовал Е. Ф. Гросс. В частности, он обнаружил (1938), что М.— Б. р. в кристаллах расщепляет монохроматич. линию на шесть компонент (это объясняется тем, что скорость звука v в кристалле различна для разных направлений, вследствие чего в общем случае в нём существуют три — одна продольная и две поперечные — упругие волны одной и той же частоты, каждая из к-рых распространяется со своей v скоростью). Он же изучил М. Б. р. в жидкостях и аморфных тв. телах (1930—32), при к-ром наряду с двумя смещёнными наблюдается и несмещённая компонента исходной частоты ν. Теор. объяснение этого явления принадлежит Л. Д. Ландау и чешскому физику Г. Плачеку (1934), показавшим, что, кроме флуктуаций плотности, необходимо учитывать и ф л у к т у а ц и и т е м п е р а т у р ы среды.

Создание лазеров не только улучшило возможности наблюдения М.— Б. р., но и привело к открытию т. н. в ы н у ж д е н н о г о М.— Б. р. Оно обусловлено нелинейным вз-ствием интенсивной возбуждающей световой волны (первоначально слабой рассеянной волны) и упругой тепловой волны. Основой такого вз-ствия явл. эффект *электрострикции*, заключающийся в том, что диэлектрик в электрич. поле напряжённостью E меняет свой объём и т. о. возникает электрострикц. давление (а следовательно, образуется упругая волна). Электрострикц. давление пропорц. E^2. В гигантском импульсе лазера напряжённость электрич. поля световой волны может достигать значений 10^4—10^8 В/см, и тогда электрострикц. давление может составить сотни тыс. атмосфер и возникнет весьма интенсивный *гиперзвук*. Интенсивность звук. волны, возникающей при вынужденном М.— Б. р., невелика.

Исследования М.— Б. р. в сочетании с др. методами позволяют получить ценную информацию о св-вах рассеивающей среды. Вынужденное М.— Б. р. используется для генерации мощных гиперзвук. волн в кристаллах.

● Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965.

Я. С. Бобович.

МАНОМЕТРИ́ЧЕСКИЙ ТЕРМО́МЕТР, состоит из баллона, соединённого капилляром с пружинным манометром. Действие М. т. основано на тепловом расширении заполняющей баллон жидкости либо на температурной зависимости давления находящегося в баллоне газа или насыщенного пара. В зависимости от того, чем заполнен баллон, различают М. т. газовые (азот), жидкостные (ртуть) и конденсационные, или парожидкостные (хлористый этил и др.). М. т. применяют в кач-ве приборов техн. назначения в диапазоне темп-р от —60 до +550 °С. При большой длине капилляра (до 60 м) они могут служить дистанционными термометрами.

● См. лит. при ст. *Термометрия*.

Д. И. Шаревская.

МАСКИРО́ВКА ЗВУ́КА, психофизиол. явление, заключающееся в повышении *порога слышимости* данного звука (сигнала) под влиянием др. звуков (помех). М. з. количественно выражается числом *децибел*, на к-рое повышается порог слышимости сигнала в присутствии помехи. М. з. максимальна при совпадении физ. параметров сигналов и помех и снижается при увеличении различий в этих параметрах. Различают след. виды М. з.: одновременную (сигнал и помеха действуют одновременно), разновременную прямую (помеха предшествует сигналу) и обращённую (сигнал предшествует помехе), разнесённую по частоте (сигнал и помеха имеют разные частоты), разнесённую в пр-ве (источники сигнала и помехи расположены в разл. местах в пр-ве). Тоны низких частот оказывают большее маскирующее действие, чем тоны высоких частот. Маскировка чистого тона шумом определяется полосой шума, расположенной вокруг частоты тона (т. н. критич. полосой слуха). Критич. полоса составляет для человека ок. 80 Гц при частоте тона ниже 500 Гц и 16% от ср. частоты при частотах тона выше 1 кГц. *Н. А. Дубровский.*

МА́ССА (лат. massa, букв.— глыба, ком, кусок), физ. величина, одна из осн. хар-к материи, определяющая её инерционные и гравитац. св-ва. Понятие «М.» было введено в механику И. Ньютоном в определении импульса (кол-ва движения) тела — импульс p пропорц. скорости свободного движения тела v:

$$p=mv, \qquad (1)$$

где коэфф. пропорциональности m — постоянная для данного тела величина, его М. Эквивалентное определение М. получается из ур-ния движения классической механики Ньютона:

$$f=ma. \qquad (2)$$

Здесь М.— коэфф. пропорциональности между действующей на тело силой f и вызываемым ею ускорением a. Определённая таким образом М. характеризует св-ва тела, явл. мерой его инерции (чем больше М. тела, тем меньшее ускорение оно приобретает под действием пост. силы) и наз. и н е р ц и а л ь н о й или и н е р т н о й М.

В теории гравитации Ньютона М. выступает как источник поля тяготения. Каждое тело создаёт поле тяготения, пропорц. М. тела, и испытывает воздействие поля тяготения, создаваемого др. телами, сила к-рого также пропорц. М. Это поле вызывает притяжение тел с силой, определяемой законом *тяготения* Ньютона:

$$f=G\frac{m_1\cdot m_2}{r^2}, \qquad (3)$$

где r — расстояние между центрами масс тел, G — универсальная *гравитационная постоянная*, а m_1 и m_2 — М. притягивающихся тел. Из ф-лы (3) можно получить зависимость между М. тела m и его весом P в поле тяготения Земли:

$$P = mg, \qquad (4)$$

где $g = GM/r^2$ — ускорение свободного падения (M — М. Земли, $r \approx R$, где R — радиус Земли). М., определяемая соотношениями (3) и (4), наз. г р а в и т а ц и о н н о й.

В принципе ниоткуда не следует, что М., создающая поле тяготения, определяет и инерцию того же тела. Однако опыт показал, что инертная и гравитац. М. пропорц. друг другу (а при обычном выборе ед. измерения численно равны). Этот фундам. закон природы наз. п р и н ц и п о м э к в и в а л е н т н о с т и. Экспериментально принцип эквивалентности установлен с очень большой точностью — до 10^{-12} (1971). Первоначально М. рассматривалась (напр., Ньютоном) как мера кол-ва в-ва. Такое определение имеет вполне определ. смысл только для однородных тел, подчёркивает аддитивность М. и позволяет ввести понятие плотности — М. ед. объёма тела. В классич. физике считалось, что М. тела не изменяется ни в каких процессах [закон сохранения М. (в-ва)].

Понятие «М.» приобрело более глубокий смысл в спец. теории относительности А. Эйнштейна (см. *Относительности теория*), рассматривающей движение тел (или ч-ц) с очень большими скоростями — сравнимыми со скоростью света $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с. В новой механике, наз. релятивистской, связь между импульсом и скоростью ч-цы даётся соотношением:

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad (5)$$

[при малых скоростях ($v \ll c$) это соотношение переходит в соотношение (1)]. Величину m_0 называют м а с с о й п о к о я, а массу m движущейся ч-цы определяют как зависящий от скорости коэфф. пропорциональности между p и v:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \qquad (6)$$

т. е. М. ч-цы (тела) растёт с увеличением её скорости. В релятив. механике определения М. из ур-ний (1) и (2) неэквивалентны, т. к. ускорение перестаёт быть параллельным вызвавшей его силе и М. получается зависящим от направления скорости ч-цы. Согласно теории относительности, М. ч-цы связана с её энергией $\mathcal{E}$ соотношением:

$$\mathcal{E} = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \qquad (7)$$

М. покоя m_0 определяет внутр. энергию ч-цы — т. н. э н е р г и ю п о к о я $\mathcal{E}_0 = m_0 c^2$. Т. о., с М. всегда связана энергия (и наоборот), поэтому в релятив. механике не существуют по отдельности законы сохранения М. и энергии — они слиты в единый закон сохранения полной (т. е. включающей энергию покоя ч-ц) энергии. Приближённое их разделение возможно лишь в классич. физике, когда $v \ll c$ и не происходит превращения ч-ц. При соединении ч-ц друг с другом с образованием устойчивого связ. состояния выделяется избыток энергии (равный *энергии связи*) $\Delta\mathcal{E}$, к-рому соответствует М. $\Delta m = \Delta\mathcal{E}/c^2$. Поэтому М. составной ч-цы меньше суммы М. образующих её ч-ц на величину $\Delta\mathcal{E}/c^2$ (т. н. д е ф е к т м а с с). Это явление особенно заметно в *ядерных реакциях*.

Единицей М. в системе единиц СГС служит грамм, а в СИ — килограмм. М. атомов и молекул обычно измеряется в *атомных единицах массы*. М. элем. ч-ц принято выражать либо в ед. М. эл-на (m_e), либо в энергетич. единицах (указывается энергия покоя соответствующей ч-цы). Так, М. эл-на (m_e) составляет 0,511 МэВ, М. протона — 1836,1 m_e, или 938,2 МэВ, и т. д.

Природа М.— одна из важнейших ещё не решённых задач физики. Принято считать, что М. элем. ч-цы определяется полями, к-рые с ней связаны (эл.-магн., ядерным и др.). Однако количеств. теория М. ещё не создана. Не существует также теории, объясняющей, почему М. элем. ч-ц образуют дискр. спектр значений, и тем более позволяющей определить этот спектр.

● Д ж е м м е р М., Понятие массы в классической и современной физике, пер. с англ., М., 1967; Х а й к и н С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971.

Я. А. Смородинский.

МА́ССА ПОКО́Я частицы, масса ч-цы в системе отсчёта, в к-рой она покоится; одна из осн. характеристик элем. ч-цы, обычно наз. просто её массой. См. также *Относительности теория*.

МА́ССОВАЯ СИ́ЛА, то же, что *объёмная сила*.

МА́ССОВОЕ ЧИСЛО́, суммарное число нуклонов (нейтронов и протонов) в ат. ядре. Различно для *изотопов* одного хим. элемента.

МАСС-СЕПАРА́ТОР, прибор для измерения массовых чисел A нуклидов, образующихся в яд. реакциях на ускорителях или в яд. реакторах. При изучении радиоактивных долгоживущих нуклидов (период полураспада > 1 мин) в кач-ве М.-с. используют статич. *масс-спектрометры* со спец. конструкцией ионного источника, позволяющей быстро помещать образец в источник ионов или облучать его непосредственно в масс-спектрометре. Для определения A короткоживущих нуклидов используются М.-с. с торможением ионов в камере, наполненной газом и помещённой в поперечное магн. поле. При определ. условиях изменение заряда иона (при торможении ядра «обрастают» эл-нами) компенсируется изменением его скорости, и радиус траектории определяется лишь массой иона. Разрешающая способность газонаполненных М.-с. ~ 100, мин. время анализа $\sim 10^{-3}$ с.

И. О. Лейпунский.

МАСС-СПЕКТРО́МЕТР, прибор для разделения ионизов. молекул и атомов по их массам, основанный на воздействии магн. и электрич. полей на пучки ионов, летящих в вакууме. В М.-с. регистрация ионов осуществляется электрич. методами, в м а с с - с п е к т р о г р а ф а х — по потемнению фоточувствит. слоя.

М.-с. (рис. 1) обычно содержит устройство для подготовки исследуемого в-ва *1*, ионный источник *2*, где это в-во частично ионизуется и происходит формирование ионного пучка, масс-анализатор *3*, в к-ром происходит разделение ионов по массам, точнее, обычно по величине отношения массы m иона к его заряду e, приёмник ионов *4*, где ионный ток преобразуется в электрич. сигнал, к-рый усиливается

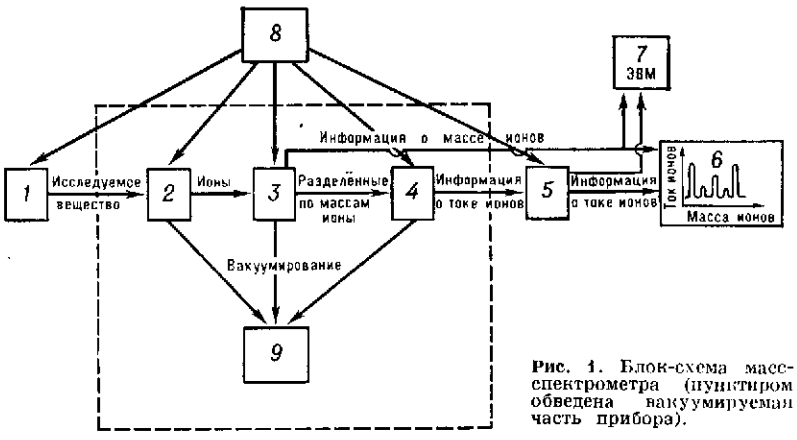


Рис. 1. Блок-схема масс-спектрометра (пунктиром обведена вакуумируемая часть прибора).

(усилитель *5*) и регистрируется. В регистрирующее устройство *6*, помимо информации о кол-ве ионов (ионный ток), из анализатора поступает также информация о массе ионов. М.-с. содержит системы электрич. питания *8* и устройства *9*, создающие и поддерживающие высокий вакуум в ионном источнике и анализаторе. Иногда М.-с. соединяют с ЭВМ.

При любом способе регистрации ионов спектр масс в конечном счёте представляет собой зависимость ионного тока I от m. Напр., в масс-спектре свинца (рис. 2) каждый из пиков

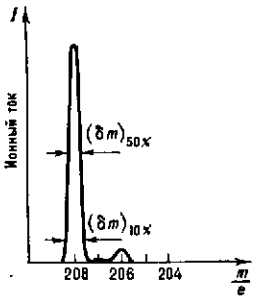


Рис. 2. Масс-спектр свинца, образующегося при распаде тория; $\delta m_{50\%}$ — ширина пика на полувысоте, $\delta m_{10\%}$ — на уровне $^1/_{10}$ от макс. интенсивности.

ионного тока соответствует однозарядным ионам изотопов свинца. Высота каждого пика пропорц. содержанию изотопа в свинце. Отношение массы иона к ширине пика δm *(в атомных единицах массы)* наз. разрешающей способностью R М.-с.: $R = m/\delta m$. Т. к. δm на разных уровнях относительно интенсивности ионного тока различна, то R также различна. Напр., в области пика изотопа ^{208}Pb (рис. 2) на уровне 10% относительно вершины пика $R = 230$, а на полувысоте $R = 380$. Для полной хар-ки разрешающей способности прибора необходимо знать форму ионного пика, к-рая зависит от мн. факторов. Иногда разрешающей способностью наз. значение той наибольшей массы, при к-рой два пика, отличающиеся по массе на единицу, разрешаются до заданного уровня. Т. к. для мн. типов М.-с. R не зависит от отношения m/e, то оба приведённых определения R совпадают. Считается, что М.-с. с R до 10^2 имеет низкую разрешающую способность, с $R \sim 10^2$—10^3 — среднюю, с $R \sim 10^3$—10^4 — высокую, с $R \sim 10^4$—10^5 — очень высокую.

Если в-во вводится в ионный источник в виде газа, то чувствительностью М.-с. наз. отношение тока, создаваемого ионами данной массы заданного в-ва, к парциальному давлению этого в-ва в ионном источнике. Эта величина в М.-с. разных типов лежит в диапазоне 10^{-6}—10^{-3} А/мм рт. ст. Относит. чувствительностью паз. мин. содержание в-ва, к-рое ещё может быть обнаружено в смеси с помощью М.-с. Для разных М.-с., смесей и в-в она лежит в диапазоне 10^{-3}—10^{-7}%. За абс. чувствительность иногда принимают мин. кол-во в-ва в граммах, к-рое необходимо ввести в М.-с. для обнаружения этого в-ва.

Масс-анализаторы. По типу анализаторов различают статич. и динамич. М.-с. В статич. масс-анализаторах для разделения ионов используются электрич. и магн. поля, постоянные или практически не изменяющиеся за время пролёта иона через прибор. Ионы с разл. значениями m/e движутся в анализаторе по разным траекториям (см. *Электронная и ионная оптика*). В масс-спектрографах пучки ионов с разными величинами m/e фокусируются в разных местах фотопластинки, образуя после проявления следы в виде полосок (входное и выходное отверстия ионного источника обычно имеют форму прямоуг. щелей). В статич. М.-с. пучок ионов с заданными m/e фокусируется на щель приёмника ионов. При плавном изменении магн. или электрич. поля в приёмную щель последовательно попадают пучки ионов с разными m/e. При непрерывной записи ионного тока получается график с ионными пиками — масс-спектр (в масс-спектрографе используются микрофотометры).

В наиболее распространённом статич. масс-анализаторе с однородным магн. полем (рис. 3) ионы, образованные в ионном источнике, выходят из щели шириной S_1 в виде расходящегося пучка, к-рый в магн. поле разделяется на пучки ионов с разными m/e (m_a/e, m_b/e, m_c/e), причём пучок ионов с массой m_b фокусируется на щель шириной S_2 приёмника ионов. Величина m_b/e определяется выражением:

$$\frac{m_b}{e} = 472 \cdot 10^{-5} \frac{H^2 r^2}{V}, \qquad (1)$$

где m_b — масса иона, e — его заряд (в ед. *элементарного электрического заряда*), r — радиус центр. траектории ионов (в см), H — напряжённость магн. поля (в Э), V — ускоряющий потенциал (в В). Развёртка масс-спектра производится изменением H или V. Первый метод предпочтительнее, т. к. в этом случае по ходу развёртки не изменяются условия вытягивания ионов из источника.

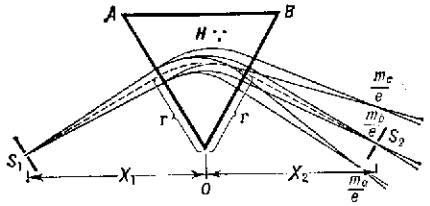


Рис. 3. Схема статич. масс-анализатора с однородным магн. полем: S_1 и S_2 — щели источника и приёмника ионов; OAB — область однородного магн. поля H, перпендикулярного плоскости рисунка; тонкие сплошные линии — границы пучков ионов с разными m/e; r — радиус центр. траектории ионов.

Разрешающая способность статич. М.-с. определяется из соотношения:

$$R = \frac{r}{\sigma_1 \cdot S_1}, \qquad (2)$$

где σ_1 — реальная ширина пучка в месте, где он попадает в щель приёмника S_2. Если бы фокусировка ионов была идеальной, то в случае $X_1 = X_2$ (рис. 3) σ_1 была бы в точности равна S_1. В действительности $\sigma_1 > S_1$, что уменьшает разрешающую способность М.-с. Одна из причин уширения пучка — неизбежный разброс по кинетич. энергии у ионов, вылетающих из ионного источника (см. ниже). Другие причины — рассеяние ионов в анализаторе из-за столкновения с молекулами остаточного газа, а также электростатич. «расталкивание» ионов в пучке. Для ослабления влияния этих факторов применяют т. н. «наклонное вхождение» пучка в анализатор и криволинейные границы магн. поля. В нек-рых М.-с. используют неоднородные магн. поля, а также ионные призмы (см. *Электронные призмы*). Для уменьшения рассеяния ионов стремятся к созданию в анализаторе высокого вакуума ($p \leqslant 10^{-8}$ мм рт. ст.). Для ослабления влияния разброса по энергиям применяют М.-с. с двойной фокусировкой, к-рые фокусируют на щель S_2 ионы с одинаковыми m/e, вылетающие не только по разным

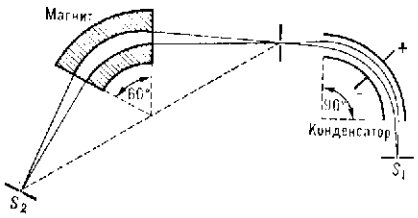


Рис. 4. Схема масс-анализатора с двойной фокусировкой. Пучок ускоренных ионов, вышедших из щели S_1 источника ионов, проходит через электрич. поле цилиндрич. конденсатора, к-рый отклоняет ионы на 90°, затем через магн. поле, отклоняющее ионы ещё на 60°, и фокусируется в щель S_2 приёмника коллектора ионов.

направлениям, но и с разными энергиями. Для этого ионный пучок пропускают через магнитное и отклоняющее электрич. поле спец. формы (рис. 4). Сделать S_1 и S_2 меньше неск. мкм технически трудно. Кроме того, это привело бы к очень малым ионным токам. Поэтому для получения $R \sim 10^3$—10^4 используют большие r, т. е. длинные ионные траектории (до неск. м).

В динамич. масс-анализаторах для разделения ионов с разными m/e используют, как правило, разные времена пролёта ионами определ. расстояния и воздействие на ионы импульсных или радиочастотных электрич. полей с периодом, меньшим или равным времени пролёта ионов через анализатор. Существует более 10 типов динамич. масс-анализаторов: время-пролётный, радиочастотный,

квадрупольный, фарвитрон, омегатрон, магниторезонансный, циклотронно-резонансный и др.

Во время-пролётном масс-анализаторе (рис. 5) ионы образуются в ионном источнике и очень коротким электрич. импульсом «впрыскиваются» в виде «ионного пакета» через сетку *1* в анализатор *2*, представляющий собой эквипотенциальное пр-во. В процессе дрейфа к коллектору *3* исходный пакет «расслаивается» на неск. пакетов, каждый из к-рых состоит из ионов с одинаковыми m/e. Расслоение обусловлено

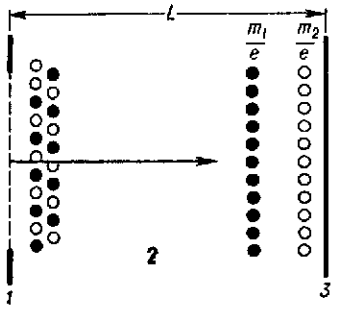


Рис. 5. Схема время-пролётного масс-анализатора. Пакет ионов с массами m_1 и m_2 (чёрные и белые кружки) движется в дрейфовом пр-ве анализатора так, что тяжёлые ионы (m_1) отстают от лёгких (m_2).

тем, что в исходном пакете энергии всех ионов одинаковы, а их скорости и, следовательно, времена пролёта t через анализатор длиной L обратно пропорц. $\sqrt{m}$:

$$t = L\sqrt{m/2eV}. \qquad (3)$$

Последовательность ионных пакетов, приходящих на коллектор, образует масс-спектр, к-рый регистрируется. Разрешающая способность $R \sim 10^3$.

В радиочастотном масс-анализаторе (рис. 6) ионы

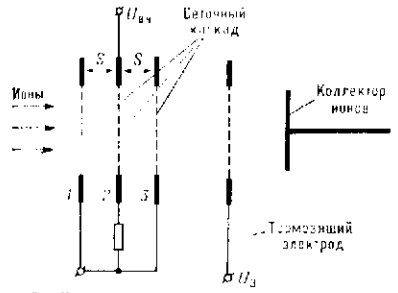


Рис. 6. Схема радиочастотного масс-анализатора. Ионы с определ. скоростью и, следовательно, определ. массой, внутри каскада ускоряясь ВЧ полем, получают прирост кинетич. энергии, достаточный для преодоления тормозящего поля и попадания на коллектор.

приобретают в ионном источнике энергию eV и проходят через систему последовательно расположенных сеточных каскадов. Каждый каскад представляет собой три плоскопараллельные сетки *1*, *2*, *3*, расположенные на равном расстоянии друг от друга. К ср. сетке относительно двух крайних приложено ВЧ электрич. поле $U_{вч}$. При фиксированных частоте ω этого поля и энергии ионов eV только ионы с определённым m/e имеют такую скорость v, что, двигаясь между сетками *1* и *2* в полупериоде, когда поле между ними явл. ускоряющим для ионов, они пересекают сетку *2* в момент смены знака поля и проходят между сетками *2* и *3* также в ускоряющем поле. Т. о., они получают макс. прирост энергии и попадают на коллектор. Ионы др. масс, проходя эти каскады, либо тормозятся полем, т. е. теряют энергию, либо получают недостаточный прирост энергии и отбрасываются в конце пути от коллектора высоким тормозящим потенциалом U_3. В результате на коллектор попадают только ионы с определённым m/e. Масса таких ионов определяется из соотношения:

$$m = a\frac{V}{s^2\omega^2}, \qquad (4)$$

где a — постоянная прибора, s — расстояние между сетками. Перестройка анализатора на регистрацию ионов др. масс осуществляется изменением либо пач. энергии ионов, либо частоты ω ВЧ поля.

В квадрупольном масс-анализаторе, или фильтре масс, разделение ионов осуществляется в поперечном электрич. поле с гиперболич. распределением потенциала. Поле создаётся *квадрупольным конденсатором*, между пáрами стержней к-рого приложены постоянное и ВЧ напряжения (рис. 7). Пучок ионов вводится в вакуумную камеру анализатора вдоль оси квадруполя через отверстие *1*. При фиксиров. значениях частоты ω и амплитуды перем. напряжения U_0 только у ионов с определ. значением m/e амплитуда колебаний в направлении, поперечном оси анализатора, не превышает рас-

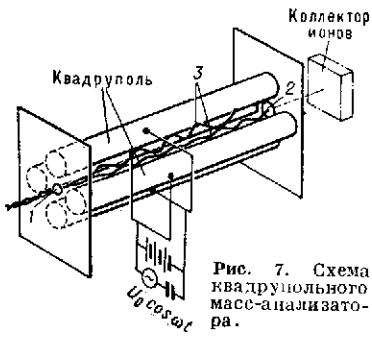


Рис. 7. Схема квадрупольного масс-анализатора.

стояния между стержнями. Такие ионы за счёт нач. скорости проходят через анализатор, и, выходя из него через отверстие *2*, регистрируются, попадая на коллектор ионов. Сквозь квадруполь проходят ионы, масса к-рых удовлетворяет условию:

$$m = \frac{aU_0}{\omega^2}, \qquad (5)$$

где a — постоянная прибора. Амплитуда колебаний ионов др. масс нарастает по мере их движения в анализаторе так, что эти ионы достигают стержней и нейтрализуются. Перестройка на регистрацию ионов др. масс осуществляется изменением амплитуды U_0 или частоты перем. составляющей напряжения. Разрешающая способность $R \sim 10^3$.

В фарвитроне ионы образуются непосредственно в самом анализаторе при соударениях молекул с эл-нами, летящими с катода, и совершают колебания вдоль оси прибора между электродами *1* и *2* (рис. 8) с частотой ω. Колебания обусловлены

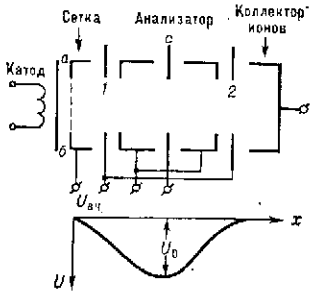


Рис. 8. Схема фарвитрона.

распределением потенциала между электродами. При совпадении частоты ω этих колебаний с частотой перем. напряжения $U_{вч}$, подаваемого на сетку, ионы приобретают дополнит. энергию, преодолевают *потенциальный барьер* и попадают на коллектор. Условие резонанса имеет вид:

$$\omega = a\sqrt{U_0/m}, \qquad (6)$$

где a — постоянная прибора.

В динамич. М.-с. с поперечным (относительно траектории ионов) магн. полем разделение ионов по массам основано на совпадении *циклотронной частоты* иона с частотой перем. напряжения, приложенного к электро-

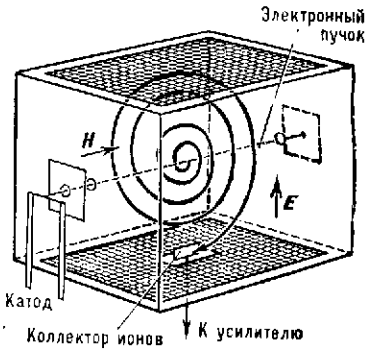


Рис. 9. Схема анализатора омегатрона.

дам анализатора. Так, в омегатроне (рис. 9) под действием приложенных высокочастотного электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и перпендикулярного ему пост. магн. поля $\boldsymbol{H}$ ионы движутся по дугам окружности. Ионы, циклотрон-

ная частота к-рых совпадает с частотой ω поля E, движутся по спирали и достигают коллектора. Масса этих ионов удовлетворяет соотношению:

$$m = a\frac{H}{\omega}, \qquad (7)$$

где a — постоянная прибора.

В магниторезонансном масс-анализаторе (рис. 10) используется постоянство времени облёта ионами данной массы круговой траектории. Из ионного источника

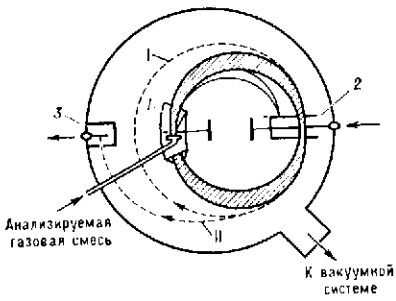


Рис. 10. Схема магниторезонансного масс-анализатора (магн. поле H перпендикулярно плоскости рисунка).

1 близкие по массе ионы (область траекторий к-рых заштрихована), двигаясь в однородном магн. поле, попадают в модулятор *2*, где формируется тонкий пакет ионов, к-рые за счёт полученного в модуляторе ускорения начинают двигаться по орбите II. Разделение по массам осуществляется в результате ускорения «резонансных» ионов, циклотронная частота $\omega_ц$ к-рых равна частоте ω поля модулятора или $\omega = n\omega_ц$ (n — целое число). Такие ионы в течение неск. оборотов ускоряются модулятором и, двигаясь по раскручивающейся спирали, попадают на коллектор *3*. Масса ионов обратно пропорц. ω, $R \approx 2{,}5 \cdot 10^4$.

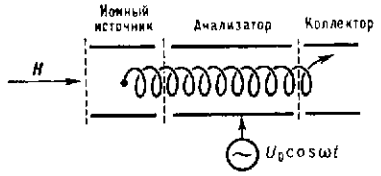


Рис. 11. Циклотронно-резонансный масс-анализатор.

В циклотронно-резонансном М.-с. (рис. 11) происходит резонансное поглощение ионами эл.-магн. энергии при совпадении циклотронной частоты ионов с частотой перем. электрич. поля в анализаторе. ВЧ электрич. поле в области анализатора позволяет идентифицировать ионы с данной величиной m/e по резонансному поглощению энергии ионами при совпадении частоты поля и циклотронной частоты ионов. Ионы движутся по циклоидам в однородном магн. поле H с циклотронной частотой орбит. движения

$$\omega = eH/mc \qquad (8)$$

и попадают на коллектор. Разрешающая способность $R \approx 2 \cdot 10^3$.

Разрешающая способность динамич. масс-анализаторов определяется сложной совокупностью факторов. Помимо влияния объёмного заряда и рассеяния ионов в анализаторе для время-пролётного М.-с. важную роль играет отношение времени, за к-рое ионы пролетают расстояние, равное ширине ионного пакета, к общему времени пролёта ионами пр-ва дрейфа; для квадрупольного М.-с. существенно число колебаний ионов в анализаторе и соотношение пост. и перем. составляющих электрич. полей; для омегатрона — число оборотов, к-рое совершает ион в анализаторе, прежде чем попадает на коллектор ионов, и т. д.

Для М.-с. с очень высокой разрешающей способностью, а также для лаб. приборов, от к-рых требуется сочетание высокой разрешающей способности с большой чувствительностью, широким диапазоном измеряемых масс и воспроизводимостью результатов измерений, применяются статич. масс-анализаторы.

Динамич. М.-с. используются: время-пролётные М.-с.— для регистрации процессов длительностью от 10^2 до 10^{-3} с, радиочастотные М.-с. (малые масса, габариты и потребляемая мощность) — в косм. исследованиях, квадрупольные М.-с. (высокая чувствительность) — при работе с мол. пучками (см. *Молекулярные и атомные пучки*), магниторезонансные М.-с.— для измерения очень больших изотопных отношений, циклотронно-резонансные М.-с.— для изучения ионно-мол. реакций.

Ионные источники. В М.-с. используются разл. способы *ионизации*: 1) ионизация электронным ударом, 2) фотоионизация, 3) ионизация в сильном электрич. поле (полевая *ионная эмиссия*), 4) ионизация ионным ударом (ионно-ионная эмиссия), 5) *поверхностная ионизация*, 6) искровой разряд (вакуумная искра), 7) ионизация под действием лазерного излучения или электронных, ионных и атомных пучков. В масс-спектроскопии наиб. часто используются: способ 1 — при анализе газов и легко испаряемых тв. в-в; 2 — для анализа состава поверхности тв. тел; 3 — для ионизации газов и органич. соединений, напосимых на поверхность электрода (десорбция полем); 5, 6, 7 — для анализа трудно испаряемых тв. в-в (одновременно испарение и ионизация); 6 — при анализе сложных органич. соединений, а также при изотопном анализе в-в с низкими энергиями ионизации. Способ 7 благодаря большому энергетич. разбросу ионов обычно требует анализаторов с двойной фокусировкой. Ионизация молекул без значит. диссоциации (мягкая ионизация) осуществляется с помощью эл-нов, энергия к-рых лишь на 1—3 эВ превосходит энергию ионизации молекул, а также с использованием способов 2, 3, 4.

Регистрация ионных токов. Величины ионных токов, создаваемых в М.-с., определяют требования к их усилению и регистрации. Ионные токи при ионизации электронным ударом (при энергии эл-нов 40—100 эВ и ширине щели источника S_1 в неск. десятков мкм) $\sim 10^{-10}$—10^{-9} А. Для др. способов ионизации они обычно меньше. Получаемые при мягкой ионизации токи обычно $\sim 10^{-12}$ — 10^{-14} А. Чувствительность применяемых в М.-с. усилителей $\sim 10^{-15}$—10^{-16} А при постоянной времени от 0,1 до 10 с. Дальнейшее повышение чувствительности или быстродействия М.-с. достигается применением электронных умножителей, повышающих чувствительность до 10^{-18}—10^{-19}, а также систем, позволяющих регистрировать отд. ионы.

Такая же чувствительность достигается в масс-спектрографах за счёт длит. экспозиции. Однако из-за малой точности измерения ионных токов и громоздкости устройств введения фотопластинок в вакуумную камеру анализатора фоторегистрация масс-спектров сохранила определ. значение лишь при очень точных измерениях масс, а также в тех случаях, когда необходимо одновременно регистрировать весь масс-спектр (из-за нестабильности источника ионов, напр. при элем. анализе в случае ионизации вакуумной искрой).

● Астон Ф., Масс-спектры и изотопы, пер. с англ., М., 1948; Рафальсон А. Э., Шерешевский А. М., Масс-спектрометрические приборы, М., 1968; Дж ейрам Р., Масс-спектрометрия. Теория и приложения, пер. с англ., М., 1969; Слободенюк Г. П., Квадрупольные масс-спектрометры, М., 1974. *В. Л. Тальрозе.*

МАСС-СПЕКТРОСКОПИЯ (масс-спектрометрия, масс-спектральный анализ), метод исследования в-ва путём определения масс атомов и молекул, входящих в его состав, и их кол-в. Совокупность значений масс и их относит. содержаний наз. масс-спектром (рис.). В М.-с. используется разделение в вакууме ионов с разными отношениями массы m к заряду e под воздействием электрич. и магн. полей (см. *Масс-спектрометр*). Поэтому исследуемое в-во прежде всего подвергается ионизации (если оно не ионизовано, напр. в электрич. разряде или в ионосферах планет). В случае жидких и тв. в-в их либо предварительно испаряют, а затем ионизуют, либо же применяют *поверхностную ионизацию*. Чаще исследуют положит. ионы.

Первые масс-спектры были получены в Великобритании Дж. Дж. Томсоном (1910), а затем Ф. Астоном (1919). Они привели к открытию стабильных *изотопов*. Вначале М.-с. применялась преим. для определения изотопного

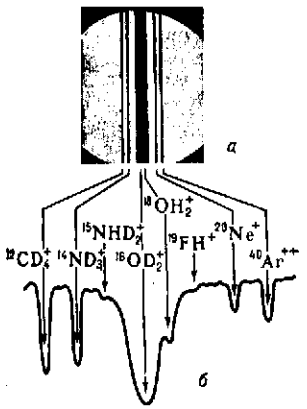


Рис. Масс-спектрограмма (*а*), полученная на масс-спектрографе с двойной фокусировкой, и фотометрич. кривая этой спектрограммы (*б*) в области массового числа 20.

состава элементов и точного измерения ат. масс. М.-с. до сих пор — один из осн. методов получения информации о массах ядер и атомов. Вариации изотопного состава элементов могут быть определены с относит. погрешностью 10^{-2} %, а массы ядер с относит. погрешностью 10^{-5} % для лёгких и 10^{-4} % для тяжёлых элементов.

Высокая точность и чувствительность М.-с. как метода изотопного анализа привели к её применению и в др. областях, где существенно знание изотопного состава элементов, прежде всего в яд. энергетике. В геологии и геохимии масс-спектральное измерение изотопного состава ряда элементов (Pb, Ar и др.) лежит в основе методов определения возраста горных пород и рудных образований. М.-с. широко используется в химии для элементного и структурного мол. анализа. В физико-хим. исследованиях М.-с. применяется при исследованиях процессов ионизации, возбуждения ч-ц и др. задач физ. и хим. кинетики; для определения энергии ионизации, теплоты испарения, энергии связи атомов в молекулах и т. п. С помощью М.-с. проведены измерения нейтрального и ионного состава верхней атмосферы Земли, Венеры, Марса (возможны аналогичные измерения состава атмосфер др. планет). М.-с. начинает применяться как экспрессный метод газового анализа в медицине. Принципы М.-с. лежат в основе устройства наиб. чувствит. течеискателей. Высокая абс. чувствительность метода М.-с. позволяет использовать его для анализа очень небольшого кол-ва в-ва ($\sim 10^{-13}$ г).

● См. лит. при ст. *Масс-спектрометр*.

В. Л. Тальрозе.

МА́ССЫ ИЗБЫТОК, разность массы атома, выраженной в *атомных единицах массы*, и его массового числа A. М. и. может быть как положительным, так и отрицательным.

● Кравцов В. А., Массы атомов и энергии связи ядер, М., 1965.

МА́ССЫ СОХРАНЕ́НИЯ ЗАКО́Н, см. *Масса* и *Сохранения законы*.

МАСШТА́Б ИЗОБРАЖЕ́НИЯ, отношение линейного размера изображения к линейному размеру предмета. Служит хар-кой проекционных систем и определяется их увеличением. Выбор М. и. диктуется размерами изображаемого объекта: у телескопа, фотоаппарата, глаза М. и. меньше единицы (у телескопа М. и. практически равен нулю), а у микроскопа, кино- и диапроекторов, фотоувеличителей, *ионных проекторов* и *электронных микроскопов* больше единицы. Если изображение получается с помощью неск. последоват. проекций, его М. и. определяется произведением М. и. каждой проекции в отдельности.

А. П. Гагарин.

МАСШТА́БНАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ (скейлинг), свойство неизменности ур-ний, описывающих к.-л. физ. процесс или явление, при одновременном изменении всех расстояний и отрезков времени в одно и то же число раз. (В квант. теории этому соответствует инвариантность относительно изменения импульса и энергии в одно и то же число раз.) Для этого необходимо, чтобы как в ур-ниях, так и в граничных условиях отсутствовали параметры, имеющие размерность длины или массы. На расстояниях, сравнимых с размерами атома, М. и. отсутствует (хотя она наблюдается для нек-рого класса макроскопич. физ. явлений, напр. в гидродинамике), но на расстояниях много меньших размеров адронов ($\sim 10^{-13}$ см) в сильном вз-ствии не обнаруживаются к.-л. параметры размерности длины и св-во М. и. кажется вполне возможным. В применении к процессам с реальными ч-цами, энергия $\mathcal{E}$ и импульс $\boldsymbol{p}$ к-рых связаны соотношением $\mathcal{E}^2 = m^2c^4 + \boldsymbol{p}^2c^2$ (где m — масса покоя ч-цы), наличие размерного параметра m препятствует непосредств. проявлению М. и. Однако экспериментально установлено, что в нек-рых случаях зависимость сечений процессов при высоких энергиях ($\mathcal{E} \gg mc^2$) от массы оказывается слабой и М. и. приближённо выполняется. Наиб. известные из таких процессов следующие.

а) Глубоко неупругое лептон-адронное рассеяние, напр. $e+h \to e'+X$ (где e, e′ — начальный и конечный эл-н, h — начальный адрон, X — совокупность нерегистрируемых конечных адронов), безразмерные *формфакторы* к-рого вместо зависимости от двух импульсных переменных [квадрата переданного четырёхмерного импульса (4-импульса) $q^2 = (p_e - p_{e'})^2$ и квадрата энергии системы X (в системе её центра инерции), $M_X^2c^4 = (p_e - p_{e'} + p_h)^2c^2$, где p_e, $p_{e'}$, p_h — 4-импульсы соответственно эл-на e, e′ и адрона h] в области $|q^2| \gg 1$ (ГэВ/c)^2 зависят только от их безразмерного отношения $q^2/M_X^2c^2$ (т. н. скейлинг Бьёркена, названный по имени амер. физика Дж. Бьёркена; см. *Партоны*). Более точные измерения показывают, что эта М. и. справедлива лишь для не слишком большого интервала передач импульса. Отклонение от скейлинга в этом случае, как предполагают, связано с процессами вз-ствия кварков и глюонов, согласно законам *квантовой хромодинамики*.

б) Инклюзивные адронные процессы $a+b \to c+X$, инвариантное сечение к-рого вместо зависимости от продольных по отношению к оси соударения компонент трёхмерных импульсов p_a и p_c^L адронов a и c (в системе центра инерции) в области p_a, $p_c^L \gg 1$ ГэВ/c и малых поперечных импульсов, $p_c^T \ll 1$ ГэВ/c, зависит только от их отношения (т. н. скейлинг Фейнмана, названный по имени амер. физика Р. Фейнмана). Эта М. и. также оказывается нарушенной для ч-ц, рождающихся с относительно малой энергией в системе центра инерции (т. н. область ионизации).

А. В. Ефремов.

МАТЕМАТИ́ЧЕСКИЙ МА́ЯТНИК, см. *Маятник*.

МАТЕРИА́ЛЬНАЯ ТО́ЧКА, понятие, вводимое в механике для обозначения объекта, к-рый рассматривается как точка, имеющая массу. Положение М. т. в пр-ве определяется как положение геом. точки, что существенно упрощает решение задач механики. Практически тело можно считать М. т. в случаях, когда оно движется поступательно или когда вращат. часть его движения можно в условиях рассматриваемой задачи не учитывать (напр., при изучении движения Земли вокруг Солнца). При движении любой механич. системы (в частности, тв. тела) её центр масс (центр тяжести) движется так же, как двигалась бы М. т. с массой, равной массе всей системы, под действием всех внешн. сил, приложенных к системе.

МА́ТОВАЯ ПОВЕ́РХНОСТЬ, поверхность с микроскопич. неровностями, размеры к-рых близки к длинам волн видимого света (380—760 нм, или 3800—7600 Å). При падении света на М. п. он отражается от неё д и ф ф у з н о, т. е. рассеивается во все стороны (от гладкой поверхности · п р а в и л ь н о, или з е р к а л ь н о; см. *Отражение света*). При этом в широком интервале углов падения света (исключая углы, соответствующие правильным отражению и преломлению, а также большие углы, >60—70°) приближённо выполняется *Ламберта закон*.

МА́ТРИЦА ПЛО́ТНОСТИ (статистический оператор), оператор, при помощи к-рого можно вычислить ср. значение любой физ. величины в квант. статистич. механике и, в частном случае, в квант. механике. Термин «М. п.» связан с тем, что статистич. оператор задаётся обычно в виде матрицы ρ_{mn},

строки и столбцы к-рой нумеруются индексами mn, отвечающими полному набору квант. чисел, описывающих состояние системы, а её диагональные элементы ρ_{nn} определяют вероятности соответствующих состояний.

М. п. в квант. статистич. механике играет такую же роль, как ф-ция распределения в классич. статистич. механике.

В квант. механике состояние системы описывается волн. ф-цией $\psi(x)$, соответствующей максимально полному набору данных о системе; такое состояние наз. чистым состоянием. Ср. значение любой физ. величины $\hat{A}$, представляемой оператором $\hat{A}$, в состоянии, описываемом волн. ф-цией $\psi(x)$, равно: $\bar{A}=\int\psi^*(x)\hat{A}\psi(x)dx$, где интегрирование проводится по координатам всех ч-ц (для ч-ц со *спином* проводится, кроме того, суммирование по возможным значениям спина; ψ^* — величина, комплексно сопряжённая ψ). Вся квант. механика, за исключением нек-рых вопросов теории измерений, имеет дело с чистыми состояниями. В квант. статистич. механике состояние системы нельзя описать волн. ф-цией из-за отсутствия полной (максимально возможной) информации о квант.-механич. системе. Состояние, не основанное на полном (в смысле квант. механики) наборе данных о системе, в отличие от чистого наз. смешанным состоянием, или смесью состояний; такое состояние описывается М. п. ρ_{mn}. Ср. значение любой физ. величины $\hat{A}$, к-рой соответствует оператор $\hat{A}$, а в представлении квант. чисел m и n соответствует матрица A_{nm}, равно: $\bar{A}=\sum_{m,n}\rho_{mn}A_{nm}$. Это усреднение включает как усреднение, связанное с вероятностным хар-ром квант. описания, так и статистич. усреднение, обусловленное неполнотой сведений о рассматриваемой системе, но эти операции не могут быть отделены друг от друга.

В частном случае М. п. может зависеть от координат ч-ц: $\rho(x, x')$, где x означает совокупность координат ч-ц $x_1, x_2, \ldots, x_N$, а x' — совокупность $x_1', x_2', \ldots, x_N'$ (N — число ч-ц в системе), т. е. координаты ч-ц играют роль матричных индексов М. п. В координатном представлении М. п. связана с ρ_{mn} соотношением $\rho(x, x')=\sum_{m,n}\rho_{mn}\psi_n^*(x')\psi_m(x)$. В этом представлении диагональные элементы М. п. $\rho(x, x)$ определяют плотность вероятности в состоянии x. Для ч-ц со спином надо учитывать, кроме x_i, также спиновые переменные. В *Бозе — Эйнштейна статистике* М. п. симметрична относительно перестановок $x_1, x_2, \ldots, x_N$ (или штрихованных переменных). Для ч-ц со спином вместе с координатами следует переставлять и спины. В *Ферми — Дирака статистике* М. п. антисимметрична.

В теории физ. измерений применение М. п. связано с тем, что квант. система, находящаяся до измерения в чистом состоянии, после измерения (в результате вз-ствия с измерит. прибором) будет находиться уже в смешанном состоянии.

М. п. удовлетворяет квант. ур-нию Лиувилля (или уравнению Неймана), к-рое определяет закон эволюции М. п. во времени и служит основой для неравновесной статистич. механики. Это ур-ние позволяет вычислить реакцию статистич. системы, находящейся в статистич. равновесии, на внешние возмущения (напр., на включение электрич. или магн. поля), а также построить статистич. операторы для систем, находящихся в неравновесном состоянии, когда имеются потоки частиц, энергии или импульса.

● Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960, § 9; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976, § 5; Боголюбов Н. Н., Лекции по квантовой статистике, в его кн.: Избр. труды, т. 2, К., 1970, раздел 1, § 1; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 7.

Д. Н. Зубарев.

МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ (*S*-матрица), совокупность величин (матрица), описывающая процесс перехода квантовомеханич. систем из одних состояний в другие при их вз-ствии (рассеянии). Понятие «М. р.» введено нем. физиком В. Гейзенбергом в 1943.

При вз-ствии система переходит из одного квант. состояния, начального (его можно отнести к моменту времени $t=-\infty$), в другое, конечное ($t=+\infty$). Если обозначить набор всех квант. чисел, характеризующих нач. состояние, через i, а конечное — через f, то амплитуда перехода (амплитуда процесса), квадрат модуля к-рой определяет вероятность данного процесса, может быть записана как S_{fi}. Совокупность амплитуд процессов образует таблицу с двумя входами (i — номер строки, f — номер столбца), к-рая и наз. М. р. S. Каждая амплитуда явл. элементом этой матрицы (матричным элементом). Наборы квант. чисел i, f могут содержать как непрерывные величины (энергию, угол рассеяния и др.), так и дискретные (орбитальное квант. число, спин, *изотопический спин*, массу и т. д.). В простейшем случае системы двух бесспиновых ч-ц в нерелятив. квант. механике состояние определяется относит. импульсом ч-ц $\boldsymbol{p}$; тогда амплитуда процесса — *амплитуда рассеяния* явл. ф-цией двух переменных — энергии $\mathcal{E}$ и угла рассеяния ϑ, $S_{fi}=F(\mathcal{E}, \vartheta)$. В общем случае М. р. содержит элементы, отвечающие как упругому рассеянию, так и процессам превращения и рождения ч-ц. Квадрат модуля матричного элемента $|S_{fi}|^2$ определяет вероятность соответствующего процесса (или его эффективное *сечение*).

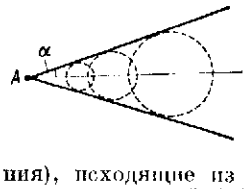
Нахождение М. р. — осн. задача квант. механики и квант. теории поля. М. р. содержит всю информацию о поведении системы, если известны не только численные значения, но и аналитич. св-ва её элементов; в частности, её полюсы определяют связанные состояния системы (а следовательно, дискр. уровни энергии). Из осн. принципов квант. теории следует важнейшее св-во М. р. — её унитарность. Оно выражается в виде соотношения $SS^+=1$ [где S^+ — матрица, эрмитово сопряжённая S, т. е. $(S^+)_{fi}=S_{if}^*$, где знак $*$ означает комплексное сопряжение], или

$$\sum_f S_{fi}S_{jf}^*=\begin{cases}0 \text{ при } i\neq j\\ 1 \text{ при } i=j\end{cases},$$

и отражает тот факт, что сумма вероятностей процессов по всем возможным каналам реакции должна равняться единице. Соотношение унитарности позволяет устанавливать важные соотношения между разл. процессами, а в нек-рых случаях даже полностью решить задачу. В релятив. квант. механике существует направление, в к-ром М. р. считается первичной динамич. величиной; требования унитарности и аналитичности М. р. должны служить при этом основой построения полной системы ур-ний, определяющих матрицу S.

В. Б. Берестецкий.

МАХА КОНУС, конич. поверхность, ограничивающая в сверхзвуковом потоке газа область, в к-рой сосредоточены звуковые волны (возмущения), исходящие из точечного источника возмущений A (рис.). В однородном сверхзвуковом потоке газа угол α между образующими М. к. и его осью наз. углом Маха; он связан с *Маха числом* M соотношением $\sin\alpha=1/M$.



Конус Маха, возникающий от точечного источника возмущений в сверхзвуковом потоке.

МАХА ЧИСЛО [по имени австр. учёного Э. Маха (E. Mach)] (M-число), характеристика течения газа с большими скоростями, равная отношению скорости течения v к скорости звука a в той же точке потока; $M=v/a$. Когда тело движется в газе, М. ч. равно отношению скорости тела к скорости звука в этой среде. М. ч. служит одним из осн. *подобия критериев* в гидроаэромеханике и явл. мерой влияния сжимаемости газа на его движение. При $M\ll 1$ газы можно считать несжимаемыми. В воздухе сжимаемость необходимо учитывать при скоростях $v>100$ м/с, к-рым соответствует число $M>0{,}3$. При $M<1$ течение наз. дозвуковым, при $M=1$ — звуковым, а при $M>1$ — *сверхзвуковым течением*. В области течений с $M>5$ (т. н. гиперзвуковые течения) становятся существенными физико-хим.

превращения в газе, сжимаемом в *ударной волне* или тормозящемся в *пограничном слое*.

МАХЕ (единица Махе) (махе, ME), устаревшая внесистемная единица концентрации радиоактивных нуклидов. Была введена австр. физиком Г. Махе (H. Mache). Иногда применяется в дозиметрии минеральных вод, лечебных грязей и т. п.; в М. указывают концентрацию в воде или в воздухе радона. 1 махе = 3,64 *эман* = $=3{,}64\cdot10^{-10}$ кюри/л = $13{,}47\cdot10^{3}$ Бк/м³.

МАЯТНИК, твёрдое тело, совершающее под действием приложенных сил колебания около неподвижной точки или вокруг оси. Обычно под М. понимают тело, совершающее колебания под действием силы тяжести; при этом ось М. не должна проходить через центр тяжести тела. Простейший М. состоит из небольшого массивного груза C, подвешенного на нити (или лёгком стержне) длиной l. Если считать нить нерастяжимой и пренебречь размерами груза по сравнению с длиной нити, а массой нити по сравнению

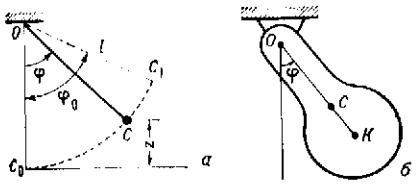


Рис. 1. Маятники: *а* — круговой математический; *б* — физический.

с массой груза, то груз на нити можно рассматривать как *материальную точку*, находящуюся на неизменном расстоянии l от точки подвеса O (рис. 1, *а*). Такой М. наз. математическим. Если же колеблющееся тело нельзя рассматривать как материальную точку, то М. наз. физическим.

Математический маятник. Если М., отклонённый от равновесного положения C_0, отпустить без нач. скорости или сообщить точке C скорость, направленную перпендикулярно OC и лежащую в плоскости нач. отклонения, то М. будет совершать колебания в одной вертикальной плоскости и точка C будет двигаться по дуге окружности (плоский, или круговой математич. М.). В этом случае положение М. определяется одной координатой, напр. углом отклонения φ от положения равновесия. В общем случае колебания М. не являются гармоническими; их период T зависит от амплитуды. Если же отклонения М. малы, он совершает колебания, близкие к гармоническим, с периодом:

$$T=2\pi\sqrt{l/g},$$

где g — ускорение свободного падения; в этом случае период T не зависит от амплитуды, т. е. колебания изохронны.

Если отклонённому М. сообщить нач. скорость, не лежащую в плоскости начального отклонения, то точка C будет описывать на сфере радиуса l кривые, заключённые между двумя параллелями $z=z_1$ и $z=z_2$ (рис. 2, *а*), где значения z_1 и z_2 зависят от нач. условий (с ф е р и ч е с к и й М.). В частном случае, при $z_1=z_2$ (рис. 2, *б*) точка C будет описывать окружность в горизонтальной плоскости (к о н и ч е с к и й М.). Интерес представляет ещё *циклоидальный маятник*, колебания к-рого изохронны при любой величине амплитуды.

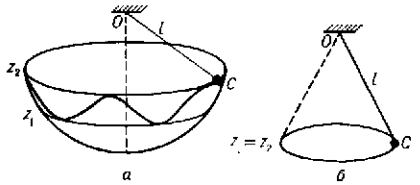


Рис. 2. Маятники: *а* — сферический; *б* — конический.

Физический маятник. М. представляет собой тв. тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг горизонтальной оси подвеса (рис. 1, *б*). Движение такого М. вполне аналогично движению кругового математич. М. При малых углах отклонения φ М. также совершает колебания, близкие к гармоническим, с периодом:

$$T=2\pi\sqrt{I/Mgl},$$

где I — *момент инерции* М. относительно оси подвеса, l — расстояние от оси подвеса O до центра тяжести C, M — масса М. Следовательно, период колебаний физ. М. совпадает с периодом колебаний такого математич. М., к-рый имеет длину $l_0=I/Ml$. Эта длина наз. п р и в е д ё н н о й д л и н о й данного физ. М.

Точка K на продолжении прямой OC, находящаяся на расстоянии l_0 от оси подвеса, наз. ц е н т р о м к а ч а н и й физ. М. При этом расстояние $OK=l_0$ всегда больше, чем $OC=l$. Точка O оси подвеса М. и центр качания обладают св-вом взаимности; если ось подвеса сделать проходящей через центр качаний, то точка O прежней оси подвеса станет новым центром качаний и период колебаний М. не изменится. Это св-во взаимности используется в *оборотном маятнике* для определения приведённой длины l_0; зная l_0 и T, можно найти значение g в данном месте.

Св-вами М. широко пользуются в разл. приборах: в часах, в приборах для определения ускорения силы тяжести, ускорений движущихся тел, колебаний земной коры, в гироскопич. устройствах, в приборах для эксперим. определения момента инерции тел и др. См. также *Фуко маятник*.

● Б у х г о л ь ц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 9 изд., ч. 1, 6 изд., ч. 2, М., 1972; Т а р г С. М., Краткий курс теоретической механики, 9 изд., М., 1974, гл. 28; Х а й к и н С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971, гл. 13.

С. М. Тарг.

МГД-ГЕНЕРАТОР, то же, что *магнитогидродинамический генератор*.

М — Д — П-СТРУКТУ́РА (структура металл — диэлектрик — полупроводник), конденсатор, состоящий из пластины полупроводника, слоя диэлектрика и металлич. электрода. При зарядке конденсатора электропроводность полупроводника изменяется вблизи границы раздела с диэлектриком вследствие изменения концентрации носителей заряда. На этом основана работа ряда приборов.

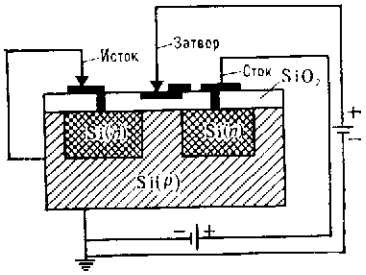


Рис. Схема МОП-транзистора.

Наиболее распространён кремниевый МОП-т р а н з и с т о р (металл — окисел металла — полупроводник). На подложке Si *p*-типа (рис.) окислением создаётся тонкий диэлектрич. слой двуокиси SiO_2 (толщиной 1000 Å) и наносится металлич. электрод (з а т в о р). Под поверхностью диэлектрика в Si *p*-типа создаются на нек-ром расстоянии друг от друга две области с электронной проводимостью, к к-рым подводятся металлич. контакты (исток и сток). Если к затвору приложить положит. потенциал, то все эл-ны под ним в Si (*p*) притянутся к тонкому слою диэлектрика, создав там проводящий инверсионный слой *n*-типа. В результате между стоком и истоком образуется канал, по к-рому течёт ток. Подобная система эквивалентна вакуумному триоду (исток — катод, сток — анод, затвор — сетка). Она может служить также элементом памяти. Для этого диэлектрик делается двухслойным — тонкий слой SiO_2 и нитрида кремния. Электрич. заряд, введённый в Si, можно (с помощью нек-рых физ. процессов) перевести на Si в ловушки на границе окисел — нитрид. В этих ловушках заряд сохраняется длительно после снятия напряжения между затвором и подложкой (запоминание). Это состояние можно считывать по изменению свойств приповерхностной области подложки. М — Д — П-с.— один из базовых элементов твердотельной электроники. Они служат также для изучения поверхностных свойств полупроводников (вблизи его границы с диэлектриком).

● М е й н д л Д ж., Элементы микроэлектронных схем, «УФН», 1979, т. 127, в. 2; З и С. М., Физика полупроводниковых приборов, М., 1973.

МЕГА... (от греч. mégas — большой), приставка к наименованию единицы физ. величины для образования наименования *кратной единицы*, равной 10^6 исходных единиц. Сокр. обозначение — М. Пример: 1 МВт (мегаватт) = 10^6 Вт.

МЕДЛЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ, нейтроны с кинетич. энергией менее 100 кэВ. См. *Нейтронная физика*.

МЕЖАТОМНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, взаимодействие между атомами как свободными, так и входящими в состав одной или разных молекул, кристаллов и т. д. М. в. может быть ковалентным, ионным, металлическим, типа водородной связи и ван-дер-ваальсовым. Первые три типа М. в. явл. причиной образования *химических связей* в молекулах, атомных и ионных кристаллах, металлах и сплавах; водородные связи могут образовываться внутри молекул и между разными молекулами в случае, когда между двумя электроотрицат. атомами располагается электроположит. атом Н; ван-дер-ваальсовы М. в. обусловливают *межмолекулярное взаимодействие*, а также ответственны за нек-рые св-ва молекул (напр., за существование разл. конформеров; см. *Изомерия молекул*). Энергия ковалентного, ионного и металлич. М. в. ~10^2 кДж/моль, энергия водородной связи ~10—50 кДж/моль и энергия ван-дер-ваальсова М. в. ~0,1—1 кДж/моль.

Помимо указанной классификации, М. в. часто делят на валентные и невалентные. К валентным М. в. относят ковалентные, ионные и металлические, а к невалентным — ван-дер-ваальсовы М. в. Ва-ствие типа водородной связи считают либо слабым валентным, либо занимающим промежуточное положение между валентным и невалентным М. в. Невалентное М. в. может включать не только чисто ван-дер-ваальсово притяжение и отталкивание атомов, но также индукционное и поляризационное, электростатич. и др. М. в. Энергия невалентного М. в. по крайней мере на два порядка меньше энергии валентного М. в.

Ковалентное М. в. возникает в результате обобществления валентных эл-нов парой соседних атомов. Понижение энергии в этом случае выражается в обменных интегралах, поэтому ковалентное межатомное взаимодействие часто называют обменным (см. *Обменное взаимодействие*). Ковалентное М. в. является причиной существования молекул простых газов (H_2, Cl_2 и пр.), разл. соединений (H_2O, NH_3 и пр.), многочисл. органич. молекул (CH_4, $H_3C—CH_3$ и пр.), а также атомных кристаллов (различных модификаций фосфора и серы, *графита* и пр.).

Ионное М. в. обусловлено переносом валентных эл-нов с одного атома на другой и электростатич. вз-ствием образовавшихся в результате этого переноса ионов. Оно характерно для соединений металлов с наиболее типичными металлоидами (напр., NaCl, $CaCl_2$, Al_2O_3), а также для ионных кристаллов (NaCl, CsCl и пр.). М. в. в ионных молекулах и кристаллах чаще всего носит частично ковалентный характер. Так, согласно квантово-механич. расчётам, в молекуле Na^+Cl^- заряды на атомах Na и Cl равны не заряду эл-на e, а составляют 0,8 e, и определённый вклад в стабилизацию этой молекулы вносит и обменное вз-ствие.

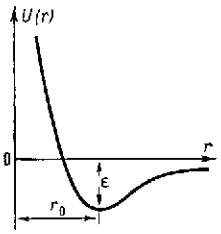
Металлическое М. в. характерно для чистых металлов и их соединений между собой и связано с наличием эл-нов проводимости, свободно движущихся в решётке *металла*. Эти эл-ны электростатически взаимодействуют с положительно заряженными атомами металлов, скрепляя их между собой. Металлич. М. в., в отличие от ковалентного и ионного М. в., явл. нелокализованными и ненаправленными.

Водородная связь возникает в том случае, когда между электроотрицат. атомами (атомами, обладающими большим сродством к эл-ну, напр. O, N, F) находится атом Н. Эл-н в атоме Н слабо связан с протоном, поэтому электронная плотность смещается на более электроотрицат. атом. В результате протон «оголяется» и не препятствует сближению атомов O...O, O...N и т. д., расстояние между к-рыми становится близким к тому, к-рое установилось бы в отсутствие атома Н.

Ван-дер-ваальсово М. в. складывается из отталкивания атомов, обусловленного перекрыванием их электронных оболочек, и дисперсионного притяжения. При сближении атомов эл-ны, имеющие противоположно направленные спины, отталкиваются. В результате межэлектронного отталкивания электронная плотность в пр-ве между ядрами двух взаимодействующих атомов уменьшается, что приводит к увеличению энергии межъядерного отталкивания. Т. о., ван-дер-ваальсово отталкивание атомов при их сближении складывается из отталкивания эл-нов и электростатич. отталкивания ядер, дезакранированных вследствие вз-ствия эл-нов. Дисперсионное притяжение атомов возникает в результате корреляции в движении эл-нов и явл. чисто квант. эффектом. Ван-дер-ваальсово М. в. ответственно за отклонение св-в реальных газов от св-в идеальных газов, за относит. стабильность разл. конформеров, за структуру и св-ва мол. кристаллов и жидкостей и т. д.

М. в. определяется распределением электронной плотности в системе атомов и полностью описывается *Шрёдингера уравнением*. Для системы двух атомов решение ур-ния Шрёдингера, учитывающего кулоновское притяжение эл-нов к ядрам, межэлектронное и межъядерное отталкивание, а также кинетич. энергию эл-нов при разл. межъядерных расстояниях, даёт зависимость потенциальной энергии М. в. от расстояния между атомами. Точное решение получено только для мол. иона H_2^+. Для систем, состоящих из двух атомов, разработаны разл. приближённые методы решения ур-ния Шрёдингера. В случае же вз-ствия атомов в многоатомных молекулах или атомов, принадлежащих разным молекулам, применяются феноменологич. методы расчёта, базирующиеся на представлениях о точечных атомах.

В основе этих методов лежит т. н. приближение Борна — Оппенгеймера, согласно к-рому энергию молекулы (и вообще любой многоатомной системы) можно рассматривать как непрерывную ф-цию координат ат. ядер.



Зависимость потенциальной энергии межатомного вз-ствия $U(r)$ от межядерного расстояния r. ε — глубина потенциальной ямы, r_0 — равновесное межатомное расстояние.

Для пары атомов такая ф-ция представлена на рис. Устойчивое состояние этой пары возникает при сближении атомов на определённое расстояние r_0, отвечающее минимуму потенциальной энергии М. в. Равновесное расстояние r_0 и глубина потенциальной ямы ε различны для разных типов М. в. Определение потенциальной энергии $U(r)$ эффективного вз-ствия атомов по существу и есть задача определения М. в. Феноменологич. методы расчёта М. в. основаны на использовании разл. полуэмпирич. ф-л для $U(r)$, в к-рые r_0, ε и нек-рые др. величины входят как параметры и подбираются на основании эксперим. данных.

Ковалентное М. в. наиболее часто описывают потенциальной ф-цией Морзе (трёхпараметровым потенциалом Морзе):

$$U(r) = \varepsilon\{1 - \exp[-a(r - r_0)]\}^2, \quad (1)$$

где r_0 примерно равно сумме ковалентных *атомных радиусов*, а величина a характеризует крутизну потенциальной ямы. Для двухатомной молекулы глубина потенциальной ямы ε равна энергии *диссоциации*, а r_0 — межъядерное расстояние, к-рое наблюдалось бы в отсутствии внутримол. колебаний и отличалось бы от межъядерного расстояния, усреднённого за время колебаний, не более чем на 0,001 нм.

Потенциальную энергию ионного М. в. обычно записывают в виде:

$$U(r) = -\frac{e^2}{r} + \frac{be^2}{r^9} - \frac{ep_A}{r^3} - \frac{ep_B}{r^3} - \frac{2p_Ap_B}{r^3} + \frac{p_A^2}{2\alpha_A} + \frac{p_B}{2\alpha_B}, \quad (2)$$

где p_A и p_B — дипольные моменты ионов, α_A и α_B — их поляризуемости, b — эмпирич. константа. Первый член в (2) учитывает энергию кулоновского притяжения разноимённо заряженных ионов, второй — энергию обменного отталкивания электронных оболочек, третий и четвёртый члены характеризуют энергию вз-ствия свободных зарядов ионов с диполями p_A и p_B, образовавшимися в результате поляризации каждого иона в электрич. поле др. иона, пятый — вз-ствие этих диполей друг с другом, шестой и седьмой — энергию деформации диполей (в квазиупругом приближении). Глубина потенциальной ямы равна:

$$\varepsilon = -\frac{e^2}{r_0}\left[\frac{8}{9} + \frac{5(\alpha_A+\alpha_B)}{18r_0^3} + \frac{4\alpha_A\alpha_B}{9r_0^6}\right], \quad (3)$$

а равновесное расстояние r_0 определяется ур-нием:

$$1 + \frac{2(\alpha_A+\alpha_B)}{r_0^3} + \frac{14\alpha_A\alpha_B}{r_0^6} = \frac{9b}{r_0^2} \quad (4)$$

и равно сумме ионных радиусов атомов.

Ионное М. в. определяет структуру и энергетику ионных кристаллов. Для детального описания их структуры используют ф-лу (4), однако для оценки межатомных расстояний с умеренной точностью применяют аддитивную схему, основанную на системе ионных радиусов.

Металлич. М. в. иногда описывают модифициров. кулоновским потенциалом (наз. псевдопотенциалом), эффективно учитывающим вз-ствие эл-нов с оболочкой ионов, с обрезанием на малых расстояниях:

$$U(r) = \begin{cases} -\nu e^2/r & (r > r_0) \\ \varepsilon_0 & (r \leqslant r_0), \end{cases} \quad (5)$$

где ν — заряд иона, равный числу эл-нов проводимости, приходящихся на один ион металла, ε_0 и r_0 — параметры обрезания.

Для водородных связей вводят спец. потенциалы, гл. параметрами к-рых явл. r_0 и ε, напр. используют ф-лу (1). Угловая же зависимость энергии водородной связи управляется ван-дер-ваальсовыми М. в., описываемыми атом-атомными потенциальными ф-циями (см. ниже). Так, угол О—Н...О, напр., не может быть острым, поскольку в этом случае энергия ван-дер-ваальсова М. в. была бы слишком высокой.

Ван-дер-ваальсово М. в. описывают ф-лой Леннард-Джонса (потенциалом 6—12 Леннард-Джонса):

$$U(x) = \varepsilon(x^{-12} - 2x^{-6}), \quad (6)$$

где $x = r/r_0$, или ф-лой Букингема (трёхпараметровым потенциалом Букингема 6-exp):

$$U(x) = -Ax^{-6} + B\exp(-Cxr_0), \quad (7)$$

где A, B и C — эмпирич. параметры.

Расстояние r_0 в случае ван-дер-ваальсова М. в. обычно на 0,2—0,3 нм больше, а глубина потенциальной ямы ε меньше на 3—4 порядка, чем при валентном М. в. Невалентное М. в. приближённо характеризуется ван-дер-ваальсовыми радиусами, к-рые примерно на 0,1 нм больше ковалентных радиусов. Сумма ван-дер-ваальсовых радиусов соответствует мин. расстоянию, на к-рое атомы могут сблизиться при нормальных условиях. Если r_0 для ковалентного М. в. с хорошей точностью равно сумме ковалентных радиусов атомов, то значение r_0 в ф-лах (6) и (7) больше суммы ван-дер-ваальсовых радиусов (превышение может достигать 0,1 нм).

Система ван-дер-ваальсовых радиусов, возникшая на основе многочисл. эксперим. данных, позволяет определять форму молекулы, если известны длины связей, валентные и двугранные углы (см. *Молекула*). Знание ван-дер-ваальсового «окаймления» молекул очень полезно при изучении структуры мол. кристаллов, а также жидкостей на основе принципа плотной упаковки молекул.

Более точное теор. изучение структуры мол. кристаллов и жидкостей проводят с помощью метода атом-атомных потенциальных ф-ций. В его основе лежит предположение о том, что энергия кристалла представляет собой сумму энергий вз-ствия пар молекул, а энергия вз-ствия каждой пары молекул складывается из ван-дер-ваальсовых М. в., описываемых потенциальными ф-циями (6) или (7). Такой метод оказывается эффективным для исследования органич. кристаллов, построенных из атомов трёх-четырёх сортов. Так, зная эмпирич. константы ε и r_0 в выражении (6) или константы A, B, C в выражении (7), описывающих потенциальную энергию вз-ствия атомов С...С и Н...Н, можно рассчитать структуру и термодинамические свойства многочисл. кристаллов углеводородов.

Метод атом-атомных потенциальных ф-ций применяется и для расчётов конформаций (чаще всего в гибких органич. молекулах, в к-рых вращения вокруг хим. связей сравнительно свободны). Минимизируя энергию молекулы по внутр. геом. параметрам (в частности, по углам вращения), находят равновесную конформацию. Применение метода атом-атомных потенциальных ф-ций в сочетании с *рентгеновским структурным анализом* привело к увеличению точности и надёжности определения структурных параметров нек-рых белков, полисахаридов, ДНК и транспортных РНК.

Наряду с феноменологич. методами, играющими важную роль в разл. приложениях, в изучении М. в. применяются методы решения многоэлектронной задачи для многоатомной молекулы или для двух взаимодействующих молекул (см. *Квантовая химия*). Подавляющее большинство таких методов основано на приближении *самосогласованного поля*. Неэмпирич. расчёты, проводимые на ЭВМ, позволяют получать всё большую информацию о М. в.

● Torrens I. M., Interatomic potentials, N. Y.— L., 1972; Китайгородский А. И., Молекулярные кристаллы, М., 1971; Полинг Л., Общая химия, пер. с англ., М., 1974.

В. Г. Дашевский, А. И. Китайгородский.

МЕЖДУНАРОДНАЯ ПРАКТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ШКАЛА

(МПТШ-68), установленная в 1968 Междунар. комитетом мер и весов *температурная шкала*, основанная на 11 реперных точках (см. табл.). В МПТШ-68 различают междунар. практич. темп-ру Кельвина (символ T_{68}) и междунар. практич. темп-ру Цельсия (символ t_{68}):

$$t_{68} = T_{68} - 273{,}15\ \text{К}.$$

Промежуточные точки МПТШ-68 воспроизводятся по интерполяционным ф-лам. В диапазоне между 13,81К и 630,74°С (точка затвердевания сурьмы) в качестве эталонного прибора применяют платиновый *термометр сопротивления* (при $T < 100$ К применяют также германиевый термометр),

ОСНОВНЫЕ РЕПЕРНЫЕ (ПОСТОЯННЫЕ) ТОЧКИ МПТШ-68

Состояние равновесия	Присвоенное значение	
	междунар. темп-ры *	практич. темп-ры
	T_{68}, К	t_{68}, °С
Тройная точка водорода	13,81	−259,34
Равновесие между жидкой и газообразной фазами водорода при давлении 33330,6 Па (25/76 норм. атмосферы)	17,042	−256,108
Точка кипения водорода	20,28	−252,87
Точка кипения неона	27,102	−246,048
Тройная точка кислорода	54,361	−218,789
Точка кипения кислорода	90,188	−182,962
Тройная точка воды	273,16	0,01
Точка кипения воды	373,15	100
Точка затвердевания цинка	692,73	419,58
Точка затвердевания серебра	1235,08	961,93
Точка затвердевания золота	1337,58	1064,43

* За исключением *тройных точек* и одной точки равновесного водорода (17,042 К), присвоенные значения темп-р действительны для состояний равновесия при давлении 101325 Па (1 норм. атмосфера).

ОСНОВНЫЕ И ПРОИЗВОДНЫЕ ЕДИНИЦЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ (СИ)

Величина	Наименование единицы	Обозначения	
		междунар.	русские
Основные единицы			
Длина	метр	m	м
Масса	килограмм	kg	кг
Время	секунда	s	с
Сила электрич. тока	ампер	A	А
Термодинамич. температура	кельвин	K	К
Сила света	кандела	cd	кд
Количество вещества	моль	mol	моль
Дополнительные единицы			
Плоский угол	радиан	rad	рад
Телесный угол	стерадиан	sr	ср
Производные единицы			
Площадь	кв. метр	m^2	$м^2$
Объём, вместимость	кубич. метр	m^3	$м^3$
Частота	герц	Hz	Гц
Скорость	метр в секунду	m/s	м/с
Ускорение	метр на секунду в квадрате	m/s^2	$м/с^2$
Угловая скорость	радиан в секунду	rad/s	рад/с
Угловое ускорение	радиан на секунду в квадрате	rad/s^2	$рад/с^2$
Плотность	килограмм на кубич. метр	kg/m^3	$кг/м^3$
Сила	ньютон	N	Н
Давление, механич. напряжение	паскаль	Pa	Па
Кинематич. вязкость	кв. метр на секунду	m^2/s	$м^2/с$
Динамич. вязкость	паскаль-секунда	Pa·s	Па·с
Работа, энергия, количество теплоты	джоуль	J	Дж
Мощность	ватт	W	Вт
Количество электричества	кулон	C	Кл
Электрич. напряжение, электродвижущая сила	вольт	V	В
Напряжённость электрич. поля	вольт на метр	V/m	В/м
Электрич. сопротивление	ом	Ω	Ом
Электрич. проводимость	сименс	S	См
Электрич. ёмкость	фарад	F	Ф
Магнитный поток	вебер	Wb	Вб
Индуктивность	генри	H	Гн
Магнитная индукция	тесла	T	Тл
Напряжённость магнитного поля	ампер на метр	A/m	А/м
Магнитодвижущая сила	ампер	A	А
Энтропия	джоуль на кельвин	J/K	Дж/К
Теплоёмкость удельная	джоуль на килограмм-кельвин	J/(kg·K)	Дж/(кг·К)
Теплопроводность	ватт на метр-кельвин	W/(M·K)	Вт/(м·К)
Интенсивность излучения	ватт на стерадиан	W/sr	Вт/ср
Волновое число	единица на метр	m^{-1}	$м^{-1}$
Световой поток	люмен	lm	лм
Яркость	кандела на кв. метр	cd/m^2	$кд/м^2$
Освещённость	люкс	lx	лк

в диапазоне 630,74°С — 1064,43°С — термопару с электродами платинородий (10% Rh) — платина, выше 1337,58 К (1064,43°С) — спектральный пирометр с реперной точкой 1064,43 °С. В области низких темп-р МПТШ-68 доведена до 13,81 К; темпры в интервале от 0,3 до 5,2 К определяют по упругости паров жидкого ^{4}He (шкала 1958) и жидкого ^{3}He (шкала 1962); ещё более низкие — термометрами сопротивления (угольными, из сверхпроводящих сплавов и др.) и магн. методами (см. *Низкие температуры*).

Темп-ра, определённая по МПТШ-68, в пределах погрешностей измерений совпадает с темп-рой по термодинамич. температурной шкале, принятой в физике за основную.

● Международная практическая температурная шкала. МПТШ-68, М., 1971.

МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц (Système International d'Unités), система единиц физ. величин, принятая 11-й Генеральной конференцией по мерам и весам (1960). Сокр. обозначение системы — SI (в рус. транскрипции СИ). М. с. е. разработана с целью замены сложной совокупности *систем единиц* и отд. *внесистемных единиц*, сложившейся на основе *метрической системы мер*, и упрощения пользования единицами. В СССР введена с 1982 (ГОСТ 8.417-81). Достоинствами СИ явл. её универсальность (охватывает все отрасли науки и техники) и согласованность производных единиц, к-рые образуются по ур-ниям, не содержащим коэфф. пропорциональности. Благодаря этому при расчётах, если выражать значения всех величин в единицах СИ, в ф-лы не требуется вводить коэфф., зависящие от выбора единиц.

В табл. приведены наименования и обозначения (междунар. и русские) осн., дополнит. и некоторых производных единиц М. с. е.

Первые три осн. единицы (метр, килограмм, секунда) позволяют образовывать согласованные производные единицы для всех величин, имеющих механич. природу, остальные добавлены для образования производных единиц величин, не сводимых к механическим: ампер — для электрич. и магн. величин, кельвин — для тепловых, кандела — для световых и моль — для величин в области мол. физики и химии.

Наименования десятичных *кратных единиц* и *дольных единиц* образуются при помощи специальных приставок.

● Бурдун Г. Д., Справочник по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980; Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977; Чертов А. Г., Единицы физических величин, М., 1977.

МЕЖМОЛЕКУЛЯ́РНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, взаимодействие электрически нейтральных молекул или атомов; определяет существование жидкостей и мол. кристаллов, отличие реальных газов от идеальных и проявляется в разл. физ. явлениях. М. в. зависит от расстояния r между молекулами и, как правило, описывается потенц. энергией вз-ствия $U(r)$ (потенциалом М. в.), т. к. именно ср. потенц. энергия вз-ствия определяет состояние и мн. св-ва вещества.

Впервые М. в. стал учитывать голл. физик Я. Д. ван дер Ваальс (1873) для объяснения св-в реальных газов и жидкостей. Он предположил, что на малых расстояниях r между молекулами действуют силы отталкивания, к-рые с увеличением расстояния сменяются силами притяжения, и на основе этих представлений получил урние состояния реального газа (*Ван-дер-Ваальса уравнение*).

М. в. имеет электрич. природу и складывается из сил притяжения

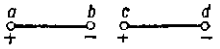


Рис. 1. Электрич. диполи *ab* и *cd* при таком расположении притягиваются, т. к. разноимённые заряды *b* и *c* взаимодействуют сильнее, чем находящиеся на бо́льшем расстоянии друг от друга одноимённые заряды *a* и *c* (а также *b* и *d*).

(ориентационных, индукционных и дисперсионных) и сил отталкивания.

Ориентационные силы действуют между полярными молекулами, т. е. молекулами, обладающими дипольными и квадрупольными электрич. моментами (см. *Диполь*). Сила притяжения между двумя полярными молекулами максимальна в том случае, когда их дипольные моменты располагаются по одной линии (рис. 1) и зависит от их взаимной ориентации (поэтому силы М. в. в этом случае и наз.

ориентационными). Хаотич. тепловое движение непрерывно меняет ориентацию полярных молекул, но, как показывает расчёт, среднее по всем ориентациям значение силы имеет конечную, не равную нулю, величину. Потенц. энергия ориентац. М. в. $U_{ор}(r) \sim p_1 p_2 r^{-6}$, где p_1 и p_2 — дипольные моменты взаимодействующих молекул. Соответственно сила вз-ствия $F_{ор} = -\partial U_{ор}/\partial r \sim r^{-7}$, т. е. $F_{ор}$ убывает с расстоянием значительно быстрее, чем кулоновская сила вз-ствия заряженных ч-ц ($F_{кул} \sim r^{-2}$).

Индукционные (поляризационные) силы действуют между полярной и неполярной молекулами, а также между полярными молекулами. Полярная молекула создаёт электрич. поле, к-рое поляризует др. молекулу — индуцирует в ней дипольный момент. Потенц. энергия М. в. в этом случае пропорц. дипольному моменту p_1 полярной молекулы и *поляризуемости* α_2 второй молекулы: $U_{инд} \sim p_1 \alpha_2 r^{-6}$. Индукц. силы $F_{инд} \sim r^{-7}$.

Дисперсионное М. в. действует между неполярными молекулами. Его природа была выяснена только после создания квант. механики. В атомах и молекулах эл-ны сложным образом движутся вокруг ядер. В среднем по времени дипольные моменты неполярных молекул оказываются равными нулю, но мгновенное значение дипольного момента может быть отлично от нуля. Мгновенный диполь создаёт электрич. поле, поляризующее соседние молекулы,— возникает вз-ствие мгновенных диполей. Энергия взаимодействия неполярных молекул есть ср. результат вз-ствия таких мгновенных диполей. Потенц. энергия дисперсионного М. в. $U_{дисп}(r) \sim \alpha_1 \alpha_2 r^{-6}$, а $F_{дисп} \sim r^{-7}$ (α_1 и α_2 — поляризуемости взаимодействующих молекул). М. в. данного типа наз. дисперсионным потому, что *дисперсия света* в в-ве определяется теми же св-вами молекул. Дисперсионные силы действуют между всеми молекулами и атомами, т. к. механизм их появления не зависит от наличия у молекул (атомов) пост. дипольных моментов. Обычно эти силы превосходят по величине как ориентационные, так и индукционные. Только при вз-ствии молекул с большими дипольными моментами, напр. молекул воды, $F_{ор} > F_{дисп}$ (в 3 раза для H_2O). При вз-ствии же таких полярных молекул, как CO, HI, HBr и др., $F_{дисп}$ в десятки и сотни раз превосходят все остальные. Существенно, что все три типа М. в. одинаковым образом убывают с расстоянием:

$$U = U_{ор} + U_{инд} + U_{дисп} \sim r^{-6}.$$

Силы отталкивания действуют между молекулами на очень малых расстояниях, когда приходят в соприкосновение заполненные электронные оболочки атомов, входящих в состав молекул. *Паули принцип* запрещает проникновение заполненных электронных оболочек друг в друга. Возникающие при этом силы отталкивания зависят в большей степени, чем силы притяжения, от индивидуальных особенностей молекул. К хорошему согласию с данными экспериментов приводит допущение, что потенц. энергия сил отталкивания $U_{от}$ возрастает с уменьшением расстояния по закону $U_{от}(r) \sim r^{-12}$, т. е. $F_{от} \sim r^{-13}$.

Если принять, что $U(r) \to 0$ при $r \to \infty$, и учесть, что энергия притяжения убывает с уменьшением расстояния пропорц. r^{-6}, а энергия отталкивания растёт $\sim r^{-12}$, то кривая

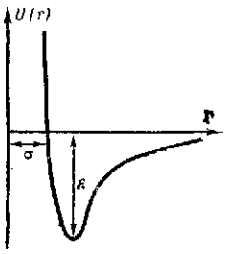


Рис. 2. Зависимость потенц. энергии $U(r)$ межмол. взаимодействии от расстояния r между молекулами; $r=\sigma$ — наименьшее возможное расстояние между неподвижными молекулами; ε — глубина потенц. ямы (определяющая энергию связи молекул).

$U(r)$ будет иметь вид, изображённый на рис. 2. Минимуму $U(r)$ соответствует расстояние, на к-ром силы вз-ствия молекул равны нулю.

Рассчитать с достаточной точностью $U(r)$ на основе квант. механики очень сложно, поэтому обычно подбирают для $U(r)$ ф-лу и входящие в неё параметры таким образом, чтобы проделанные с их помощью расчёты хорошо согласовались с эксперим. данными. Наиболее часто пользуются ф-лами Леннард-Джонса:

$$U(r) = -ar^{-6} + br^{-12}$$

и Букингема:

$$U(r) = -ar^{-6} + b\exp(-cr),$$

где параметры a, b, c связаны простыми соотношениями с глубиной ε и положением σ потенц. ямы и определяются из разл. эксперим. данных (коэфф. диффузии, теплопроводности и вязкости и т. д.).

Приведённые выше ф-лы игнорируют ориентационные М. в., играющие исключительно важную роль в случае многоатомных молекул. Зависимость $U(r)$ от ориентац. М. в. особенно существенна в кристаллах. Её можно учесть с помощью множителя, в к-рый входят углы, характеризующие взаимную ориентацию молекул, либо с помощью метода атом-атомных потенц. ф-ций (см. *Межатомное взаимодействие*). В последнем случае потенциалы Леннард-Джонса и Букингема используют для описания взаимодействий атомов, принадлежащих разным молекулам.

Наряду с эмпирич. модельными подходами для изучения М. в. всё чаще используются методы *квантовой химии*. Расчёты потенц. поверхностей (зависимости энергии вз-ствия от расстояния между молекулами и их взаимной ориентации) проведены в разл. приближениях для мн. димеров (пар молекул). Эти расчёты позволили не только количественно описать М.в., но и разобраться в их физ. природе. Так, оказалось, что во мн. случаях М. в. в значит. степени определяется переносом заряда с одной молекулы на другую, что не учитывали классич. представления о М. в.

● Радченко И. В., Молекулярная физика, М., 1965; Коулсон К., Межатомные силы — от Максвелла до Шрёдингера, «УФН», 1963, т. 81, в. 3; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961.

Г. Я. Мякишев.

МЕЗОАТОМ, атом, в к-ром один из эл-нов оболочки замещён отрицательно заряженными *мюоном* (μ^-) или адроном (π^--, K^--мезонами и др.). Существование М. было предсказано амер. физиком Дж. Уилером в 1949; в 1970 было доказано существование М., в к-рых электрон замещён Σ^-- и Ξ^--*гиперонами* или *антипротоном*. Радиусы М. в невозбуждённом состоянии $r = 5{,}3 \cdot 10^{-9}/mZ$ см, где Z — заряд ядра, а m приближённо равно отношению массы мезона к массе электрона.

Наиболее изучены М., состоящие из ядра водорода и μ^- ($r \approx 2{,}8 \cdot 10^{-11}$ см), π^- ($r = 2{,}2 \cdot 10^{-11}$ см), или K^- ($r = 0{,}8 \cdot 10^{-11}$ см). Такие М. подобно нейтронам могут свободно проникать внутрь электронных оболочек др. атомов, приближаться к их ядрам и служить причиной многочисл. процессов: образования *мезомолекул*, катализа *ядерных реакций*, перехвата мезона ядрами др. атомов и т. д. В М. мезоны расположены в сотни раз ближе к ядру, чем эл-ны. Напр., радиус ближайшей к ядру орбиты μ^- в М. свинца почти в два раза меньше, чем радиус ядра свинца, т. е. в М. свинца μ^- осн. часть времени проводит внутри ядра. Это позволяет использовать св-ва М. с μ^- для изучения формы и размеров ядер, а также для изучения распределения электрич. заряда по объёму ядра; π^-- и K^--М. используются также для изучения *сильных взаимодействий* и распределения нейтронов в ядрах (см. *Ядро атомное*). Образование М. происходит при торможении мезонов, получаемых в мишенях. Захват мезона на мезоатомную орбиту сопровождается выбросом одного из ат. эл-нов, обычно внешнего. Напр., если пучок μ^- направить в камеру с жидким водородом, то они постепенно теряют свою энергию в столкновениях с атомами водорода, пока их энергия не станет $\leqslant 1$ кэВ. При этом, если они подходят близко к ядру атома водорода и образуют с ним электрич. диполь, поле к-рого не в состоянии удержать ат. эл-н, то атом водорода теряет свой эл-н, а μ^- остаётся связанным с ядром (прото-

ном, дейтроном, тритоном). Как правило, все М. образуются в высоковозбуждённых состояниях. В дальнейшем мезоны переходят в менее возбуждённое состояние, освобождая энергию в виде γ-квантов (мезонное γ-излучение) или оже-электронов (см. *Оже-эффект*).

На процесс образования М. влияет строение электронной оболочки молекул, в состав к-рых входит атом. Это позволяет изучать электронную структуру молекул, исследуя рентгеновское излучение М. и продукты яд. реакций с ядром М. (см. *Мезонная химия*).

● Вайсенберг А. О., Мю-мезон, М., 1964; Бархоп Э., Экзотические атомы, «УФН», 1972, т. 106, в. 3. *Л. И. Пономарёв.*

МЕЗОМО́РФНОЕ СОСТОЯ́НИЕ вещества, то же, что и жидкокристаллич. состояние. См. *Жидкие кристаллы.*

МЕЗО́ННАЯ ФА́БРИКА (мезонный генератор), линейный или циклич. резонансный *ускоритель* протонов, предназначенный для экспериментов с интенсивными мезонными пучками.

МЕЗО́ННАЯ ХИ́МИЯ, метод изучения структуры в-ва (возник в 60-х гг. 20 в.), к-рый использует известные св-ва *мюонов* ($\mu^{\pm}$), π- и К-мезонов для получения данных об электронной оболочке молекул, кристаллич. и магн. структуре в-в, скоростях хим. реакций и т. д. В М. х. можно выделить четыре осн. направления исследований: π^-- и μ^--М. х., изучение поведения μ^+ в в-ве и реакций *мюония* (связанной системы μ^+e^-).

В основе π^--М. х. лежит использование яд. реакции перезарядки π^- на ядрах водорода: $\pi^- + p \to n + \pi^0$. Вероятность w этой реакции очень сильно зависит от заряда Z (в ед. заряда протона e) ядра атома Z, с к-рым связан водород в соединении Z_mH_n, и равна: $w(Z_mH_n) \approx a(n/m)Z^{-3}$. Кроме того, коэфф. a в этой ф-ле даже при одном и том же Z зависит от типа хим. связи между атомами H, в частности от степени ионности (полярности) связи. Т. о., π^--мезонный метод позволяет надёжно отличить химически связанный водород от свободного. Напр., для аммиака NH_3 и эквивалентной ему механич. смеси $N_2 + 3H_2$ измеренное отношение

$$w(NH_3)/{}^1\!/_2 w(N_2+3H_2) \approx {}^1\!/_{10}.$$

В основе μ^--М. х. лежит измерение энергий и интенсивностей отд. линий рентгеновских серий в мюонных атомах (см. *Мезоатом*) разл. хим. элементов. При захвате μ^- ядром на возбуждённые уровни и последующих переходах в осн. состояние испускаются характерные для каждого элемента γ-кванты. Энергия излучаемых мезорентгеновских серий явл. хар-кой хим. элемента, ядро к-рого вместе с мюоном образует мезоатом. Такой спектральный анализ элементного состава в-в по существу ничем не отличается от обычного *спектрального анализа*. Однако в отличие от рентгеновских серий обычных атомов, относит. интенсивность отд. линий рентгеновских серий мезоатома зависит от вида хим. соединения, в к-рое входит исследуемый элемент. Это св-во рентгеновского излучения μ^--атомов положено в основу идеи нового метода анализа в-ва в закрытых контейнерах, к-рый в принципе позволяет определить не только элементный состав образца, но также и вид хим. соединения, составленного из этих элементов.

При изучении св-в в-ва с помощью μ^+ и мюония (Mu) используется наличие спина у мюона и эл-на, а также факт несохранения *чётности* при распаде $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$. Направление вылета e^+ в этой реакции коррелировано с направлением спина μ^+. Поэтому в магн. поле вследствие прецессии спина мюона с частотой $\omega^\mu = eH/m_\mu c$ (где H — напряжённость магн. поля, m_μ, e — масса и электрич. заряд мюона) будет периодически ме-

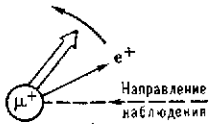


Схема наблюдения спина мюона (μ^+). Магн. поле перпендикулярно плоскости рисунка; толстая стрелка — направление спина μ^+.

няться также интенсивность позитронов, вылетающих в нек-ром фиксиров. направлении (рис.); это даёт возможность следить за направлением спина μ^+. Т. о., μ^+, а также мюоний представляют собой по существу меченые атомы (см. *Изотопные индикаторы*), за движением к-рых можно проследить от момента их рождения до момента распада. В частности, локальные магн. поля в кристалле взаимодействуют со спином μ^+ и изменяют картину прецессии его спина, что позволяет делать заключения о величине и распределении внутр. магн. полей в кристалле, изучать диффузию мюонов в кристаллах, обнаруживать фазовые переходы с изменением магн. структуры и т. д.

Мюоний явл. аналогом атома водорода, поэтому, исследуя реакции мюония, можно сделать заключения о реакциях атомарного водорода. Т. к. спин мюония (в ортосостоянии) равен 1, а приведённая масса прибл. равна массе эл-на, частота его прецессии составляет $\omega_{Mu} \approx eH/2m_ec$. При вступлении мюония в хим. реакцию связь между μ^+ и e^- разрывается и характер прецессии резко меняется, что позволяет определить абс. скорость хим. реакций мюония, а следовательно, и реакций атомарного водорода. С помощью мюония удалось моделировать состояние водородного атома в полупроводниках, растворах и т. д.

● Герштейн С. С. [и др.], Мезоатомные процессы и модель больших мезомолекул, «УФН», 1969, т. 97, в. 1; Гольданский В. И., Фирсов В. Г., Химия новых атомов, «Успехи химии», 1971, т. 40, в. 8; Гуревич И. И., Никольский Б. А., Двухчастотная прецессия μ+-мезона в атоме мюония, «УФН», 1976, т. 119, в. 1. *Л. И. Пономарёв.*

МЕЗО́НЫ, нестабильные элем. частицы, принадлежащие к классу *адронов*; в отличие от *барионов*, М. не имеют барионного заряда и обладают нулевым или целочисленным спином (явл. *бозонами*). Назв. «М.» (от греч. mésos — средний, промежуточный) связано с тем, что массы первых открытых мезонов — *пи-мезона*, *К-мезона* — имеют значения, промежуточные между массами протона и эл-на. (*Мюоны*, первоначально названные мю-мезонами, не относятся к М., т. к. имеют спин $^1/_2$ и не участвуют в *сильном взаимодействии*.) В дальнейшем было открыто много др. М. с очень малыми временами жизни (т. н. бозонные *резонансы*), причём масса некрых из них превышает массу протона. Существуют М. нейтральные и заряженные (с положит. или отрицат. элем. электрич. зарядом), с нулевой (напр., π-М.) и ненулевой (напр., К-М.) *странностью*, *«очарованием»* и т. д. Согласно кварковой модели адронов, М. состоит из *кварка* и антикварка. См. *Элементарные частицы.*

МЕЗО́НЫ СО СКРЫТЫМ «ОЧАРОВА́НИЕМ» (чармоний), семейство тяжёлых адронов, состоящих из «очарованных» *кварка* (c) и антикварка ($\tilde{c}$). Назв. связано с тем, что квант. число *«очарование»* у c и $\tilde{c}$ противоположны, так что суммарное «очарование» равно нулю. Второе назв. «чармоний» ч-цам ($c\tilde{c}$) было дано по аналогии с *позитронием*, имеющим сходные структуру и уровни энергии.

Скрытое «очарование» — понятие теоретическое; экспериментально оно проявляется в том, что обладающие им ч-цы легко распадаются на *«очарованные» частицы*, если распад разрешён законом сохранения энергии, а их переходы в обычные («неочарованные») ч-цы сильно подавлены (протекают с малой вероятностью). Поэтому такие мезоны с массой, меньшей двух масс самых лёгких из «очарованных» ч-ц — D-мезонов, имеют аномально малые ширины (большое время жизни). Подавление распадов на обычные адроны связывают с малой вероятностью процесса аннигиляции тяжёлых c- и $\tilde{c}$-кварков в *глюоны*.

Первой открытой ч-цей из семейства М. со с. «о.» был J/ψ-мезон с массой 3,096 ГэВ, спином 1, положит. внутр. *чётностью* и отрицат. *зарядовой чётностью*. Он был открыт в 1974 в США независимо двумя группами экспериментаторов: на протонном ускорителе в Брукхейвене (при бомбардировке протонами ядер Be) и на ускорителе со встречными электрон-позитронными пучками в Станфорде (руководители групп С. Тинг и Б. Рихтер за открытие

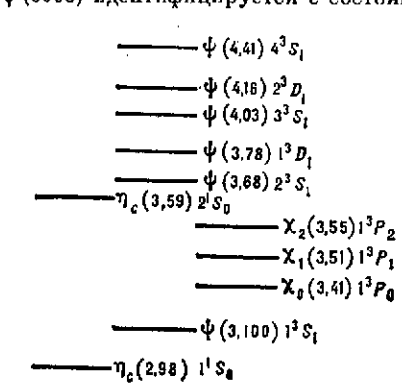
J/ψ получили в 1976 Нобелевскую премию). Первая группа назвала мезон J, а вторая — ψ, с чем и связано двойное назв. ч-цы. Открытие J/ψ вызвало огромный интерес вследствие необычности св-в этой ч-цы: при столь большой массе вероятность её распада, характеризуемая шириной, оказалась очень малой — ок. 60 кэВ, что на три-четыре порядка меньше, чем для всех известных ранее тяжёлых мезонов (бозонных *резонансов*). Последующие эксперим. и теор. исследования привели к установлению существования новых семейств адронов — М. со с. «о.» и «очарованных» ч-ц. Почти сразу вслед за J/ψ в Станфорде был открыт ψ'-мезон с массой 3,684 ГэВ и шириной 220 кэВ, а позднее — целое семейство ч-ц с теми же квант. числами; всех их обозначают общим символом ψ, указывая в скобках массу в МэВ. Более высокие по сравнению с ψ' возбуждения в серии ψ-частиц лежат выше порога рождения двух «очарованных» мезонов и распадаются на них с ширинами в неск. десятков МэВ. Характерное св-во этих мезонов — распад в определённую пару «очарованных» мезонов, напр. $D^*\bar{D}^*$, но не $D\bar{D}$.

Др. важный класс ч-ц, отвечающих уровням чармония,— т. н. «промежуточные уровни» χ, массы к-рых лежат между массами J/ψ и ψ'. Мезоны χ были открыты в каскадных радиац. переходах типа

$$\psi' \to \gamma + \chi \to \gamma + \gamma + \psi.$$

Самым низшим в ряду чармония должно быть псевдоскалярное (т. е. со спином 0 и отрицат. внутр. чётностью) состояние, обозначаемое η_c. Длит. поиски этого состояния на опыте, по-видимому, увенчались успехом летом 1979. В радиац. распадах J/ψ и ψ'-мезонов обнаружено состояние с массой 2,976 ГэВ, к-рое естественно отождествить с η_c.

Классификация М. со с. «о.» основана на кварковой модели адронов. Т. к. «очарованные» кварки — тяжёлые, то, по-видимому, можно пользоваться нерелятив. картиной их вз-ствия. Поэтому часто используют обычные атомарные спектроскопич. обозначения (см. *Атом*). Напр., ψ (3096) идентифицируется с состоянием 1^3S_1 [гл. квант. число $n=1$, орбит. квант. число $l=0$ (S-волна), суммарный спин кварков 1, *мультиплетность* 3 (верхний индекс у буквы слева), полный момент кол-ва движения 1 (нижний индекс у буквы справа)]. Мезоны ψ- и χ-серий относятся к орточармонию (спин 1), причём ψ-частицы представляют собой S-волновые состояния, а χ — P-волновые ($l=1$). Мезоны серии η_c отождествляют с парачармонием — состоянием с нулевым полным спином «очарованных» кварков. На рис. приведены массы (в ГэВ) известных ч-ц из серии чармония. Для лёгких мезонов указаны также наиб. вероятные значения спина и спектроскопич. обозначения.



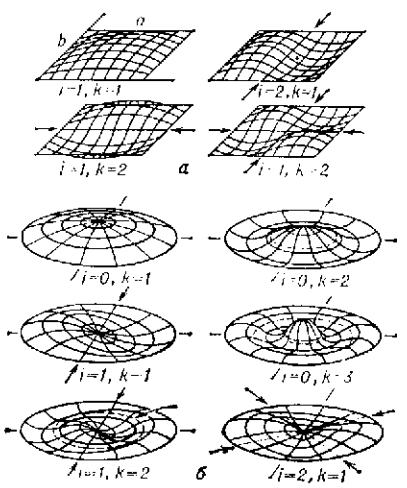
Кварковая модель позволяет предсказать мн. характеристики М. со с. «о.», к-рые находятся, по крайней мере, в качеств. согласии с опытом. Последним и весьма важным подтверждением теории явилось открытие η_c-мезона (см. выше) с массой, предсказанной ранее теоретически.

● Рихтер Б., От ψ к очарованию, пер. с англ., «УФН», 1978, т. 125, в. 2, с. 201; Тинг С., Открытие J-частицы, там же, с. 227.

В. И. Захаров.

МЕЙСНЕРА ЭФФЕ́КТ, полное вытеснение магн. поля из металлич. проводника, когда последний становится сверхпроводящим (при понижении темп-ры и напряжённости магн. поля ниже критич. значения $H_к$). М. э. впервые наблюдался нем. физиками В. Мейснером (W. Meissner) и Р. Оксенфельдом (R. Ochsenfeld) в 1933. Соотношение $B=H+4\pi J=(1+4\pi\varkappa)H$ между магн. индукцией B, напряжённостью магн. поля H и намагниченностью металла J показывает, что, согласно М. э. (когда $B=0$), идеальный *сверхпроводник* ведёт себя как идеальный *диамагнетик* с аномально большой магн. восприимчивостью $\varkappa=-1/4\pi$. При М. э. внеш. магн. поле оказывается заэкранированным диамагн. токами, возникающими в тонком поверхностном слое сверхпроводника. В недостаточно чистых металлах и в сплавах наблюдается частичное «замораживание» магн. поля в объёме сверхпроводника, т. е. неполнота М. э. (см. подробнее *Сверхпроводимость*, *Сверхпроводники*).

МЕМБРА́НА (от лат. membrana — кожица, перепонка) в акустике, гибкая тонкая плёнка, приведённая внеш. силами в состояние натяжения и обладающая вследствие этого упругостью. От М. следует отличать *пластинку*, упругость к-рой зависит от её материала и толщины. Примеры М.— кожа, натянутая на барабане, тонкая металлич. фольга, играющая роль подвижной обкладки конденсаторного микрофона. Собств. колебания М. представляются системами стоячих волн с той или иной картиной узловых линий, к-рые разделяют части М., колеблющиеся с противоположными фазами (рис.); внеш. контур, по к-рому зажимается М., всегда является узловой линией, если закрепление таково, что отсутствует смещение, перпендикулярное плоскости М. Разл. системам стоячих волн соответствуют разл. частоты колебаний, совокупность к-рых определяет дискр. спектр собств. частот М. Вынужденные колебания М. под действием сосредоточенных или распределённых периодич. внеш. сил происходят с частотой внеш. воздействия; при её совпадении с одной из собств. частот М. имеет место *резонанс*.



Форма нек-рых собств. колебаний мембраны: *а* — прямоугольной; *б* — круглой. Стрелками указаны узловые линии; i, k — номера гармоник.

МЕНИ́СК (от греч. mēniskos — полумесяц), искривлённая свободная поверхность жидкости вблизи границы её соприкосновения с тв. телом (напр., у стенок сосуда). В капиллярных трубках М. имеет сферич. форму — вогнутую, если имеет место *смачивание*, и выпуклую — при отсутствии смачивания. Давление паров над вогнутой поверхностью ниже, а над выпуклой выше, чем над плоской поверхностью жидкости. Этим объясняются всасывание жидкости в капилляры, *капиллярная конденсация* и др. (см. *Капиллярные явления*).

МЕНИ́СКОВЫЕ СИСТЕ́МЫ, разновидность оптич. *зеркально-линзовых систем*, в к-рых перед сферич. зеркалом (или системой зеркал и линз) устанавливается один или неск. ахроматич. менисков (выпукло-вогнутых *линз*, ограниченных сферич. поверхностями). М. с. изобретены в 1941 Д. Д. Максутовым (СССР) и независимо Д. Габором (Великобритания).

Мениковые линзы с мало отличающимися радиусами кривизны поверхностей явл. **компенсаторами**, т. е. они мало влияют на общий ход лучей, но заметно уменьшают *аберрации оптических систем*, в состав к-рых входят. Мениск практически ахроматичен по отношению к парал-

лельному пучку лучей, если величина $(R_1-R_2)/d$ близка к 0,6 (R_1, R_2 — радиусы кривизны поверхностей мениска, d — его толщина; рис. 1, *а*, *б*). Можно подобрать R_1 и R_2 так, чтобы положит. сферич. аберрация мениска

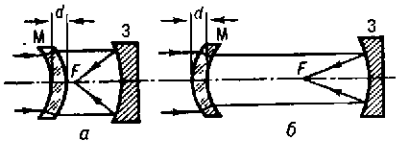


Рис. 1. Оптич. схемы простейших менисковых систем. М — ахроматич. мениск; З — вогнутое сферич. зеркало; F — фокус системы.

компенсировала отрицат. сферич. аберрацию зеркала. *Кома* в М. с. зависит от расстояния между мениском и зеркалом и при определённом положении мениска равна нулю. *Астигматизм* простейших М. с. мал, а *кривизна поля* изображения значительна, поэтому фотографирование в М. с. производится на определённым образом изогнутых фотоплёнках. Однако применение дополнит. коррекционной линзы, исправляющей как кривизну поля, так и *дисторсию*, делает возможным фотографирование

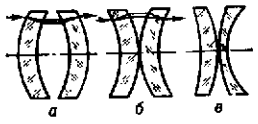


Рис. 2. Двойные ахроматич. мениски, в к-рых дисперсия первой линзы компенсируется дисперсией второй.

в М. с. и на плоских пластинках и плёнках. В М. с. большой *светосилы* с одним мениском появляется небольшая хроматич. аберрация, т. н. х р о м а т и з м у в е л и ч е н и я. Его устраняют, применяя пары противоположно ориентированных менисков (рис. 2, *а*, *б*, *в*).

Практич. применение М. с. получили в астрономии, в т. н. м е н и с к о в ы х т е л е с к о п а х (наз. также телескопами Максутова), к-рые обеспечивают достаточно большое поле зрения (до 5°) и светосилу. М. с. применяются также в системах слежения за ИСЗ.

М. с. компактнее др. оптич. систем со сравнимыми параметрами, что упрощает управление менисковыми телескопами с помощью часовых механизмов. Осн. поверхности М. с. просты по форме (сферические), вследствие чего М. с. относительно просты в изготовлении и допускают простой и точный оптич. контроль. Исправление всех осн. аберраций приводит к высокому качеству изображения не только в центре поля наблюдения, но при больших полях и на их краях.

● М а к с у т о в Д. Д., Астрономическая оптика, М.—Л., 1946; В о л о с о в Д. С., Теория менисковых систем, «ЖТФ», 1945, т. 15, в. 1—2. *Г. Г. Слюсарев.*

МЕ́РЫ, средства измерений, предназначенные для воспроизведения физ. величин заданного размера. Наряду с простейшими М., такими, как М. массы (гири) или М. вместимости (мерные стаканы, цилиндры и т. д.), к М. относятся и более сложные устройства, напр. *нормальные элементы* (М. эдс), катушки электрич. сопротивления, светоизмерит. лампы и др. М. подразделяются на о д н о з н а ч н ы е (воспроизводящие физ. величину одного размера) и м н о г о з н а ч н ы е (обеспечивающие воспроизведение ряда величин разл. размера, напр. неск. длин). Примеры первых — гиря, измерит. колба, катушка индуктивности; вторых — линейка со шкалой, конденсатор перем. ёмкости, вариометр индуктивности. Из М. могут составляться наборы (гирь, концевых М. длины и пр.) для ступенчатого воспроизведения ряда одноимённых величин в определённом диапазоне значений. Наборы М. электрич. величин иногда снабжаются переключателями и образуют магазины (электрич. сопротивлений, ёмкостей и др.).

Под н о м и н а л ь н ы м значением М. понимается значение величины, указанное на М. или приписанное ей (гиря в 1 кг, катушка сопротивления в 1 Ом), под д е й с т в и т е л ь н ы м значением М.— значение величины, фактически воспроизводимой М., определённое настолько точно, что его погрешностью можно пренебречь при использовании М. Разность между номин. и действит. значениями М. приближённо равна погрешности М. От М. требуется, чтобы они были стабильными во времени. В зависимости от уровня допускаемых погрешностей М. могут подразделяться на *классы точности*. М. используют в качестве эталонов, образцовых или рабочих средств измерений. Образцовые М. получают значения от эталонов и применяются для *поверки* рабочих М. Физ. условия (темп-ра, давление, влажность и др.), в к-рых погрешности М. не превышают допустимых пределов, указываются в инструкциях по применению и поверке М. Отд. категорию М. составляют образцовые в-ва — чистые или приготовленные по особой спецификации, обладающие известными и воспроизводимыми св-вами, напр. чистая вода, чистые газы (H_2, O_2), чистые металлы (Zn, Ag, Au, Pt), бензойная к-та. К М. относятся и получающие всё более широкое распространение стандартные образцы, обладающие определёнными физ. св-вами (напр., образцы стали определённого состава, твёрдости и т. д.).

● Б у р д у н Г. Д., М а р к о в Б. Н., Основы метрологии, 2 изд., М., 1975; Ш и р о к о в К. П., Общие вопросы метрологии, М., 1967. *К. П. Широков.*

МЕ́РЫ ВМЕСТИМОСТИ (объёма) жидкостей и газов, служат для воспроизведения объёмов заданных размеров; представляют собой стеклянные или металлич. сосуды разл. формы, на к-рые наносится отметка (однозначные меры) или ряд отметок (многозначные меры), позволяющие определять объёмы. М. в. градуируют в $м^3$ или литрах (1л = 1 $дм^3$) и в дольных от них единицах. К М. в. относятся разл. рода мерники, резервуары, мерные кружки и колбы, измерит. цилиндры, мензурки, пипетки, бюретки и др. По метрологич. назначению М. в. подразделяются на образцовые и рабочие (см. *Меры*).

● ГОСТ 1770—74. Посуда мерная лабораторная стеклянная. ГОСТ 20292—74. Приборы мерные лабораторные стеклянные. *К. П. Широков.*

МЕ́РЫ ДЛИНЫ, служат для воспроизведения длин заданного размера. М. д. подразделяются на штриховые, концевые и штрихо-концевые. Размеры штриховых М. д. определяются расстоянием между нанесёнными на них штрихами, концевых — расстоянием между измерит. поверхностями, ограничивающими меры. Штрихо-концевые М. д.— это концевые меры, на к-рых дополнительно нанесены штрихи, соответствующие дольным ед. длины.

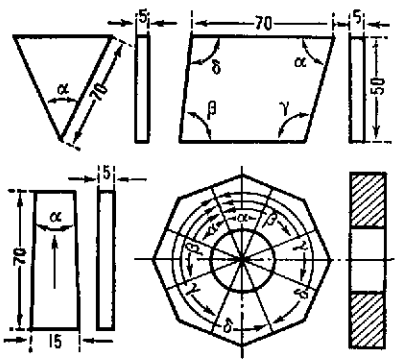
Штриховые М. д. бывают однозначные и многозначные (см. *Меры*). Конструктивно они обычно выполняются в виде стержней (брусков) и лент, имеют номин. значения от 0,1 мм (измерит. шкалы) до десятков метров (ленты, проволоки, рулетки). Штриховыми М. д. явл. также шкалы оптико-механич. приборов (измерит. микроскопов, микрометров и др.) и настроечных устройств станков.

Штриховые М. д. подразделяются на шесть *классов точности*: 0; 1; 2; 3; 4 и 5, относит. погрешности к-рых лежат в пределах от $0{,}5\cdot10^{-6}$ (для класса 0) до $5\cdot10^{-5}$ (для класса 5). Концевые М. д. бывают только однозначные, четырёх классов точности: 0; 1; 2 и 3, относит. погрешности к-рых лежат в пределах от $2\cdot10^{-6}$ (класс 0) до $2\cdot10^{-5}$ (класс 3).

По метрологич. назначению М. д. подразделяются на образцовые и рабочие (подробнее см. ст. *Меры*).

● ГОСТ 9038—73. Меры длины концевые плоскопараллельные; ГОСТ 12069—78. Меры длины штриховые брусковые; ГОСТ 13581—68. Меры длины концевые плоскопараллельные из твердого сплава. *К. П. Широков.*

МЕ́РЫ УГЛОВЫЕ, служат для воспроизведения углов заданных размеров. М. у. бывают однозначные (угловые плитки) и многозначные (многогранные призмы, лимбы, круговые шкалы и диски делит. головок, рис.). Угловые плитки представляют собой стальные плитки толщиной 5 мм с одним или четырьмя двугранными углами, образованными боковыми (рабочими) поверхностями плитки. Плитки с рабочими углами от 1′ до 100° комплектуются в наборы так, чтобы из трёх — пяти мер можно было составлять блоки с интервалами через 1°, 1′ или 15″. Угловые плитки изготов-



Призматич. угловые меры (греч. буквами обозначены воспроизводимые ими углы, размеры даны в мм).

ляют трёх *классов точности*: 0; 1; 2; с погрешностями до 3″ (у класса 0) и до 30″ (у второго класса).

Многогранные призмы изготовляют из стекла, плавленого кварца и стали с числом граней до 36, иногда до 72. Допустимые отклонения рабочих углов составляют ±5″ для класса 0 и ±30″ для второго класса точности. Лимбы изготовляют с ценой деления от 1′ до 10″ и более и погрешностями от 1 до 10″. По метрологич. назначению М. у. подразделяются на образцовые и рабочие (см. *Меры*).

● ГОСТ 2875—75. Меры угловые призматические. *К. П. Широков.*

МЕ́РЫ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИХ ВЕЛИЧИ́Н, служат для воспроизведения электрич. величин заданного размера. К М. э. в. относятся измерит. резисторы (катушки сопротивления), катушки индуктивности и взаимной индуктивности, измерит. конденсаторы, меры электродвижущей силы (*нормальные элементы*) и др. Нек-рые М. э. в. выполняются регулируемыми (многозначными), воспроизводящими величины в определённом диапазоне (напр., конденсаторы переменной ёмкости, вариометры индуктивности). По метрологич. назначению М. э. в. подразделяют на образцовые и рабочие (см. *Меры*). Обычно М. э. в. применяют в мостовых или компенсац. измерит. установках, позволяющих осуществлять измерения с более высокой точностью, чем непосредственно приборами прямого преобразования (см. *Компенсационный метод измерений*). Изготовляют М. э. в. разл. *классов точности*. Резисторы — семи классов точности (ГОСТ 23737—79): 0,0005; 0,001; 0,002; 0,005; 0,01; 0,02 и 0,05 (числа указывают пределы допустимых отклонений сопротивления от номин. значения в %); конденсаторы (магазины ёмкости) — пяти классов (ГОСТ 6746—75): 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; 1; катушки индуктивности — семи классов (ГОСТ 21175—75): 0,01; 0,02; 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; 1; нормальные элементы (ГОСТ 1954—75) — с пределами годовой нестабильности от 0,001 до 0,02%.

М. э. в. позволяют воспроизводить электрич. величины в диапазонах 10^{-5}—10^{9} Ом, 10^{-8}—10 Гн, 10^{-3}—10^{8} пФ.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977. *К. П. Широков.*

МЁССБА́УЭРА ЭФФЕ́КТ (ядерный γ-резонанс), испускание или поглощение γ-квантов ат. ядрами, связанными в тв. теле, не сопровождающееся изменением внутр. энергии тела, т. е. испусканием или поглощением *фононов*. Открыт нем. физиком Р. Мёссбауэром (R. Mössbauer) в 1958. Таким переходам ядер соответствуют очень узкие линии испускания и поглощения γ-лучей, обладающие естеств. шириной $\Gamma=\hbar/\tau$ (τ — ср. время жизни возбуждённого состояния ядра, участвующего в γ-переходе; см. *Ширина спектральных линий*) и энергией $\mathcal{E}_0$, равной энергии перехода.

При испускании или поглощении ядром γ-кванта система, содержащая это ядро, приобретает импульс $p=\mathcal{E}_0/c$, где $\mathcal{E}_0$ — энергия γ-кванта, соответствующего данному квант. переходу. Этому импульсу отвечает энергия $\Delta\mathcal{E}=p^2/2M$, где M — масса системы. В результате отдачи линии испускания и поглощения свободного и неподвижного ядер смещены в разные стороны от $\mathcal{E}_0$ на величину $2\Delta\mathcal{E}=\mathcal{E}_0^2/Mc^2$ и уширены (см. *Резонансное поглощение*). В тв. теле благодаря вз-ствию атомов энергия отдачи превращается в энергию колебаний крист. решётки; т. е. отдача приводит к рождению добавочных фононов. Если энергия отдачи (на одно ядро) меньше ср. энергии фонона, характерной для данного кристалла, то не каждый акт поглощения γ-кванта будет сопровождаться рождением фонона. В таких «бесфононных» случаях внутр. энергия кристалла не изменяется. Кинетич. же энергия, к-рую приобретает кристалл в целом, воспринимая импульс отдачи, пренебрежимо мала (массу кристалла можно рассматривать бесконечно большой по сравнению с массой отд. атома).

Вероятность такого процесса достигает неск. % и десятков % при $\mathcal{E}_0\leqslant150$ кэВ. При увеличении энергии вероятность возбуждения фононов при отдаче ядра растёт и вероятность М. э. быстро убывает. Вероятность М. э. возрастает при понижении темп-ры T (уменьшается вероятность возбуждения фононов при отдаче). Обычно для наблюдения М. э. необходимо охлаждать источник и поглотитель γ-квантов до темп-ры жидкого азота или жидкого гелия, однако для γ-переходов очень низких энергий (напр., $\mathcal{E}_0$—14,4 кэВ для γ-перехода ядра ^{57}Fe или 23,9 кэВ для γ-перехода ядра ^{119}Sn) М. э. можно наблюдать до $T\sim1000$°С. Вероятность М. э. тем больше, чем больше характерная для данного кристалла ср. энергия фононов (чем больше *Дебая температура* кристалла).

Исключительно малая ширина резонансных линий (10^{-10} эВ) позволяет использовать М. э. для измерения малых сдвигов энергии γ-квантов, вызванных теми или иными воздействиями на излучающее или поглощающее ядро или γ-квант. Напр., если сдвиг обусловлен ядерным *Зеемана эффектом*, измерение зеемановских расщеплений позволяет определить внутр. магн. поля, действующие на ядра (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*).

Измерение вероятности М. э. и её зависимости от темп-ры позволяет получить сведения об особенностях вз-ствия атомов в тв. телах и о колебаниях атомов в крист. решётке. Измерения, в к-рых используется М. э., отличаются высокой избирательностью, т. к. в каждом эксперименте резонансное поглощение наблюдается только для ядер одного сорта. Это позволяет эффективно применять М. э. в тех случаях, когда атомы, на ядрах к-рых наблюдается М. э., входят в состав тв. тел в виде примесей. М. э. используется для исследования электронных состояний примесных атомов в *металлах* и *полупроводниках* и для изучения особенностей колебаний примесных атомов в кристаллах. М. э. применяется в биологии (напр., исследование электронной структуры гемоглобина), в геологии (разведка и экспресс-анализ руд), для целей хим. анализа, для измерения скоростей и вибраций. М. э. наблюдается для 73 изотопов 41-го элемента; самым лёгким среди них явл. ^{40}K, самым тяжёлым — ^{243}Am.

● Эффект Мессбауэра. Сб. статей, под ред. Ю. Кагана, М., 1962; Мессбауэр Р., Эффект РК и его значение для точных измерений, в кн.: Наука и человечество, М., 1962; Фрауэнфельдер Г., Эффект Мессбауэра, пер. с англ., М., 1964; Шпинель В. С., Резонанс гамма-лучей в кристаллах, М., 1969; Химические применения мессбауэровской спектроскопии, пер. с англ., М., 1970. *Н. Н. Делягин.*

МЁССБА́УЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКО́ПИЯ, метод изучения вз-ствия ядра с электрич. и магн. полями, создаваемыми его окружением, основанный на использовании *Мёссбауэра эффекта*. Эти вз-ствия вызывают сдвиги и расщепления уровней энергии ядра, что проявляется в сдвигах и расщеплениях мёссбауэровских линий. Энергия таких вз-ствий $\leqslant10^{-4}$ эВ, однако сверхтонкая структура мёссбауэровской линии легко наблюдаема благодаря малой естеств. ширине линии. Для этого используется *Доплера эффект*. Источнику γ-излучения сообщается скорость v (относительно поглотителя), при этом энергия γ-кванта меняется на величину $\Delta\mathcal{E}=\mathcal{E}_0v/c$ ($\mathcal{E}_0$ — энергия γ-перехода). Скорости v в интервале 0,1—1,0 см/с приводят к смещению линии на величину порядка её естеств. ширины. Мёссбауэровские спектро-

метры (рис. 1) измеряют зависимость резонансного поглощения γ-квантов от скорости источника v. Максимум поглощения наблюдается, когда сдвиг мёссбауэровской линии, вызванный этим вз-ствием, компенсируется доплеровским сдвигом.

Важнейшими типами вз-ствий ат. ядра с внеядерными полями явл.

Рис. 1. Схема мёссбауэровского спектрометра.

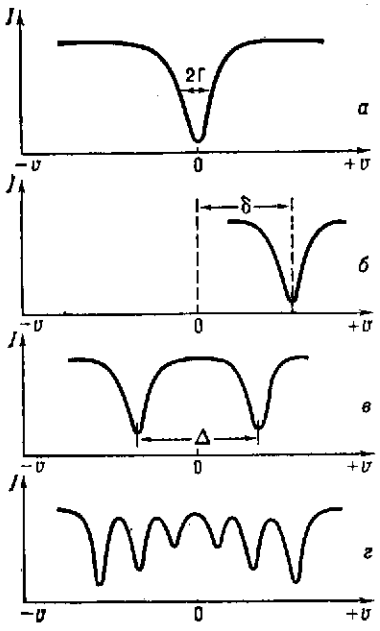


Рис. 2. Сдвиг δ и расщепление мёссбауэровской линии.

электрич. монопольное, электрич. квадрупольное и магн. дипольное вз-ствия. Электрич. монопольное вз-ствие (вз-ствие ядра с электростатич. полем, создаваемым в области ядра окружающими его эл-нами) приводит к изомерному хим. сдвигу γ-линии (рис. 2, *а*, *б*), к-рый наблюдается, если источник и поглотитель химически не тождественны. Изомерный сдвиг (δ) пропорц. электронной плотности вблизи ядра, и его величина — важная хар-ка хим. связи атомов в тв. телах. По величине δ можно судить о степени «ионности» и «ковалентности» хим. связи, об электроотрицательности атомов, входящих в состав молекул и т. д. Исследование хим. сдвигов позволяет также получать сведения о распределении заряда в ядрах.

Электрическое квадрупольное вз-ствие — вз-ствие электрич. квадрупольного момента ядра Q с неоднородным электрич. полем — приводит к расщеплению яд. уровней, в результате чего в спектрах поглощения наблюдаются две (или больше) линии. Напр., для ядер ^{57}Fe, ^{119}Sn и ^{125}Te в спектрах поглощения присутствует квадрупольный дублет (рис. 2, *в*). Разность энергии между компонентами дублета (Δ) пропорц. произведению Q на градиент электрич. поля в области ядра. Т. к. последний характеризует симметрию зарядов, окружающих ядро, то исследование квадрупольного вз-ствия позволяет получить информацию об электронных конфигурациях атомов и ионов, об особенностях структуры тв. тел, а также о квадрупольных моментах ядер.

Магн. дипольное вз-ствие обычно наблюдается в магнитно-упорядоченных в-вах (ферро-, антиферро-, ферримагнитных), в к-рых на ядра действуют сильные магн. поля (напряжённостью ~10^6 Э). Энергия магн. дипольного вз-ствия пропорц. произведению магн. поля H на магн. момент ядра и зависит от их взаимной ориентации. Магн. дипольное вз-ствие приводит к расщеплению осн. и возбуждённого состояний ядер, в результате чего в спектре поглощения появляется неск. линий, число к-рых соответствует числу возможных γ-переходов между магн. подуровнями (см. *Зеемана эффект*) этих состояний. Напр., для ядра ^{57}Fe число таких переходов равно 6 (рис. 2, *г*). По расстоянию между компонентами магн. сверхтонкой структуры можно определить напряжённость магн. поля, действующего на ядро в тв. теле. Величины этих полей очень чувствительны к особенностям электронной структуры тв. тела, к составу магн. материалов, поэтому исследование магн. сверхтонкой структуры используется для изучения св-в кристаллов. Зависимость сверхтонкой структуры мёссбауэровского спектра от вида электронных волновых ф-ций позволяет использовать данные М. с. для изучения распределения зарядовой и спиновой плотности в тв. телах, для хим. анализа и т. п. Чувствительность формы мёссбауэровского спектра к динамич. эффектам используется в М. с. для изучения диффузии атомов, спиновой релаксации, динамич. явлений при *фазовых переходах* и т. д.

Регистрация вторичных ч-ц (рентгеновских квантов, эл-нов *конверсии внутренней*), сопровождающих распад возбуждённого состояния ядра после резонансного поглощения γ-кванта, позволяет изучать поверхности тв. тел. Напр., при регистрации конверсионных эл-нов возможно исследование поверхностных слоёв толщиной ~1000 Å.

● См. лит. при ст. *Мёссбауэра эффект*.

Н. Н. Делягин.

МЕТАЛЛИ́ДЫ, то же, что *металлические соединения*.

МЕТАЛЛИ́ЧЕСКАЯ СВЯЗЬ, тип хим. связи атомов в в-вах, обладающих металлич. св-вами. М. с. обусловлена большой концентрацией в таких кристаллах эл-нов проводимости. Отрицательно заряженный «электронный газ» удерживает положительно заряженные ионы на определённых расстояниях друг от друга (см. *Металлы*, *Кристаллохимия*).

МЕТАЛЛИ́ЧЕСКИЕ СОЕДИНЕ́НИЯ (металлиды), твёрдые фазы сплавов металлов друг с другом (интерметаллич. соединения) или с некрыми неметаллами (напр., с H, B, N, C, Si), обладающие металлическими св-вами. В отличие от твёрдых растворов М. с. относятся к т. н. промежуточным фазам, т. е. имеют крист. решётку, отличную от решёток, образующих фазу компонентов. На *диаграммах состояния* М. с. характеризуются б. или м. узкой областью гомогенности (т. е. их состав может отличаться от определённого стехиометрического), и от др. фаз диаграммы отделены двухфазными областями.

По своей природе М. с. делят на ряд классов: э л е к т р о н н ы е с о е д и н е н и я, структура к-рых определяется электронной концентрацией; т. н. ф а з ы в н е д р е н и я, построенные на базе тв. растворов внедрения в решётку металла малых атомов неметаллов (напр., H, N); нек-рые интерметаллич. соединения (и н т е р м е т а л л и д ы), имеющие сложные решётки (σ-фазы, ф а з ы Л а в е с а). Многие интерметаллиды не обладают металлич. св-вами и поэтому не явл. М. с. К М. с. можно отнести и упорядоченные тв. растворы, образующиеся в результате *фазового перехода* 1-го рода.

А. Л. Ройтбурд.

МЕТАЛЛИ́ЧЕСКИЕ СТЁКЛА (стекловидные металлы, метглассы), металлич. сплавы в *стеклообразном состоянии*, образующиеся при сверхбыстром охлаждении металлич. расплава (скорость охлаждения $\leqslant 10^6$ К/с). Быстрый теплоотвод достигается, если, по крайней мере, один из размеров изготовляемого образца достаточно мал (фольга, лента, проволока). Расплющиванием капли расплава между охлаждаемыми наковальнями получают фольгу диаметром 15—25 мм и толщиной 40—70 мкм, а охлаждением на вращающемся барабане (диске) или прокаткой струи между двумя валками — ленту шириной 3—6 мм и толщиной 40—100 мкм. Выдавливанием расплава в охлаждённую жидкость могут быть изготовлены М. с. в виде проволоки.

Состав М. с.: ~ 80% переходных (Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Zr, Pr и др.) или благородных металлов и ок. 20% поливалентных неметаллов (B, C, N, Si, P, Ge и др.), играющих роль стеклообразующих элементов. Примеры — бинарные сплавы ($Au_{81}Si_{19}$, $Pd_{81}Si_{19}$ и $Fe_{80}B_{20}$) и псевдобинарные сплавы, состоящие из 3—5 и более компонентов. М. с.— метастабильные системы, к-рые кристаллизуются при

нагревании до темп-ры, равной ок. $^1/_2$ темп-ры плавления.

Изучение М. с. позволяет исследовать природу металлич., магн. и др. св-в тв. тел. Высокая *прочность* (приближается к теор. пределу для кристаллов) в сочетании с большой *пластичностью* и высокой коррозионной стойкостью делает М. с. перспективными упрочняющими элементами для материалов и изделий. Нек-рые М. с. (напр., $Fe_{80}B_{20}$) — *ферромагнетики* с очень низкой *коэрцитивной силой* и высокой *магнитной проницаемостью*, что обусловливает их применение в качестве *магнитно-мягких материалов*. Другой важный класс аморфных магн. материалов — сплавы редких земель с переходными металлами. Перспективно использование электрич. и акустич. св-в М. с. (высокое и слабо зависящее от темп-ры электрич. сопротивление, слабое поглощение звука).

● Вонсовский С. В., Туров Е. А., Металлические стекла и аморфный магнетизм, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1978, т. 42, № 8, с. 1570; Петраковский Г. А., Аморфные магнетики, «УФН», 1981, т. 134, в. 2, с. 305. См. также лит. при ст. *Магнитно-мягкие материалы*.

Е. А. Туров.

МЕТАЛЛООПТИКА, раздел физики, в к-ром изучается вз-ствие *металлов* с эл.-магн. волнами оптич. диапазона (электродинамич. св-ва металлов). Для металлов характерны: большие коэфф. отражения волн R в широком диапазоне длин волн λ, что связано с высокой концентрацией в металле эл-нов проводимости. Взаимодействуя с эл.-магн. волной, падающей на поверхность металла, эл-ны проводимости создают переменные токи, в результате чего большая часть энергии, приобретённой ими от эл.-магн. поля, излучается в виде вторичных волн, к-рые, складываясь, создают отражённую волну. Часть энергии, поглощённая эл-нами, передаётся ионам решётки благодаря вз-ствию их с эл-нами. Токи проводимости экранируют внешнее эл.-магн. поле и приводят к затуханию волны внутри металла (см. *Скин-эффект*).

Эл-ны проводимости могут поглощать сколь угодно малые кванты $\hbar\omega$ эл.-магн. энергии (ω — частота излучения). Поэтому они вносят вклад в оптич. св-ва металла, к-рый особенно велик в радиочастотной и ИК областях спектра.

Оптич. св-ва металла связаны с его комплексной *диэлектрической проницаемостью* $\varepsilon(\omega)=\varepsilon'(\omega)-i\frac{4\pi}{\omega}\sigma(\omega)$ (ε' — диэлектрич. проницаемость за вычетом вклада эл-нов проводимости, σ — электропроводность металла) или показателем преломления $n=n'-i\varkappa=\sqrt{\varepsilon}$ ($\varkappa$ — показатель поглощения). Комплексность n отражает экспоненциальное затухание волны внутри металла. В ИК и оптич. области частот в первом приближении $\varepsilon(\omega)=\varepsilon(\omega)-(\omega_п/\omega)^2$, где $\omega_п$ — плазменная частота эл-нов. При частотах

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ

	$\lambda=0,50$ мкм			$\lambda=5,0$ мкм		
	n	$\varkappa$	R, %	n	$\varkappa$	R, %
Na*	0,05	2,61	99,8	—	—	—
Cu	1,06	2,70	63,2	3,1	32,8	98,9
Ag	0,11	2,94	95,5	2,4	34,0	99,2
Au	0,50	2,04	68,8	3,3	35,2	98,95
Zn	—	—	—	3,8	26,2	97,9
Al	0,50	4,59	91,4	6,7	37,6	98,2
In	—	—	—	9,8	32,2	96,6
Sn	0,78	3,58	80,5	8,5	28,5	96,2
Pb	1,70	3,30	62,6	9,0	24,8	95,0
Ti	2,10	2,82	52,5	3,4	9,4	87,4
Nb	2,13	3,07	56,0	8,0	27,7	96,2
V	2,65	3,33	56,6	6,6	17,5	92,7
Mo	3,15	3,73	59,5	4,25	23,9	97,2
W	3,33	2,96	51,6	3,48	21,2	97,0
Fe	1,46	3,17	63,7	4,2	12,5	90,8
Co	1,56	3,43	65,9	4,3	14,6	92,9
Ni	1,54	3,10	61,6	4,95	18,5	94,8
Pt	1,76	3,59	65,7	7,7	20,2	93,7

* Соответствует $\lambda=0,5893$ мкм.

$\omega\geqslant\omega_п$ в металле возбуждаются плазменные колебания эл-нов. Они приводят к появлению области прозрачности при $\omega\approx\omega_п$.

В УФ диапазоне R падает, и металлы по своим оптич. св-вам приближаются к диэлектрикам; при ещё больших частотах (рентг. область) оптич. св-ва определяются эл-нами внутр. оболочек атомов, и металлы не отличаются от диэлектриков. Как и в диэлектриках, в металлах наблюдаются полосы поглощения, связанные с резонансным возбуждением переходов между разными энергетич. зонами эл-нов. Эти резонансы приводят к особенностям в $\varepsilon'(\omega)$. Благодаря сильному вз-ствию эл-нов полосы поглощения в металле значительно шире, чем в диэлектрике. Обычно у металлов наблюдается неск. полос, расположенных гл. обр. в видимой и ближней УФ, реже в ИК областях спектра.

Волны, отражённые от поверхности металла, поляризованные в плоскости падения и перпендикулярно к ней, имеют разность фаз. Поэтому плоско поляризованный свет после отражения становится эллиптически поляризованным. В отличие от диэлектриков для волн, поляризованных в плоскости падения, всегда $R\neq0$.

● Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1970; Гинзбург В. Л., Мотулевич Г. П., Оптические свойства металлов, «УФН», 1955, т. 55, в. 4, с. 469.

МЕТАЛЛОФИЗИКА, в широком смысле раздел физики, изучающий строение и св-ва *металлов*. М.— составная часть физики *твёрдого тела*. Строение реальных металлов характеризуется наличием трёх структур разл. масштаба: атомно-кристаллической, дефектной (см. *Дефекты*) и гетерофазной (сплавы, тв. растворы). С этим связано существование трёх направлений М.: микроскопич. теория металлов, исследование дефектов и их влияния на механич., электрич. и др. св-ва металлов (см. *Пластичность*), изучение фаз и гетерофазных металлич. материалов (часто именно этот раздел называют М.). Все три направления с разл. сторон решают общую проблему — установление связей физ. св-в металла с его строением и зависимости внутр. строения металлов от внеш. условий.

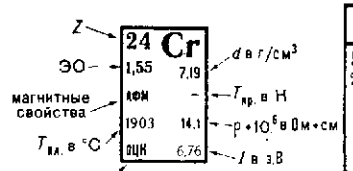
● См. лит. при ст. *Металлы*.

МЕТАЛЛЫ (от греч. métallon, первоначально — шахта, руда, копи), простые в-ва, обладающие в обычных условиях характерными св-вами: высокими электропроводностью и теплопроводностью, отрицательным температурным коэфф. электропроводности, способностью хорошо отражать эл.-магн. волны (блеск и непрозрачность), пластичностью. М. в тв. состоянии имеют крист. строение. В парообразном состоянии М. одноатомны. Перечисленные св-ва М. обусловлены их электронным строением. В твёрдых и жидких М. не все эл-ны связаны со своими атомами: значит. часть эл-нов может перемещаться; энергия этих эл-нов (*электронов проводимости*) соответствует зоне проводимости М. (см. *Зонная теория*). М. можно представить в виде остова из положит. ионов, погружённого в «электронный газ». Последний компенсирует силы взаимного электростатич. отталкивания положит. ионов и тем самым связывает их в *твёрдое тело* (металлич. связь).

Из известных (1980) 106 хим. элементов 83—М. Если в периодич. системе элементов провести прямую от B до At (см. табл.), то М. будут расположены слева от неё. Совокупность перечисленных св-в присуща типичным М. (напр., Cu, Au, Ag, Fe) при обычных условиях (атм. давлении, комнатной темп-ре). При очень высоких давлениях ($\sim10^5$—10^6 атм или 10^{10}—10^{11} Па) св-ва М. могут значительно измениться, а неметаллы приобрести металлич. св-ва. Металлич. блеск присущ только компактным металлич. образцам и металлич. плёнкам, мелкодисперсные порошки М. часто имеют чёрный или серый цвет. Многие элементы по одним св-вам можно отнести к М., по другим — к неметаллам.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА
свойства металлов

Диагональ черных клеток (граница) отделяет металлы (слева) от неметаллов. На границе и вблизи нее расположены полуметаллы. Для каждого металла приведены: порядковый номер Z; тип кристаллической решетки (ОЦК – объемноцентрированная кубическая, ГЦК – гранецентрированная кубическая, ПГУ – плотная гексагональная упаковка, более сложные типы решеток обозначены «слож»; α, β, γ... полиморфные модификации); наличие ферромагнитных (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) свойств; значение при температуре 20°С удельного электросопротивления ρ (при наличии анизотропии $\rho_\parallel$ и $\rho_\perp$ – удельное электросопротивление вдоль главной кристаллографической оси и перпендикулярно ей); электроотрицательность ЭО; плотность d; первый потенциал ионизации I; значения температуры плавления $T_{пл}$ и температуры $T_{кр}$ перехода металла в сверхпроводящее состояние. Черными штриховыми линиями отмечены „острова" сверхпроводимости.



Периоды	Ia	IIa	IIIб	IVб	Vб	VIб	VIIб	·	VIIIб		Iб	IIб	IIIa	IVa	Va	VIa	VIIa	VIIIa
1																	1 H 2,1	2 He
2	3 Li 0,97 0,53 – – 179 8,55 α ОЦК β ПГУ 5,39	4 Be 1,47 1,85 – – 1285 $\rho_\parallel$=3,58 $\rho_\perp$=3,12 ПГУ 9,32											5 B 2,01	6 C 2,50	7 N 3,07	8 O 3,50	9 F 4,10	10 Ne
3	11 Na 1,01 0,97 – – 97,8 4,28 ОЦК 5,138	12 Mg 1,23 1,74 – – 651 $\rho_\parallel$3,48 $\rho_\perp$4,18 ПГУ 7,64											13 Al 1,47 2,70 – 1,19 660 2,5 ГЦК 5,98	14 Si 1,74	15 P 2,06	16 S 2,44	17 Cl 2,83	18 Ar
4	19 K 0,91 0,86 – – 63,6 6,1 ОЦК 4,34	20 Ca 1,04 1,54 – – 851 4,0 α ГЦК γ ОЦК 6,11	21 Sc 1,20 3,0 – – 1539 66,3 ПГУ 6,7	22 Ti 1,32 4,51 – 0,39 1668 42 α ПГУ β ОЦК 6,83	23 V 1,45 6,1 – 5,414 1900 18,2 ОЦК 6,71	24 Cr 1,55 7,19 АФМ – 1903 14,1 ОЦК 6,76	25 Mn 1,60 7,43 АФМ – 1244 2,78 α ОЦК β ОЦК γ ГЦК δ ОЦК 7,43	26 Fe 1,64 7,87 ФМ – 1539 8,6 α ОЦК β ГЦК δ ОЦК 7,87	27 Co 1,70 8,8 ФМ – 1493 5,57 α ПГУ β ГЦК 7,86	28 Ni 1,75 8,9 ФМ – 1453 6,14 ГЦК 7,6	29 Cu 1,75 8,96 – – 1083 1,55 ГЦК 7,72	30 Zn 1,66 7,13 – 0,875 419,5 $\rho_\parallel$=5,58 $\rho_\perp$=5,38 ПГУ 9,39	31 Ga 1,82 5,91 – 1,09 29,8 ρ_1=50,5 ρ_2=16,1 ρ_3=7,5 слож. 6,0	32 Ge 2,02 5,32 – – 959 ~6·10⁻⁵ слож. 8,13	33 As 2,20	34 Se 2,48	35 Br 2,74	36 Kr –
5	37 Rb 0,89 1,53 – – 38,9 11,29 ОЦК 4,176	38 Sr 0,99 2,63 – – 777 30,3 ГЦК 5,69	39 Y 2,21 4,47 – – 1525 64,9 слож. 6,38	40 Zr 1,22 6,45 – 0,546 1852 81 α ПГУ β ОЦК 6,84	41 Nb 1,23 8,57 – 9,46 2500 15,24 ОЦК 6,88	42 Mo 1,30 10,2 – 0,95 2620 5,03 ОЦК 7,10	43 Tc 1,36 11,5 – 7,75 2140 69 ПГУ 7,28	44 Ru 1,42 12,2 – 0,49 2500 7,16 ПГУ 7,36	45 Rh 1,45 12,4 – – 1960 4,35 ГЦК 7,46	46 Pd 1,35 12,0 – – 1552 9,77 ГЦК 8,33	47 Ag 1,42 10,5 – – 960,8 1,49 ГЦК 7,58	48 Cd 1,46 8,65 – 0,56 321 $\rho_\parallel$=6,36 $\rho_\perp$=6,87 ПГУ 8,99	49 In 1,49 7,31 – 3,4 156,4 8,19 слож. 5,78	50 Sn 1,72 α 7,30 β 5,85 – – 231,9 β 3,722 α $\rho_\parallel$=11,0 $\rho_\perp$=9,27 β слож. 7,34	51 Sb 1,82 6,69 – – 630,5 $\rho_\parallel$=31,8 $\rho_\perp$=38,6 слож. 8,64	52 Te 2,01	53 I 2,21	54 Xe
6	55 Cs 0,86 1,9 – – 28,5 18,1 ОЦК 3,89	56 Ba 0,97 3,76 – – 710 0,6 при 0°С ОЦК 5,19	57 La 1,08 6,16 – α~5 3,0,0 920 56,8 α слож. β ГЦК 5,61	72 Hf 1,23 13,09 – – 2222 30,0 α ПГУ β ОЦК 7,3	73 Ta 1,33 16,6 – 4,482 2996 13,2 ОЦК 7,7	74 W 1,40 19,3 – 0,012 3410 489 ОЦК 7,98	75 Re 1,46 21,02 – 1,7 3180 18,9 ПГУ 7,87	76 Os 1,52 22,5 – 0,66 3000 9,5 ПГУ 8,7	77 Ir 1,55 22,4 – 0,14 2410 4,93 ГЦК 9,0	78 Pt 1,44 21,45 – – 1769 9,81 ГЦК 9,0	79 Au 1,42 19,32 – – 1063 2,06 ГЦК 9,22	80 Hg 1,44 13,52 – 4,153 –38,9 94,1 слож. 10,43	81 Tl 1,44 6,25 – 2,39 449,5 16,2 α ПГУ β ОЦК 9,01	82 Pb 1,55 11,34 – 7,18 327,4 19,2 ГЦК 7,37	83 Bi 1,67 9,80 – – 271,3 $\rho_\parallel$=130 $\rho_\perp$=102 слож. 7,29	84 Po 1,76 – α 9,196 – β 9,398 – 254 42 α кубич. β слож. 8,43	85 At 1,90	86 Rn
7	87 Fr 0,86 (2,48) – – (8,0) – ОЦК (3,98)	88 Ra 0,97 1,50 – – 960 – ОЦК 5,28	89 Ac 1,00 10,062 – – 1050 – ГЦК	104 Ku	105													

ЛАНТАНОИДЫ	58 Ce 1,08 6,67 АФМ – 795 α ГЦК 75,3 β ПГУ γ ГЦК δ ОЦК 6,54	59 Pr 1,07 6,77 АФМ – 935 68,0 α ПГУ β ОЦК (5,76)	60 Nd 1,07 7,01 АФМ – 1024 64,3 α слож. β ОЦК (6,31)	61 Pm 1,07 7,26 – – 1080 – слож. (5,9)	62 Sm 1,07 7,54 АФМ – 1072 88 α слож. β ОЦК 6,6	63 Eu 1,01 5,26 АФМ – 826 61,3 ОЦК 5,67	64 Gd 2,11 7,89 ФМ – 1312 140,5 α гексаг. β слож. 6,16	65 Tb 1,10 8,27 АФМ ФМ 1356 116 ОЦК 6,74	66 Dy 1,10 8,57 АФМ ФМ 14,07 56 ПГ (6,82)	67 Ho 1,10 8,80 АФМ ФМ 1461 87 ПГУ (6,9)	68 Er 1,11 9,05 АФМ ФМ 1497 107 ПГУ (6,7)	69 Tm 1,11 9,33 АФМ ФМ 1497 79 ПГУ (6,6)	70 Yb 1,06 6,98 – – 824 27 α ГЦК β ОЦК 6,22	71 Lu 1,14 9,84 – – 1652 79 ПГУ 6,15	
АНТИНОИДЫ	90 Th 1,11 11,72 – 1,4 1750 13–18 α ГЦК β ОЦК 6,95	91 Pa 1,14 15,37 – 2 1560 – слож. ОЦК –	92 U 1,22 α 19,07 – β 18,1 γ 17,91 α слож. 18 β слож. 30 γ ОЦК (-)	93 Np 1,22 α 20,45 β 19,36 γ 18,00 640 – α слож. – β слож. – γ ОЦК –	94 Pu *	95 Am (1,2) 13,7 – – 1173 – α дв. ПГУ β ГЦК γ – –	96 Cm (1,2) 19,2 – – 1340 – дв. ПГУ –	97 Bk (1,2) – – – – дв. ПГУ ГЦК –	98 Cf (1,2)	99 Es (1,2)	100 Fm (1,2)	101 Md (1,2)	102 No (1,2)	103 Lr (1,2)	

94	* Pu
1,22	α 19,86 (21°С)
–	β 17,70 (190°С)
640	γ 17,14 (235°С)
α слож.	δ 15,92 (320°С)
β слож.	η 16,00 (365°С)
γ слож.	ε 16,51 (490°С)
δ ГЦК	α 146,45 0°С
η слож.	144,4 187°С
ε ОЦК	–

Особенно много таких «нарушений» имеется вблизи границы, обозначенной в таблице. Напр., Ge — М. по внеш. виду и хим. св-вам, а по величине и хар-ру электропроводности — *полупроводник*; существуют также *полуметаллы*. Металлич. *сплавы* по св-вам имеют много общего с М., поэтому их нередко относят к М.

Большинство М. кристаллизуется в кубических объёмно-центрированной (ОЦК) и гранецентрированной (ГЦК) решётках и гексагональной (ГПУ) решётке. Это соответствует наиб. плотной упаковке атомов. Лишь небольшое число М. имеет более сложные типы крист. решёток. Многие М. в зависимости от темп-ры и давления могут существовать в виде неск. крист. модификаций (см. *Полиморфизм*).

Электрические свойства. Уд. электропроводность М. при комнатной темпре $\sim 10^{-8}$—10^{-6} $Ом^{-1}\cdot м^{-1}$. Характерное св-во М. как проводников — линейная зависимость между плотностью тока и напряжённостью приложенного электрич. поля (закон Ома). Носителями тока в М. явл. эл-ны проводимости, обладающие высокой подвижностью. Согласно квантовомеханич. представлениям, в *идеальном кристалле* эл-ны проводимости (при отсутствии тепловых колебаний крист. решётки) не встречают сопротивления на своём пути. Существование у реальных М. электрич. сопротивления — результат нарушения периодичности крист. решётки. Эти нарушения (дефекты) связаны как с тепловым движением атомов, так и с наличием примесных атомов, *вакансий*, *дислокаций* и др. статич. *дефектов* в кристаллах. На колебаниях и дефектах происходит рассеяние эл-нов. Мерой рассеяния служит длина свободного пробега l — ср. расстояние между двумя последовательными столкновениями эл-нов с дефектами. Величина уд. электропроводности σ связана с l соотношением:

$$\sigma = ne^2 l / p_F, \qquad (1)$$

где n — концентрация эл-нов проводимости ($\sim 10^{22}$ — 10^{23} $см^{-3}$), e — заряд эл-на, $p_F = 2\pi\hbar\,(3n/8\pi)^{1/3}$ — граничный фермиевский импульс (см. *Ферми поверхность*). Зависимость σ или уд. электросопротивления $\rho = \sigma^{-1}$ от темп-ры T связана с зависимостью l от T. При комнатных темп-рах $l \sim 10^{-6}$ см. При темп-рах, значительно превышающих *Дебая температуру*, сопротивление ρ обусловлено гл. обр. тепловыми колебаниями атомов и возрастает с темп-рой линейно:

$$\rho = \rho_{ост}\,(1 + \alpha T). \qquad (2)$$

Постоянная α, наз. температурным коэфф. сопротивления, имеет при темпре $T = 0°C$ типичное значение: $\alpha = 4\cdot 10^{-3}$ $К^{-1}$. При более низких темп-рах, когда влиянием тепловых колебаний на рассеяние эл-нов можно пренебречь, сопротивление практически перестаёт зависеть от темп-ры. Это предельное значение сопротивления наз. остаточным. Величина $\rho_{ост}$ характеризует концентрацию дефектов в решётке М. Удаётся получить столь чистые (с в е р х ч и с т ы е) и свободные от дефектов М., что у них $\rho_{ост}$ в 10^4—10^5 раз меньше уд. сопротивления при комнатной темп-ре. В сверхчистых М. l достигает 10^{-2} см. При низких темп-рах ($T \ll \theta_D$, θ_D — дебаевская темп-ра) ρ определяется ф-лой:

$$\rho = \rho_{ост} + AT^2 + BT^5, \qquad (3)$$

где A и B — величины, не зависящие от T. Член BT^5 связан с рассеянием эл-нов на тепловых колебаниях атомов, а член AT^2 — со столкновениями эл-нов друг с другом. Ф-ла (3) явл. приближённой.

У нек-рых М. и металлидов при определ. темп-ре, наз. критической, наблюдается полное исчезновение сопротивления — переход в сверхпроводящее состояние (см. *Сверхпроводимость*). Критич. темп-ры чистых М. лежат в интервале от неск. сотых долей К до 9 К, у металлидов — выше, напр. у Nb_3Ge критич. темп-ра 23,2 К.

Если металлич. образец, по к-рому течёт ток, поместить в пост. магн. поле, то в М. возникают явления, обусловленные искривлением траекторий эл-нов в магн. поле в промежутках между столкновениями (*гальваномагнитные явления*). Среди них важное место занимают *Холла эффект* и *магниторезистивный эффект*. В магн. полях $\sim 10^4$—10^5 Э и более при низких темп-рах у всех металлич. монокристаллов наблюдается осциллирующая зависимость электросопротивления от магн. поля (*Шубникова — де Хааза эффект*).

При нагревании М. до высоких темп-р (напр., тугоплавких М. до $\sim$2000—2500°С) наблюдается «испарение» эл-нов с поверхности М. (*термоэлектронная эмиссия*). Эмиссия эл-нов с поверхности М. происходит также под действием сильных электрич. полей $E \sim 10^7$ В/см в результате туннельного просачивания эл-нов через сниженный полем потенц. барьер (см. *Автоэлектронная эмиссия*). Наблюдаются также явления *фотоэлектронной эмиссии*, *вторичной электронной эмиссии* и *ионно-электронной эмиссии*. Перепад темп-ры вызывает в М. появление электрич. тока или *термоэдс* (см. *Термоэлектрические явления*).

Тепловые свойства. Теплоёмкость М. обусловлена как ионным остовом (решёточная теплоёмкость $C_р$), так и электронным газом (электронная теплоёмкость $C_э$). Хотя концентрация эл-нов проводимости в М. очень велика и не зависит от темп-ры, электронная теплоёмкость наблюдается у большинства М. только при низких темп-рах, порядка неск. К (т. к. электронный газ в М. вырожден, темп-ра вырождения $\sim 10^4$—10^5 К). Величину $C_э$ измеряют, пользуясь тем, что при уменьшении темп-ры $C_р$ убывает пропорц. T^3, а $C_э$ — пропорц. T. Для Cu (одного моля) $C_э = 0{,}9\cdot 10^{-4}\,RT$, для Pd $C_э = 1{,}6\cdot 10^{-3}\,RT$, где R — газовая постоянная. Эл-ны проводимости, обеспечивающие электропроводность, участвуют и в теплопроводности М. Между уд. электропроводностью и электронной частью теплопроводности существует простое соотношение, наз. *Видемана — Франца законом*.

Взаимодействие металлов с электромагнитными полями. Перем. электрич. ток при достаточно высокой частоте течёт по поверхности М., не проникая в его толщу (см. *Скин-эффект*). Эл.-магн. поле частоты ω проникает в М. лишь на глубину с к и н - с л о я толщиной δ. Напр., для Cu при $\omega = 10^8$ Гц $\delta = 6\cdot 10^{-4}$ см. В таком слое поглощается часть эл.-магн. энергии. Другая часть переизлучается эл-нами и отражается (см. *Металлооптика*). В чистых М. при низких темп-рах обычно $l > \delta$. При этом напряжённость поля существенно изменяется на длине свободного пробега, что проявляется в хар-ре отражения эл.-магн. волн от поверхности М. (а н о м а л ь н ы й с к и н - э ф ф е к т).

Сильное пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ существенно влияет на радиочастотные св-ва М. Если на М., помещённый в сильное пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$, падает эл.-магн. волна, частота к-рой кратна частоте прецессии эл-нов проводимости вокруг силовых линий поля $\boldsymbol{H}$, наблюдаются резонансные явления (см. *Циклотронный резонанс*). При определ. условиях в толще М., находящемся в пост. магн. поле, могут распространяться слабо затухающие эл.-магн. волны, т. е. скин-эффект исчезает. Электродинамич. св-ва М., помещённого в магн. поле, сходны со св-вами *плазмы* в магн. поле и явл. источником информации об эл-нах проводимости.

Для эл.-магн. волн оптич. диапазона М., как правило, практически непрозрачны. Тонкая структура линий характеристич. рентг. спектров, соответствующая квант. переходам эл-нов из зоны проводимости на более глубокие уровни, отражает распределение эл-нов проводимости по уровням энергии.

Магнитные свойства. Все *переходные металлы* с недостроенными f- и d-электронными оболочками явл. парамагнетиками. Нек-рые из них при определ. темп-рах переходят в магнитоупорядоченное состояние (см. *Ферромагнетизм*, *Антиферромагнетизм*, *Кюри точка*). Магн. упорядочение существенно влияет на все другие св-ва М., в частности на электрич. св-ва: в электрич. сопротивление вносит вклад рассеяние эл-нов на колебаниях упорядоченной системы магн. моментов эл-нов (см. *Спиновые волны*).

Гальваномагн. явления при этом также приобретают специфич. черты.

Магн. св-ва всех остальных М. определяют эл-ны проводимости, дающие вклад как в диамагнитную, так и в парамагнитную восприимчивости М., и ионы, к-рые, как правило, диамагнитны (см. *Диамагнетизм*). Магн. восприимчивость $\varkappa$ для большинства М. сравнительно мала ($\varkappa \sim 10^{-6}$) и слабо зависит от темп-ры. При низких темпрах и в сильных магн. полях у всех металлич. монокристаллов наблюдается сложная осциллирующая зависимость суммарного магн. момента от поля $\boldsymbol{H}$ (*Де Хааза — ван Альфена эффект*). Эффекты де Хааза — ван Альфена и Шубникова — де Хааза имеют общую природу.

Механические свойства. Многие М. и сплавы обладают комплексом механич. св-в, обеспечивающим их широкое применение в технике в кач-ве конструкц. материалов. Это в первую очередь сочетание высоких пластичности и вязкости со значительными прочностью, твёрдостью и упругостью, причём соотношение этих св-в может регулироваться в большом диапазоне с помощью механич. и термич. обработки М., а в сплавах — изменением (иногда незначительным) концентрации компонентов. Некоторые металлы (Zn, Sb, Bi) при комнатной температуре хрупки и становятся пластичными только при нагревании.

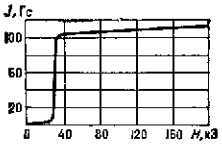
Исходной хар-кой механич. св-в М. явл. модуль упругости G, определяющий сопротивление крист. решётки упругому деформированию и непосредственно отражающий величину сил связи в кристалле. Сопротивление разрушению или пластич. деформации идеального кристалла велико ($\sim 10^{-1}\ G$). Но в реальных кристаллах эти хар-ки, как и все механич. св-ва, определяются наличием *дефектов*, в первую очередь *дислокаций*. Перемещение дислокаций по плотноупакованным плоскостям приводит к скольжению — осн. механизму пластич. деформации М. (см. *Пластичность*). Важнейшая особенность М.— малое сопротивление перемещению дислокации в бездефектном кристалле. Это сопротивление особенно мало в кристаллах с чисто металлич. связью, к-рые обычно имеют плотноупакованные структуры (ГЦК или ГПУ). Увеличение сопротивления пластич. деформации (по крайней мере, в этих кристаллах) связано со вз-ствием движущихся дислокаций с др. дефектами в кристаллах (с др. дислокациями, примесными атомами, внутр. поверхностями раздела). Вз-ствие дефектов определяется искажениями решётки вблизи них и пропорц. G. В результате большой плотности дислокаций и др. дефектов прочность М. возрастает.

В процессе деформации число дислокаций в крист. решётке увеличивается, соотв. растёт сопротивление пластич. деформации (деформационное упрочнение или наклёп). По мере роста плотности дислокаций при пластич. деформации растёт неравномерность их распределения, приводящая к концентрации напряжений в местах сгущения дислокаций и зарождению очагов разрушения — трещин. Концентрации напряжений имеются и без деформации в местах скопления примесей, ч-ц др. фаз и т. п. Но, вследствие пластичности М., деформация вблизи скоплений предотвращает разрушение. Однако если сопротивление движению дислокации растёт, то это приводит к хрупкому разрушению.

● Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, 3 изд., М.—Л., 1958; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Физические основы металловедения, М., 1955; Шульце Г., Металлофизика, пер. с нем., М., 1971; Уайэтт О. Г., Дью-Хьюз Д., Металлы, керамики, полимеры, пер. с англ., М., 1979; Бернштейн М. Л., Займовский В. А., Механические свойства металлов, М., 1979.

М. И. Каганов.

МЕТАМАГНЕТИК, вещество, обладающее в слабых магн. полях св-вами *антиферромагнетиков*, а в полях напряжённостью выше 5—10 кЭ — св-вами *ферромагнетиков*. Типичными М. явл. слоистые соединения типа $FeCl_2$, в к-рых слои ионов железа, обладающих *магнитным моментом*, отделены друг от друга двойным слоем немагн. ионов хлора. Слои магн. ионов представляют собой двухмерные ферромагнетики, внутри этих слоёв между ионами имеется сильное ферромагнитное обменное вз-ствие (см. *Ферромагнетизм*). Между собой соседние слои магн. ионов связаны антиферромагнитно (см. *Антиферромагнетизм*). В результате в системе магн. моментов устанавливается упорядоченное состояние в виде слоистой магн. структуры из чередующихся по направлению намагниченности ферромагн. слоёв. Нейтронографич. исследования (см. *Нейтронография*) подтвердили существование такой магн. структуры в



Кривая намагничивания метамагнетика $FeBr_2$ (J — намагниченность образца, H — напряжённость внеш. магн. поля). В поле $H \sim 40$ кЭ (при 4,2 К) в $FeBr_2$ происходит фазовый переход I рода в ферромагн. состояние.

$FeCl_2$, $FeBr_2$, $FeCO_3$ и др. М. Вследствие относительно слабой антиферромагн. связи между слоями и не очень большой *магнитной анизотропии* самих слоёв внеш. магн. поля напряжённостью выше 5—10 кЭ могут превратить слоистый М. в однородный намагниченный ферромагнетик, что отражается на кривой намагничивания М. (рис.). *Фазовый переход* I рода, при к-ром векторы намагниченности всех слоёв М. устанавливаются параллельно приложенному магн. полю, наз. метамагнитным.

Часто термин «М.» распространяют на все антиферромагнетики, в к-рых эфф. магн. поле анизотропии H_A (ответственное за ориентацию магн. моментов относительно кристаллографич. осей) больше (или равно) H_E — эфф. поля антиферромагн. обменного вз-ствия.

● Ландау Л. Д., Возможное объяснение зависимости восприимчивости от поля при низких температурах, Собр. трудов, т. 1, М., 1969; Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Антиферромагнетизм и ферриты, М., 1962 (Итоги науки. Физико-математические науки, т.4); Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971

А. С. Боровик-Романов

МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ (от греч. meta...— приставка, означающая здесь изменение, переход к ч.-л. другому, и лат. stabilis — устойчивый) в термодинамике, состояние неустойчивого равновесия физ. макроскопич. системы, в к-ром система может находиться длит. время, не переходя в более устойчивое (при данных условиях) состояние (фазу).

Существование М. с. связано с особенностями кинетики *фазовых переходов*. Фазовый переход начинается с возникновения зародышей новой фазы: пузырьков пара при переходе жидкости в пар, микрокристалликов при переходе жидкости в крист. состояние и т. п. Для образования зародышей требуются затраты энергии на создание поверхностей раздела фаз. Росту образовавшихся зародышей мешает значит. кривизна их поверхности (см. *Капиллярные явления*), приводящая при *кристаллизации* к повышенной растворимости зародышей тв. фазы, при конденсации жидкости — к испарению мельчайших капелек, при парообразовании — к повышенной упругости пара внутри маленьких пузырьков. Указанные факторы могут сделать энергетически невыгодными возникновение и рост зародышей новой фазы и задержать переход системы из М. с. в абсолютно устойчивое состояние при данных условиях. Фактором, способствующим сохранению М. с., может быть высокая вязкость в-ва, препятствующая, напр., установлению упорядоченного расположения молекул в аморфных тв. телах (кристаллизации стёкол).

М. с. часто встречается в природе и используется в науке и технике. С существованием М. с. связаны, напр., явления магн., электрич. и упругого *гистерезиса*, закалка стали, образование пересыщенных р-ров и т. п. В науч. исследованиях пар в перегретом состоянии использовался для регистрации треков заряж. ч-ц в *Вильсона камере*; в совр. *пузырьковых камерах* для тех же целей применяют находящиеся в М. с. жидкости.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976, § 21, 162 (Теоретическая физика, т. 5); Штрауф Е. А., Молекулярная физика,

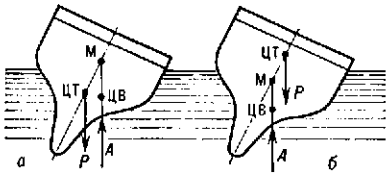
М.—Л., 1949; Самойлович А. Г., Термодинамика и статистическая физика, М., 1955; Рейф Ф., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1972 (Берклеевский курс физики, т. 5). *Г. Я. Мякишев.*

МЕТАСТАБИ́ЛЬНОЕ СОСТОЯ́НИЕ квантовых систем, возбуждённое энергетич. состояние ат. систем (атомов, молекул, ат. ядер), в к-ром они могут существовать длит. время (квазистабильны). Метастабильными явл. такие возбуждённые состояния, *квантовые переходы* из к-рых в состояния с меньшей энергией, сопровождающиеся излучением (испусканием фотонов), запрещены *отбора правилами* (точными или приближёнными) и, следовательно, либо совсем не могут происходить, либо маловероятны. Мера метастабильности состояния — его время жизни $\tau = 1/A$, где A — полная вероятность перехода из данного состояния во все состояния с меньшей энергией. В предельном случае строго запрещённых переходов $A=0$, $\tau=\infty$ и состояние стабильно. Обычно времена жизни для М. с. атомов и молекул составляют от долей секунды до неск. секунд.

Атомы и молекулы в М. с. играют важную роль в элем. процессах. В разреж. газах энергия возбуждения может длит. время сохраняться ч-цами в М. с. и затем передаваться др. ч-цам при столкновениях, что вызывает послесвечение. Процессы *люминесценции* сложных молекул связаны с наличием метастабильных молекул в триплетных возбуждённых состояниях, переходы из к-рых в основное синглетное состояние запрещены приближённым правилом отбора по спиновому квант. числу ($\Delta S=0$). О М. с. ядер см. *Изомерия атомных ядер.*

М. А. Ельяшевич.

МЕТАЦЕ́НТР, точка, от положения к-рой зависит устойчивость равновесия (остойчивость) плавающего тела. При равновесии на плавающее тело, кроме силы тяжести P, приложенной в центре тяжести (ЦТ) тела (рис.), действует ещё выталкивающая сила A, линия действия к-рой проходит через т. н. центр водоизмещения — ЦВ (центр тяжести массы жидкости в



Положение метацентра M при устойчивом (*а*) и неустойчивом (*б*) равновесии плавающего тела.

объёме погружённой части тела). В наиболее важном для практики случае, когда плавающее тело имеет продольную плоскость симметрии, точка пересечения этой плоскости с линией действия выталкивающей силы и наз. М. При наклонах тела положение М. меняется. Плавающее тело будет остойчивым, если самый низший из М. (иногда только его и наз. М.) будет лежать выше центра тяжести тела.

МЕТАЦЕНТРИ́ЧЕСКАЯ ВЫСОТА́, возвышение *метацентра* над центром тяжести плавающего тела. М. в. служит мерой остойчивости судна.

МЕТР (франц. mètre, от греч. métron — мера) (м, m), единица длины, основная в СИ. До 1960 междунар. *эталоном* М. была штриховая мера длины — брусок из платиноиридиевого сплава, хранящийся в Междунар. бюро мер и весов в Севре (близ Парижа). Согласно принятому в 1960 11-й Генеральной конференцией по мерам и весам определению, «Метр — длина, равная 1650763,73 длины волны в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ атома криптона-86». Гос. первичный эталон СССР для воспроизведения ед. длины — метра и передачи её размера др. мерам длины представляет собой комплекс аппаратуры, включающий *интерферометры* для точного измерения длин. Первичный эталон М. позволяет воспроизводить М. со ср. квадратическим отклонением, не превышающим $5\cdot10^{-9}$ м.

● ГОСТ 8.020-75. ГСИ. Государственный первичный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений длины.

МЕ́ТРИКА ПРОСТРА́НСТВА-ВРЕ́МЕНИ в теории относительности, задаёт расстояния (*интервалы*) между точками пространства-времени (событиями) и, т. о., полностью определяет геометрические свойства четырёхмерного пространства-времени. См. *Относительности теория, Тяготение.*

МЕТРИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА МЕР, совокупность единиц физ. величин, в основу к-рой положены 2 ед.: длины — *метр* и массы — *килограмм*. М. с. м. была разработана во Франции в 18 в. во время Великой франц. революции. По предложению комиссии из крупнейших франц. учёных метр был определён как десятимиллионная часть $^1/_4$ длины парижского геогр. меридиана, килограмм как масса 1 дм^3 дистиллированной воды при 4°С. Размеры, наименования и определения др. единиц М. с. м. (площади — кв. метр, объёма — кубич. метр и др.) были выбраны так, чтобы система не носила нац. хар-ра и могла быть принята всеми странами. Отличит. особенностью М. с. м. явился принцип десятичных соотношений при образовании *кратных единиц* и *дольных единиц*. Удачный выбор принципов, положенных в основу М. с. м., содействовал тому, что в 1875 17 стран, в т. ч. Россия, подписали Метрич. конвенцию для обеспечения междунар. единства и усовершенствования метрич. системы.

М. с. м. была допущена к применению в России законом от 4.6.1899, проект к-рого был разработан Д. И. Менделеевым, и введена в кач-ве обязательной декретом СНК РСФСР от 14.9.1918, а для СССР — постановлением СНК СССР от 21.7.1925. На основе М. с. м. возник целый ряд частных, охватывающих лишь отд. разделы физики или отрасли техники *систем единиц* и отд. *внесистемных единиц*. Развитие науки и техники, а также междунар. связей привело к созданию в сер. 20 в. на основе М. с. м. единой, охватывающей все области измерений системы единиц — *Международной системы единиц* (СИ), к-рая принята в кач-ве обязательной в СССР с 1982 (ГОСТ 8.417-81).

● Широков К. П., 50-летие метрической системы в СССР, «Измерительная техника», 1968, № 9; Бурдун Г. Д., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967.

К. П. Широков.

МЕТРИ́ЧЕСКИЙ ТЕ́НЗОР, совокупность величин, определяющих геом. свойства пространства (его метрику). В теории относительности М. т. определяет *метрику пространства-времени.*

МЕТРОЛОГИ́ЧЕСКАЯ СЛУ́ЖБА, обеспечивает единство измерений в стране (т. е. такое состояние измерений, при к-ром их результаты выражены в узаконенных ед. и погрешности измерений известны с заданной вероятностью), включая стандартизацию ед. физ. величин, их воспроизведение с помощью гос. эталонов, передачу размеров единиц всем применяемым в стране средствам измерений, гос. испытания новых образцов средств измерений, надзор за состоянием и применением уже находящихся в эксплуатации средств измерений, организацию гос. системы стандартных справочных данных (сбор и публикацию официальных данных о физ. константах и св-вах в-в и материалов), проведение метрологич. экспертизы стандартов, нормативно-техн. и проектной документации, надзор за соблюдением стандартов и кач-вом выпускаемой продукции и др. метрологич. мероприятия, а также участие в работах междунар. метрологич. организаций. Науч. сторону М. с. обеспечивают метрологич. институты, хранящие эталоны и ведущие науч. исследование по проблемам метрологии. В СССР М. с. подразделяется на государственную и ведомственную. Гос. М. с. возглавляет Гос. комитет СССР по стандартам (Госстандарт СССР).

● Метрологическая служба СССР, М., 1968; ГОСТ 1.25—76. Государственная система стандартизации. Метрологическое обеспечение. Основные положения.

К. П. Широков.

МЕТРОЛО́ГИЯ (от греч. métron — мера и lógos — слово, учение), наука об измерениях и методах достижения повсеместного их единства и требуемой точности. К осн. проблемам М. относятся: общая теория измерений, образование единиц физ. величин и их систем, методы и средства измерений, методы определения точ-

ности измерений (теория погрешностей измерений), основы обеспечения единства измерений и метрологич. исправности средств измерений (законодательная М.), создание эталонов и образцовых средств измерений, методы передачи размеров единиц от эталонов образцовым и далее рабочим средствам измерений.

Первоначально М. занималась описанием разл. рода мер (линейных, вместимости, веса, времени), а также монет, применявшихся в разных странах, и нахождением соотношений между ними (теперь это область историч. М.). Поворотным моментом в развитии М. стало заключение в 1875 Метрич. конвенции (17 государствами, в т. ч. Россией), учреждение Междунар. бюро мер и весов и создание эталонов метрич. мер. Совр. М. опирается на физ. эксперимент высокой точности, она использует достижения физики, химии и др. естеств. наук, но вместе с тем находит свои оптим. решения задач изучения св-в физ. объектов.

Общая теория измерений окончательно ещё не сложилась, в неё входят сведения и обобщения, полученные в результате анализа и изучения измерений и их элементов: физ. величин, их единиц, средств и методов измерений, получаемых результатов измерений.

В М., как и в физике, физ. величина трактуется как св-во физ. объектов (систем), общее в качеств. отношении для многих объектов, но в количеств. отношении индивидуальное для каждого объекта, т. е. как св-во, к-рое может быть для одного объекта в то или иное число раз больше или меньше, чем для другого (напр., масса, темп-ра, скорость движения).

Для получения объективной количеств. оценки величины выбирают единицу этой величины (для нек-рых величин — *шкалу физической величины*). Единица — это физ. величина (конкретная), числовое значение к-рой по условию принято равным единице. С развитием науки от случайного выбора единиц отд. величин перешли к построению систем единиц. В М. рассматриваются теор. аспекты связей между физ. величинами и принципы построения систем единиц, а также конкретные системы.

Каждое из измерений представляет собой физ. опыт, выполняемый с помощью одного или нескольких спец. техн. средств (*средств измерений*), проградуированных в принятых единицах. Для достижения единства измерений (т. е. такого состояния измерений, при к-ром их результаты выражены в узаконенных ед. и погрешности измерений известны с заданной вероятностью) должны производиться, в частности, правильная *градуировка* и периодич. *поверка* применяемых в стране средств измерений. Для этого необходимы *эталоны* единиц и парк образцовых средств измерений. М. изучает способы воспроизведения единиц с помощью эталонов и пути повышения их точности, а также методы передачи размеров единиц (методы поверки).

Большой раздел М. посвящён методам нахождения оценок *погрешностей измерений*, для чего используется аппарат теории вероятностей и матем. статистики.

Законодательная М. рассматривает вопросы, связанные с достижением единства измерений и единообразия средств измерений и нуждающиеся в регламентации и контроле со стороны государства. Для проведения в жизнь всех необходимых для этого мероприятий в СССР организована *метрологическая служба*.

● Маликов С. Ф., Тюрин Н. И., Введение в метрологию, 2 изд., М., 1966; Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 2 изд., М., 1975; Широков К. П., Об основных понятиях метрологии, «Тр. метрологических ин-тов СССР», 1972, в. 130. *К. П. Широков.*

МЕХА́НИКА [от греч. mēchanikḗ (téchnē) — наука о машинах, искусство построения машин], наука о механич. движении матер. тел и происходящих при этом вз-ствиях между ними. Под механич. движением понимают изменение с течением времени взаимного положения тел или их ч-ц в пр-ве. В природе — это движение небесных тел, колебания земной коры, воздушные и морские течения и т. п., а в технике — движения разл. летат. аппаратов и транспортных средств, частей двигателей, машин и механизмов, деформации элементов разл. конструкций и сооружений, движения жидкостей и газов и мн. др. Рассматриваемые в М. вз-ствия представляют собой те действия тел друг на друга, результатами к-рых явл. изменения скоростей точек этих тел или их деформации, напр. притяжения тел по закону всемирного тяготения, взаимные давления соприкасающихся тел, воздействия ч-ц жидкости или газа друг на друга и на движущиеся в них тела.

Под М. обычно понимают т. н. классич. М., в основе к-рой лежат *Ньютона законы механики*, а предметом её изучения явл. движения любых матер. тел (кроме *элементарных частиц*), совершаемые со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света. Движение тел со скоростями порядка скорости света рассматриваются в *относительности теории*, а внутрнат. явления и движение элем. ч-ц изучаются в *квантовой механике*.

При изучении движения матер. тел в М. вводят ряд абстрактных понятий, отражающих те или иные св-ва реальных тел; ими являются: 1) Материальная точка — объект пренебрежимо малых размеров, имеющий массу; это понятие применимо, когда тело движется поступательно или когда в изучаемом движении можно пренебречь вращением тела вокруг его центра масс. 2) Абсолютно твёрдое тело — тело, расстояние между двумя любыми точками к-рого всегда остаётся неизменным; это понятие применимо, когда можно пренебречь деформацией тела. 3) Сплошная изменяемая среда; это понятие применимо, когда при изучении движения изменяемой среды (деформируемого тв. тела, жидкости, газа) можно пренебречь мол. структурой среды. При изучении сплошных сред прибегают к след. абстракциям, отражающим при данных условиях наиболее существ. св-ва соответствующих реальных тел: идеально упругое тело, пластич. тело, идеальная жидкость, вязкая жидкость, идеальный газ и др. В соответствии с этим М. разделяют на: М. матер. точки, М. системы матер. точек, М. абсолютно тв. тела и М. сплошной среды. Последняя в свою очередь подразделяется на теорию упругости, теорию пластичности, гидродинамику, аэродинамику, газовую динамику и др. В каждом из этих подразделов в соответствии с хар-ром решаемых задач выделяют: *статику* — учение о равновесии тел под действием сил, *кинематику* — учение о геом. св-вах движения тел и *динамику* — учение о движении тел под действием сил. Изучение осн. законов и принципов, к-рым подчиняется механич. движение тел, и вытекающих из этих законов и принципов общих теорем и ур-ний составляет содержание т. н. общей, или теоретической, М. Разделами М., имеющими самостоят. значение, явл. также теория *колебаний*, теория *устойчивости равновесия* и *устойчивости движения*, теория *гироскопа*, *механика тел переменной массы*, теория автоматич. регулирования, теория *удара* и др. Важное место в М., особенно в М. сплошных сред, занимают эксперим. исследования, проводимые с помощью разнообразных механич., оптич., электрич. и др. физ. методов и приборов.

М. тесно связана со многими др. разделами физики. Ряд понятий и методов М. при соответствующих обобщениях находит приложение в оптике, статистич. физике, квант. М., электродинамике, теории относительности и др. (см., напр., *Действие*, *Канонические уравнения механики*, *Лагранжа функция*, *Лагранжа уравнения* в общей механике, *Наименьшего действия принцип*). Кроме того, при решении ряда задач *газовой динамики*, теории взрыва, теплообмена в движущихся жидкостях и газах, *динамики разреженных газов*, *магнитной гидродинамики* и др. одновременно используются методы и ур-ния как теор. М., так и термодинамики, мол. физики, теории электричества и др. Важное значение М. имеет для мн. разделов астрономии, особенно для *небесной механики*.

Часть М., непосредственно связанную с техникой, составляют многочисленные общетехн. и спец. дисциплины, такие, как гидравлика, сопротивление материалов, строит. М., кинематика механизмов, динамика машин и механизмов, теория гироскопич. устройств, внеш. баллистика, динамика ракет, теория движения наземных, морских и воздушных транспортных средств, теория регулирования и управления движением разл. объектов и др. Все эти дисциплины пользуются ур-ниями и методами теор. М. Таким образом, М. явл. одной из научных основ мн. областей совр. техники.

Основные понятия и методы механики. Осн. кинематич. мерами движения в М. являются: для точки — её *скорость* и *ускорение*, а для тв. тела — скорость и ускорение поступат. движения и *угловая скорость* и *угловое ускорение* вращат. движения. Кинематич. состояние деформируемого тв. тела характеризуется относит. удлинениями и сдвигами его ч-ц; совокупность этих величин определяет т. н. тензор деформаций. Для жидкостей и газов кинематич. состояние характеризуется тензором скоростей деформаций; при изучении поля скоростей движущейся жидкости пользуются также понятием вихря, характеризующего вращение ч-цы.

Осн. мерой механич. вз-ствия матер. тел в М. явл. *сила*. Одновременно в М. пользуются понятием *момента силы* относительно точки и относительно оси. В М. сплошной среды силы задаются их поверхностным или объёмным распределением, т. е. отношением величины силы к площади поверхности (для поверхностных сил) или к объёму (для массовых сил), на к-рые соответствующая сила действует. Возникающие в сплошной среде внутр. напряжения характеризуются в каждой точке среды касательными и норм. напряжениями, совокупность к-рых представляет собой величину, наз. тензором напряжений. Среднее арифметическое трёх норм. напряжений, взятое с обратным знаком, определяет величину, наз. давлением в данной точке среды.

На движение тела, помимо действующих сил, оказывает влияние степень его инертности. Для матер. точки мерой инертности явл. её *масса*. Инертность матер. тела зависит от его общей массы и от распределения масс в теле, к-рое характеризуется положением центра масс и величинами, наз. осевыми и центробежными *моментами инерции*; совокупность этих величин определяет т. н. тензор инерции. Инертность жидкости или газа характеризуется их *плотностью*.

В основе М. лежат три закона Ньютона. Первые два справедливы по отношению к т. н. *инерциальной системе отсчёта*. Второй закон даёт осн. ур-ния для решения задач динамики точки, а вместе с третьим — для решения задач динамики системы матер. точек. В М. сплошной среды, кроме законов Ньютона, используются ещё законы, отражающие св-ва данной среды и устанавливающие для неё связь между тензором напряжений и тензорами деформаций или скоростей деформаций. Таков *Гука закон* для линейно-упругого тела и закон Ньютона для вязкой жидкости (см. *Вязкость*). О законах, к-рым подчиняются др. среды, см. *Пластичность* и *Реология*.

Важное значение для решения задач М. имеют понятия о динамич. мерах движения, к-рыми явл. *количество движения*, *момент количества движения* (или кинетич. момент) и *кинетическая энергия*, и о мерах действия силы, каковыми служат *импульс силы* и *работа*. Соотношение между мерами движения и мерами действия силы дают т. н. общие теоремы динамики. Эти теоремы и вытекающие из них законы сохранения кол-ва движения, момента кол-ва движения и механич. энергии выражают св-ва движения любой системы матер. точек и сплошной среды.

Эфф. методы изучения равновесия и движения несвободной механич. системы (см. *Связи механические*) дают *вариационные принципы механики*, в частности *возможных перемещений принцип*, *наименьшего действия принцип*, а также *Д'Аламбера принцип*. При решении задач М. широко используются вытекающие из её законов или принципов дифф. ур-ния движения матер. точки, тв. тела и системы матер. точек, в частности ур-ния Лагранжа, канонич. ур-ния, ур-ние Гамильтона — Якоби, а в М. сплошной среды — соответствующие ур-ния равновесия или движения этой среды, ур-ние неразрывности (сплошности) среды и ур-ние энергии.

Основные этапы развития механики. М.— одна из древнейших наук. Её возникновение и развитие неразрывно связаны с развитием производит. сил общества, нуждами практики. Раньше других разделов М. под влиянием запросов гл. обр. строит. техники начинает развиваться статика. Первые дошедшие до нас трактаты по М., где рассматриваются элем. задачи статики и св-ва простейших машин, появились в Древней Греции. К ним относятся натурфилософские сочинения Аристотеля (4 в. до н. э.), к-рый ввёл в науку термин «М.». Научные основы статики (теория рычага, сложение параллельных сил, учение о центре тяжести, начала гидростатики и др.) разработал Архимед (3 в. до н. э.). Существенный вклад в дальнейшие исследования по статике (установление правил параллелограмма сил и развитие учения о моменте силы) принадлежит Леонардо да Винчи (15 в.), голл. учёному С. Стевину (16 в.), франц. учёному П. Вариньону (17 в.), а по теории пар сил — франц. учёному Л. Пуансо (1804).

Периодом создания научных основ динамики, а с ней и всей М. явился 17 в. Большое влияние на развитие М. оказало учение польск. астронома Н. Коперника (16 в.) и открытие нем. астрономом И. Кеплером законов движения планет (нач. 17 в.). Основоположником динамики явл. итал. учёный Г. Галилей, к-рый дал первое верное решение задачи о движении тела под действием силы (закон равноускоренного падения); его исследования привели к открытию закона инерции и принципа относительности классич. М.; им же положено начало теории колебаний (открытие изохронности малых колебаний маятника) и науке о сопротивлении материалов (исследование прочности балок). Важные для дальнейшего развития М. исследования движения точки по окружности, колебаний физ. маятника и законов упругого удара тел принадлежат голл. учёному Х. Гюйгенсу. Создание основ классич. М. завершается трудами И. Ньютона, сформулировавшего осн. законы М. (1687) и открывшего закон всемирного тяготения. В 17 в. были установлены и два исходных положения М. сплошной среды: закон вязкого трения в жидкостях и газах (Ньютон) и закон, выражающий зависимость между напряжениями и деформациями в упругом теле (англ. учёный Р. Гук).

В 18 в. интенсивно развиваются аналитич. методы решения задач М., основывающиеся на использовании дифф. и интегр. исчислений. Для матер. точки эти методы разработал Л. Эйлер, заложивший также основы динамики тв. тела. Аналитич. методы решения задач динамики системы основываются на принципе возможных перемещений, развитию и обобщению к-рого были посвящены исследования швейц. учёного И. Бернулли, франц. учёных Л. Карно, Ж. Фурье и Ж. Лагранжа, и на принципе, высказанном франц. учёным Д'Аламбером и носящем его имя. Разработку этих методов завершил Лагранж, получивший ур-ния движения системы в обобщённых координатах (назв. его именем); им же разработаны основы совр. теории колебаний. Др. путь решения задач М. исходит из принципа наименьшего действия в форме, высказанной для точки франц. учёным П. Мопертюи и обобщённой на случай системы точек Лагранжем. В М. сплошной среды Эйлером, швейц. учёным Д. Бернулли, а также Лагранжем и Д'Аламбером были разработаны теор. основы гидродинамики идеальной жидкости.

В 19 в. продолжается интенсивное развитие всех разделов М. В динамике тв. тела результаты, полученные Эйлером и Лагранжем, а затем продолженные С. В. Ковалевской и др. исследователями, послужили основой, имеющей большое практич. значение

теории гироскопа. Дальнейшему развитию принципов М. были посвящены исследования М. В. Остроградского, ирл. учёного У. Гамильтона, нем. учёных К. Якоби и Г. Герца и др. Англ. учёным Э. Раусом, Н. Е. Жуковским и особенно А. М. Ляпуновым была разработана теория устойчивости равновесия и движения. И. А. Вышнеградский заложил основы совр. теории автоматич. регулирования. Доказанная франц. учёным Г. Кориолисом теорема о составляющих ускорения легла в основу динамики относит. движения. Кинематика, развивавшаяся одновременно с динамикой, выделяется во 2-й пол. 19 в. в самостоят. раздел М.

Значит. развитие в 19 в. получила М. сплошной среды. Франц. учёными Л. Навье и О. Коши были установлены общие ур-ния теории упругости. Дальнейшие фундам. результаты в этой области получили англ. учёные Дж. Грин, У. Томсон, франц. учёные С. Пуассон, А. Сен-Венан, Г. Ламе, нем. учёный Г. Кирхгоф, Остроградский и др. Исследования Навье и англ. учёного Дж. Стокса привели к установлению дифф. ур-ний движения вязкой жидкости. Существенный вклад в дальнейшее развитие динамики идеальной и вязкой жидкости внесли нем. учёный Г. Гельмгольц (учение о вихрях), Кирхгоф и Жуковский (отрывное обтекание тел), англ. учёный О. Рейнольдс (начало изучения турбулентных течений), Н. П. Петров (гидродинамич. теория трения при смазке), нем. учёный Л. Прандтль (теория пограничного слоя) и др. Сен-Венан предложил первую матем. теорию пластич. течения металла.

В 20 в. интенсивно развиваются новые области науки — теория нелинейных колебаний, основы к-рой были заложены в трудах Ляпунова и франц. учёного А. Пуанкаре, М. тел перем. массы и динамика ракет, где ряд исходных исследований принадлежит И. В. Мещерскому (труды кон. 19 в.) и К. Э. Циолковскому. В М. сплошной среды появляются два раздела: *аэродинамика*, основы к-рой, как и всей авиац. науки, были созданы Жуковским, и *газовая динамика*, основы к-рой были заложены С. А. Чаплыгиным.

Современные проблемы механики. К числу этих проблем относятся уже отмечавшиеся задачи теории колебаний (особенно нелинейных), динамики тв. тела, теории устойчивости движения, а также М. тел перем. массы и динамики косм. полётов. Всё большее значение приобретают задачи, требующие применения вероятностных методов расчёта, т. е. задачи, в к-рых, напр., для действующих сил известна лишь вероятность того, какие значения они могут иметь. В М. непрерывной среды весьма актуальны проблемы: изучения поведения макрочастиц при изменении их формы, что связано с разработкой более строгой теории турбулентного течения жидкости; решения задач теории пластичности и ползучести; создания обоснованной теории прочности и разрушения тв. тел.

Большой круг задач М. связан с изучением движения плазмы в магн. поле (*магнитная гидродинамика*), т. е. с решением одной из самых актуальных проблем совр. физики — осуществлением *управляемого термоядерного синтеза*. В гидродинамике ряд важнейших задач связан с проблемами больших скоростей в авиации, баллистике, турбиностроении и двигателестроении. Много новых задач возникает на стыке М. с др. областями наук. Сюда относятся проблемы гидротермохимии, т. е. исследования механич. процессов в жидкостях и газах, вступающих в хим. реакции, изучение сил, вызывающих деление клеток, механизма образования мускульной силы и др.

При решении мн. задач М. используются электронно-вычислительные и аналоговые машины; разработка методов решения новых задач М. с помощью этих машин (особенно М. сплошной среды) — также весьма актуальная проблема.

● Галилей Г., Соч., т. 1, М.—Л., 1934; Ньютон И., Математические начала натуральной философии, пер. с лат., М.—Л., 1936 (Крылов А. Н., Собр. соч., т. 7); Эйлер Л., Основы динамики точки, пер. с лат., М.—Л., 1938; Д'Аламбер Ж., Динамика, пер. с франц., М.—Л., 1950; Лагранж Ж., Аналитическая механика, пер. с франц., 2 изд., т. 1—2, М.—Л., 1950; Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952; Суслов Г. К., Теоретическая механика, 3 изд., М.—Л., 1946; Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 9 изд., ч. 1, 6 изд., ч. 2, М., 1972; Моисеев Н. Д., Очерки развития механики, М., 1961; Космодемьянский А. А., Очерки по истории механики, 2 изд., М., 1964; История механики с древнейших времен до конца XVIII в., М., 1971; Веселовский И. Н., Очерки по истории теоретической механики, М., 1974; Механика в СССР за 50 лет, т. 1—3, М., 1968—72; См. также лит. при ст. *Гидроаэромеханика*, *Упругости теория* и *Пластичности теория*. *С. М. Targ.*

МЕХА́НИКА СПЛОШНО́Й СРЕДЫ, раздел механики, посвящённый изучению движения и равновесия газов, жидкостей, плазмы и деформируемых тв. тел; подразделяется на *гидроаэромеханику*, *газовую динамику*, *упругости теорию*, *пластичности теорию* и др. Осн. допущение М. с. с. состоит в том, что в-во можно рассматривать как непрерывную, сплошную среду, пренебрегая его молекулярным (атомным) строением, и одновременно считать непрерывным распределение в среде всех её хар-к (плотности, напряжений, скоростей ч-ц и др.). Эти допущения позволяют применять в М. с. с. хорошо разработанный для непрерывных ф-ций аппарат высшей математики на основании того, что размеры молекул ничтожно малы по сравнению с размерами ч-ц, к-рые рассматриваются при теор. и эксперим. исследованиях в М. с. с.

Исходными в М. с. с. при изучении любой среды являются: 1) ур-ния движения или равновесия среды, получаемые как следствие осн. законов механики; 2) ур-ние неразрывности (сплошности) среды, являющееся следствием закона сохранения массы; 3) ур-ние сохранения энергии. Особенности каждой конкретной среды учитываются т. н. ур-нием состояния, или реологич. ур-нием, устанавливающим для данной среды вид зависимости между напряжениями и деформациями или скоростями деформации среды. Хар-ки среды могут также зависеть от темп-ры и др. физ.-хим. параметров; вид таких зависимостей устанавливается дополнительно. Кроме того, при решении каждой конкретной задачи должны задаваться начальные и граничные условия, вид к-рых тоже зависит от особенностей среды.

М. с. с. применяется в разл. областях физики и техники.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954 (Теоретическая физика); Седов Л. И., Механика сплошной среды, 2 изд., т. 1—2, М., 1973. *С. М. Targ.*

МЕХА́НИКА СЫПУ́ЧИХ СРЕД, раздел *механики сплошной среды*, в к-ром исследуются равновесие и движение сыпучих сред (песчаных, глинистых и др. грунтов, зерна и т. д.). Задача М. с. с.— гл. обр. определение давления грунтов на опорные стенки, формы возможных поверхностей сползания откосов, вычисление необходимой глубины фундаментов, определение давления зерна на стены элеваторов, изучение волн. процессов в грунтах при динамич. нагружениях и т. д. Одним из осн. разделов М. с. с. явл. механика грунтов.

МЕХА́НИКА ТЕЛ ПЕРЕМЕ́ННОЙ МА́ССЫ, раздел теор. механики, в к-ром изучается движение матер. тел, масса к-рых изменяется во время движения. Осн. исследования по М. т. п. м. принадлежат И. В. Мещерскому и К. Э. Циолковскому. Задачи М. т. п. м. выдвигаются развитием авиационной и ракетной техники, а также теор. механики и астрономии.

Изменение массы тела (точки) во время движения может обусловливаться отделением (отбрасыванием) ч-ц или их присоединением (налипанием). При полёте совр. реактивных самолётов с воздушно-реактивными двигателями происходят одновременно как процессы присоединения, так и отделения ч-ц. Масса таких самолётов увеличивается за счёт ч-ц воздуха, засасываемых в двигатель, и уменьшается в результате отбрасывания ч-ц — продуктов горения топлива. Основное векторное дифф. ур-ние движения точки перем. массы для случая присоединения и отделения ч-ц, полученное в 1904 Мещерским, имеет вид:

$$M\frac{dv}{dt}=F+\frac{dM_1}{dt}V_1+\frac{dM_2}{dt}V_2, \quad (*)$$

где M — масса точки, v — её скорость, t — время, F — равнодействующая приложенных сил, V_1 — относит. скорость отделяющихся ч-ц, $\left|\frac{dM_1}{dt}\right|$ — секундный расход массы, V_2 — относит. скорость присоединяющихся ч-ц, $\left|\frac{dM_2}{dt}\right|$ — секундный приход массы. Произведение $\frac{dM_1}{dt}V_1=\Phi_1$ — реактивная тяга, а $\frac{dM_2}{dt}V_2=\Phi_2$ — тормозящая сила, обусловленная присоединением частиц. Для совр. ракет ур-ние движения получается из (*) при условии, что $\Phi_2=0$.

В М. т. п. м. рассматриваются два класса задач: определение траектории центра масс и определение движения тела перем. массы около центра масс. В ряде случаев можно найти траекторные хар-ки движения центра масс, исходя из ур-ний динамики точки перем. массы. Изучение движения тел перем. массы около центра масс важно для исследования динамич. устойчивости реальных объектов (ракет, самолётов), их управляемости и манёвренности. К задачам М. т. п. м. относится также отыскание оптим. режимов движения, т. е. определение таких законов изменения массы тела или точки, при к-рых кинематич. или динамич. хар-ки их движения становятся наилучшими. Наиболее эфф. метод решения таких задач — вариационное исчисление.

Важной задачей механики тел перем. массы с тв. оболочкой явл. изучение движения этих тел при нек-рых дополнит. условиях, налагаемых на скорость центра масс. Такие задачи возникают, напр., при изучении движения телеуправляемых ракет и беспилотных самолётов, наводимых на цель автоматически, или по радиокомандам с Земли, или же по командам, вырабатываемым головками самонаведения. Большое число работ по М. т. п. м. относится к изучению движения небесных тел. Допуская, что увеличение массы небесного тела происходит за счёт налипания косм. пыли, приходят к дополнит. условию о равенстве нулю абс. скорости налипающих ч-ц. Ур-ние движения точки перем. массы в этом случае принимает вид: $\frac{d}{dt}(Mv)=F$. М. т. п. м. находит приложения при исследованиях и в др. областях техники.

● Мещерский И. В., Работы по механике тел переменной массы, 2 изд., М., 1952; Циолковский К. Э., Собр. соч., т. 2, М., 1954; Методы оптимизации с приложениями к механике космического полета, под ред. Дж. Лейтмана, М., 1965; Космодемьянский А. А., Курс теоретической механики, 3 изд., ч. 2, М., 1966. См. также лит. при ст. *Динамика ракет*.

А. А. Космодемьянский.

МЕХАНИ́ЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕ́НТ СВЕ́ТА, отношение *потока излучения* к содержащемуся в нём *световому потоку*. Понятие «М. э. с.» применяется обычно к монохроматич. излучению, лежащему в световом диапазоне. Величина, обратная М. э. с., наз. *световой эффективностью* излучения. М. э. с. явл. ф-цией длины волны света λ и наименьшее значение, равное 0,00146 Вт/лм, принимает при $\lambda\approx555$ нм.

Д. Н. Лазарев.

МЕХАНИ́ЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕ́НТ ТЕПЛОТЫ, количество работы, эквивалентное ед. количества теплоты (калории или килокалории). Понятие «М. э. т.» возникло в связи с тем, что исторически механич. работу и кол-во теплоты измеряли в разных единицах. С установлением эквивалентности механич. работы и теплоты (см. *Энергии сохранения закон*) были произведены тщательные измерения М. э. т., показавшие, что 1 ккал=426,9 кгс·м.

В *Международной системе единиц* (СИ) принята одна единица для измерения работы и кол-ва теплоты — *джоуль* (1 Дж=0,239 кал=0,102 кгс·м), поэтому пользоваться понятием «М. э. т.» нет необходимости.

МЕХАНОКАЛОРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, наблюдается в жидком гелии ^{4}He при темп-рах ниже темп-ры перехода в сверхтекучее состояние (ниже 2,19 К при норм. давлении): при вытекании гелия из сосуда через узкий капилляр или щель ($\sim$1 мкм) остающийся в сосуде гелий нагревается. Открыт в 1938 англ. физиками Д. Г. Доунтом и К. Мендельсоном; эффект получил объяснение на основе квант. теории *сверхтекучести*. Обратное явление — течение гелия, вызванное подводом теплоты, наз. *термомеханическим эффектом*. См. *Гелий жидкий*.

МЕХАНОСТРИ́КЦИЯ, деформация, возникающая в ферро-, ферри- и антиферромагн. образцах при наложении механич. напряжений, изменяющих магн. состояние (намагниченность) образцов. М. явл. следствием *магнитострикции*. В отсутствии внеш. магн. поля механич. напряжения вызывают в образце процессы смещения границ магн. *доменов* и вращения векторов их самопроизвольной намагниченности, что приводит к дополнительному, по сравнению с упругим, изменению размеров образца. При наличии М. деформация (напр., удлинение) образца оказывается непропорц. напряжению, т. е. наблюдается отклонение от *Гука закона*.

● Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957.

МЕ́ЧЕНЫЕ А́ТОМЫ, то же, что *изотопные индикаторы*.

МИГРА́ЦИЯ ЭНЕ́РГИИ (от лат. migratio — перемещение), многократный безызлучательный *перенос энергии* электронного возбуждения. При наличии в в-ве примесных *центров люминесценции* М. э. от центра к центру наблюдается при достаточно большой концентрации примесных атомов или молекул в оптически инертном растворителе (жидкостях, стёклах, кристаллах); в этом случае она обычно обусловлена резонансным диполь-дипольным или обменным вз-ствием (т. н. механизм Ферстера). В кристаллах М. э. может быть обусловлена также переносом энергии *экситонами*, и во мн. случаях М. э. в них можно рассматривать как диффузионное движение экситонов. М. э. может приводить к *сенсибилизированной люминесценции* или к *тушению люминесценции* (если при М. э. энергия возбуждения поглощается тушащими центрами). М. э. играет большую роль в биологии в процессах фотосинтеза.

● См. лит. при ст. *Перенос энергии*.

М. Д. Галанин.

МИ́ДЕЛЕВОЕ СЕЧЕ́НИЕ (мидель) (от голл. middel — средний), для движущегося в воде или воздухе тела (напр., торпеды, корпуса судна, фюзеляжа самолёта, ракеты) — наибольшее по площади сечение этого тела плоскостью, перпендикулярной направлению движения. К площади М. с. обычно относят действующую на тело силу сопротивления. Под площадью М. с. понимают ещё площадь проекции тела на плоскость, перпендикулярную направлению его движения.

МИКРО... (от греч. mikrós — малый), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *дольной единицы*, равной одной миллионной доле исходной единицы. Обозначения: мк, μ. Напр., 1 мкс (микросекунда)=10^{-6} с.

МИКРОВО́ЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я, *радиоспектроскопия* сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн λ (СВЧ). Т. к. в этот диапазон попадает большинство вращательных и вращательно-инверсионных спектров молекул, наблюдение к-рых в тв. телах и жидкостях невозможно, то М. с. часто отождествляют с радиоспектроскопией газов. Измерение частот вращат. спектров молекул позволяет определить структуру *молекулы* и природу хим. связи. Колебания атомов, составляющих молекулу, приводят к расщеплению линий вращат. спектра и к возникновению тонкой структуры. В спектрах линейных молекул и молекул типа симметричного волчка возможно т. н. *l*-удвоение линий, а в спектрах молекул типа асимметричного волчка, обладающих плоскостью инверсии,— инверсионное расщепление. Спектры *l*-удвоения наблюдаются, напр., у молекулы HCN, причём переходы между уровнями удвоения попадают в диапазон $\lambda\sim$ $\sim$3 мм. Инверсионное расщепление наблюдается только у молекулы аммиака (NH_3, ND_3, NH_2D). Инверсионный спектр молекулы NH_3 попадает в область $\lambda\sim1{,}3$ см, а спектр молекулы ND_3 — в область $\lambda\sim15$—18 см. Обе эти молекулы использовались в первых квант. генераторах (см. *Молекулярный генератор*).

Сверхтонкая структура вращат. мол. спектров обусловлена слабыми вз-ствиями электрич. и магн. моментов ат. ядер между собой и с полем, создаваемым эл-нами в молекуле. Квадрупольная сверхтонкая структура спектров вызвана вз-ствием *квадрупольного момента ядра* с электрич. внутримол. полем, а магн. сверхтонкая структура связана с вз-ствием магн. моментов ядер между собой и с магн. полем, обусловленным вращением молекулы как целого. Наблюдение квадрупольной сверхтонкой структуры даёт информацию о *спине*, квадрупольном и магнитном моментах ядер, входящих в состав молекулы.

Радиоспектроскоп СВЧ содержит генератор (*клистрон*), излучение к-рого пропускают через волноводную ячейку, заполненную исследуемым газом. После этого оно попадает на детектор. Сигнал детектора подаётся на регистрирующий прибор; он пропорц. мощности, поглощённой в волноводе. Плавно изменяя частоту генератора, определяют резонансную частоту и интенсивность поглощения. Иногда вместо волноводной ячейки применяется *объёмный резонатор*. Для повышения чувствительности радиоспектроскопов интенсивность спектр. линии модулируют с помощью электрич. или магн. полей. Модуляция происходит за счёт расщепления линий в электрическом (*Штарка эффект*) или магнитном (*Зеемана эффект*) полях.

Разрешающая способность радиоспектроскопа определяется шириной спектр. линии $\Delta\omega$ (ω — частота излучения), к-рая в газе обусловлена гл. обр. *Доплера эффектом* и соударениями молекул друг с другом и со стенками ячейки. Роль соударений можно уменьшить, понижая давление p в ячейке [при $p\sim0{,}13$ Н/м² или 10^{-3} мм рт. ст. $\Delta\omega\sim(1-5)\cdot10^4$ Гц] или используя мол. пучки, в к-рых практически полностью отсутствуют соударения молекул друг с другом (см. *Молекулярные и атомные пучки*). В этом случае $\omega\sim10^3$ Гц, что позволяет наблюдать не только квадрупольную, но и магнитную сверхтонкую структуру, однако применение мол. пучков связано с уменьшением интенсивности линии. Для её повышения «очищают» от ч-ц верх. энергетич. уровень или увеличивают в неск. раз населённость ниж. уровня. При этом, т. к. коэфф. поглощения волны пропорц. разности населённостей уровней, между к-рыми происходит переход, интенсивность спектр. линии увеличивается в $kT/\hbar\omega$ раз (T — темп-ра газа). В мол. пучке это осуществляется с помощью неоднородных электрич. или магн. полей, а в равновесном газе — с помощью вспомогат. излучения (см. *Квантовая электроника*).

● См. лит. при ст. *Радиоспектроскопия*.

А. Н. Орлевский.

МИКРОКАНОНИ́ЧЕСКИЙ АНСА́МБЛЬ ГИ́ББСА, *статистический ансамбль* для изолированных (не обменивающихся энергией с окружающими телами) макроскопич. систем, имеющих пост. объём и пост. число ч-ц. Введён амер. физиком Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1901 как одно из важных понятий *статистической физики*. В М. а. Г. распределение по состояниям описывается *микроканоническим распределением Гиббса*.

МИКРОКАНОНИ́ЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ ГИ́ББСА, равновесное распределение вероятностей состояний *статистического ансамбля* систем с заданной полной энергией при пост. объёме и пост. числе ч-ц, по энергетически изолированных от окружающей среды, т. е. статистич. распределение для *микроканонического ансамбля Гиббса*. Установлено амер. физиком Дж. У. Гиббсом (1901) как один из осн. законов *статистической физики*.

В классич. статистике статистич. ансамбль характеризуется ф-цией распределения $f(p, q)$, зависящей от обобщённых координат q и импульсов p всех ч-ц системы. Эта ф-ция определяет плотность вероятности микроскопич. состояния (p, q) системы. Равновесное распределение должно зависеть от интегралов движения системы, её полной энергии $H(p, q)$. Согласно М. р. Г., все микроскопич. состояния на поверхности заданной энергии $H(p, q)$ (т. е. заданной *Гамильтона функции*) равновероятны, а вероятности других состояний равны нулю (системы энергетически изолированы), следовательно $f(p, q)=A\delta[H(p, q)-\mathcal{E}]$, где δ — дельта-функция Дирака, $\mathcal{E}$ — заданное значение энергии. Постоянная A определяется из условия нормировки: суммарная вероятность пребывания системы во всех состояниях равна единице.

В квант. статистике рассматривается ансамбль энергетически изолированных квант. систем с пост. объёмом V и числом ч-ц N, имеющих одинаковую энергию $\mathcal{E}$ с точностью до $\Delta\mathcal{E}\ll\mathcal{E}$. Величину $\Delta\mathcal{E}$ выбирают обычно малой, но конечной, т. к. точная фиксация энергии в квант. механике, в соответствии с *неопределённостей соотношением* между энергией и временем, потребовала бы бесконечного времени наблюдения. Предполагается, что для таких систем все квантовомеханич. состояния с энергией от $\mathcal{E}$ до $\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E}$ равновероятны. Такое распределение вероятностей w состояний системы, когда $w(\mathcal{E}_к)=$

$$=\begin{cases}\Omega^{-1}(\mathcal{E}, N, V) \text{ при } \mathcal{E}\leqslant\mathcal{E}_к\leqslant\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E},\\ 0 \text{ вне этого слоя,}\end{cases}$$

наз. М. р. Г. для квантового статистического ансамбля. Здесь $\Omega(\mathcal{E}, N, V)$ — *статистический вес*, равный числу квант. состояний в слое $\Delta\mathcal{E}$ и определяемый из условия нормировки $\Sigma_к w(\mathcal{E}_к)=1$. М. р. Г. малочувствительно к выбору ширины энергетич. слоя $\Delta\mathcal{E}$, поэтому в квант. статистике можно также рассматривать ансамбль полностью изолированных систем, когда $\Delta\mathcal{E}\to0$. Такому М. р. Г. соответствует *матрица плотности* $\rho=A\delta(H-\mathcal{E})$, где H — *гамильтониан* системы.

М. р. Г. неудобно для практич. применений, т. к. для вычисления Ω нужно найти распределение квант. уровней системы на большого числа ч-ц, что представляет очень сложную задачу. М. р. Г. применяется при теор. исследованиях, т. к. из всех *Гиббса распределений* оно наиболее тесно связано с механикой. Для конкретных задач удобнее рассматривать не энергетически изолированные системы, а системы, находящиеся в тепловом контакте с окружающей средой, темп-ра к-рой постоянна (с термостатом), и применять *каноническое распределение Гиббса* или рассматривать системы, для к-рых возможен обмен энергией и ч-цами с термостатом, и использовать *Гиббса большое каноническое распределение*.

● См. лит. при ст. *Статистическая физика*.

Д. Н. Зубарев.

МИКРО́Н (от греч. mikrón — малое) (мк, μ), устаревшее назв. дольной ед. длины, равной 10^{-6} м; совр. наименование — м и к р о м е т р (обозначается мкм).

МИКРОНАПРЯЖЕ́НИЯ, внутренние напряжения, существующие в кристаллах в отсутствии внеш. сил и уравновешенные в объёмах, малых по сравнению с объёмом всего тела. Источники М.— несовершенства крист. строения: точечные дефекты и их скопления, *дислокации* и т. п. По мере приближения к дефекту кристалла напряжения возрастают и могут достигать значений порядка предела прочности материала. М. определяют ряд физ. св-в кристаллов и прежде всего закономерности их пластич. деформирования и разрушения.

МИКРОПРИЧИ́ННОСТИ УСЛО́ВИЕ, требование, согласно к-рому условие причинности (причина должна предшествовать во времени следствию) выполняется вплоть до сколь угодно малых расстояний и промежутков времени. Из теории относительности следует, что допущение о существовании физ. сигналов, распространяющихся со сверхсветовой скоростью, приводит к нарушению требования причинности. Таким образом, М. у. означает запрет на сверхсветовые сигналы «в малом». В квант. теории, где физ. величинам ставятся в соответствие *операторы*, М. у. выступает как требование переставимости любых операторов, относящихся к двум точкам пространства-времени, если эти точки нельзя связать световым сигналом; такая переставимость означает, что физ. величины, к-рым соответствуют эти операторы, могут быть точно определены независимо и одновременно. М. у. существенно в *квантовой теории поля*, особенно в дисперсион-

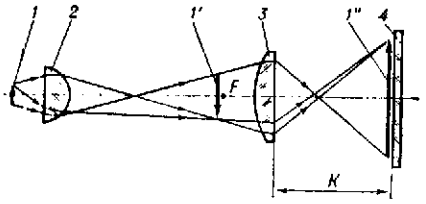
ном и аксиоматич. подходах, к-рые не опираются на конкретные модельные представления о вз-ствии и поэтому могут быть использованы для прямой проверки М. у. В квант. электродинамике М. у. экспериментально проверено до расстояний $\gtrsim 10^{-16}$ см (и соответственно до времён $\gtrsim 10^{-26}$ с).

Нарушение М. у. привело бы к необходимости радикального изменения способа описания физ. процессов, отказа от принятого в совр. теориях динамич. описания, при к-ром состояние физ. системы в данный момент времени (следствие) определяется её состояниями в предшествующие моменты времени (причина).

● См. лит. при ст. *Квантовая теория поля*, *Причинности принцип*.

В. И. Григорьев.

МИКРОПРОЕ́КЦИЯ, способ получения на экране (а при микрофото- и микрокиносъёмке — на фоточувствит. слое) *изображений оптических* малых объектов, даваемых *микроскопом*. При



М. объектив *2* микроскопа (рис.) образует, как обычно, увеличенное действит. изображение 1′ объекта *1*; окуляр *3* работает как проекц. система (для этого микроскоп фокусируют так, чтобы изображение 1′ находилось п е р е д передним фокусом *F* окуляра) и создаёт действит. изображение 1″ на экране *4*. Линейное *увеличение оптическое* при М.

$$\beta = \beta_{об}\Gamma_{ок}\frac{K}{250} = \beta_{об}\frac{K}{f'_{ок}},$$

где $\beta_{об}$ и $\Gamma_{ок}$ — номинальные значения увеличений объектива и окуляра, $f'_{ок}$ — фокусное расстояние окуляра, K — расстояние от окуляра до экрана. М. применяют также для получения изображений микроскопич. объектов на фотокатоде *электронно-оптического преобразователя* при наблюдении в УФ и ИК лучах, в телевизионной микроскопии и т. д.

● См. лит. при ст. *Микроскоп*.

МИКРОСКО́П (от греч. mikrós — малый и skopéo — смотрю), оптич. прибор для получения сильно увеличенных изображений объектов (или деталей их структуры), не видимых невооружённым глазом. Различные типы М. предназначаются для обнаружения и изучения бактерий, органич. клеток, мелких кристаллов, структуры сплавов и др. объектов, размеры к-рых меньше мин. разрешения глаза (см. *Разрешающая способность*), равного 0,1 мм. С помощью М. определяются форма, размеры, структура и др. харки микрообъектов. М. даёт возможность различать структуры с расстоянием между элементами до 0,20 мкм.

Св-во линзы или системы из двух линз давать увеличенные изображения предметов было известно уже в 16 в. Первые успешные применения М. в научных исследованиях связаны с именами англ. учёного Р. Гука, установившего (ок. 1665), что животные и растит. ткани имеют клеточное строение, и голл. учёного А. Левенгука, открывшего с помощью М. микроорганизмы (1673—77). Разработка нем. физиком Э. Аббе (1872—73) теории образования изображений несамосветящихся объектов в М. способствовала развитию разнообразных методов микроскопич. исследований.

Оптическая схема и принцип действия микроскопа. Одна из типичных схем М. приведена на рис. 1. Объект *7*, расположенный на предметном столике *10*, освещается обычно искусств. светом от осветителя (лампа *1* и линза-коллектор *2*) с помощью зеркала *4* и *конденсора 6*. Для увеличения объекта служит *объектив 8* и *окуляр 9*. Объектив создаёт действительное перевёрнутое и увеличенное изображение *7′* объекта *7*. Окуляр образует вторично увеличенное мнимое изображение *7″* обычно на расстоянии наилучшего видения $D = 250$ мм. Если окуляр сдвинуть так, чтобы изображение *7′* оказалось перед передним фокусом окуляра $F_{ок}$, то изображение, даваемое окуляром, становится действительным и его можно получить на экране или фотоплёнке (см. *Микропроекция*). Общее у в е л и ч е н и е М. равно произведению увеличения объектива на увеличение окуляра: $\Gamma = \beta\Gamma_{ок}$.

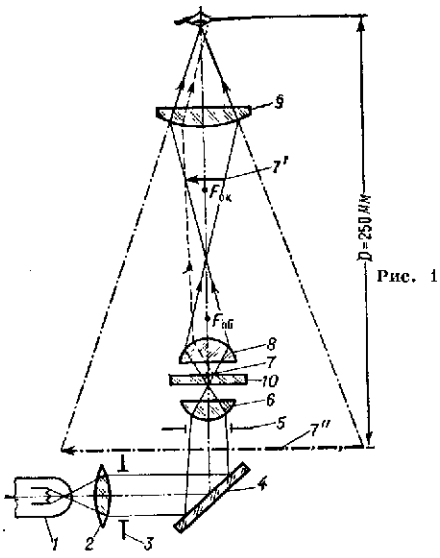


Рис. 1.

Увеличение объектива выражается ф-лой: $\beta = \Delta/f'_{об}$, где Δ — расстояние между задним фокусом объектива $F'_{об}$ и передним фокусом окуляра $F_{ок}$ (т. н. оптич. длина тубуса М.); $f'_{об}$ — фокусное расстояние объектива. Увеличение окуляра, подобно увеличению *лупы*, выражается ф-лой: $\Gamma_{ок} = 250/f'_{ок}$, где $f'_{ок}$ — фокусное расстояние окуляра. Обычно объективы М. имеют увеличения от 6,3 до 100, а окуляры от 7 до 15. Поэтому общее увеличение М. лежит в пределах от 44 до 1500. Ирисовые полевая *диафрагма 3* и апертурная *5* служат для ограничения светового пучка и уменьшения рассеянного света.

Важной хар-кой М. явл. его р а з р е ш а ю щ а я с п о с о б н о с т ь, определяемая как величина, обратная тому наименьшему расстоянию, на к-ром два соседних элемента структуры ещё могут быть видимы раздельно. Разрешающая способность М. ограничена, что объясняется *дифракцией света*. Вследствие дифракции изображение бесконечно малой светящейся точки, даваемое объективом М., имеет вид не точки, а круглого светлого диска (окружённого тёмными и светлыми кольцами), диаметр к-рого равен: $d = 1{,}22\,\lambda/A$, где λ — длина волны света и A — т. н. числовая *апертура* объектива, равная: $A = n \sin \alpha/2$ (n — показатель преломления среды, находящейся между предметом и объективом, α — угол между крайними лучами конического светового пучка, выходящего из точки предмета и попадающего в объектив). Если две светящиеся точки расположены близко друг от друга, их дифракц. картины накладываются одна на другую, давая в плоскости изображения сложное распределение освещённости. Наименьшая относит. разница освещённостей, к-рая может быть замечена глазом, равна 4%. Этому соответствует наименьшее расстояние, разрешаемое в М., $\delta = 0{,}42\,d = 0{,}51\,\lambda/A$. Для несамосветящихся объектов предельное разрешение $\delta_{пр}$ составляет $\sim\lambda/(A + A')$, где A' — числовая апертура конденсора М. Т. о., разрешающая способность ($\sim 1/\delta$) прямо пропорц. апертуре объектива и для её повышения пр-во между предметом и объективом заполняется жидкостью с большим показателем преломления (см. *Иммерсионная система*). Апертуры иммерсионных объективов большого увеличения достигают величины $A = 1{,}3$ (у обычных «сухих» объективов $A \sim 0{,}9$).

Существование предела разрешающей способности влияет на выбор увеличения М. Увеличение М. в пределах 500 A—1000 A наз. полезным, т. к. при нём глаз различает все элементы структуры объекта, разрешаемые М. При увеличениях св. 1000 A не выявляются никакие новые подробности структуры препарата; всё же иногда такие увеличения применяются, напр. в микрофотографии, при микропроекции.

Методы наблюдения (микроскопия). Структуру препарата можно различить, если разные его ч-цы по-разно-

му поглощают и отражают свет либо отличаются одна от другой (или от среды) показателями преломления. Эти св-ва обусловливают разницу амплитуд и фаз световых волн, прошедших через разл. участки препарата, от чего, в свою очередь, зависит контрастность изображения. Поэтому методы наблюдения, применяемые в микроскопии, выбираются в зависимости от хар-ра и св-в изучаемого препарата.

Метод светлого поля в проходящем свете применяется при исследовании прозрачных препаратов с включёнными в них абсорбирующими (поглощающими свет) ч-цами и деталями. Таковы, напр., тонкие окрашенные срезы животных и растит. тканей, тонкие шлифы минералов. В отсутствии препарата пучок лучей из конденсора *6* (рис. 1) проходит через объектив *8* и даёт равномерно освещённое поле вблизи фокальной плоскости окуляра *9*. Если в препарате *7* имеется абсорбирующий объект, то он отчасти поглощает и отчасти рассеивает падающий на него свет (штриховая линия), что и обусловливает, согласно дифракц. теории, возникновение изображения. Метод может быть полезен и при неабсорбирующих объектах, если они рассеивают освещающий пучок настолько сильно, что значит. часть пучка не попадает в объектив.

Метод светлого поля в отражённом свете (рис. 2) применяется для наблюдения непрозрачных объектов, напр. шлифов металлов *4*. Освещение препарата производится от осветителя *1* и полупрозрачного зеркала *2* сверху через объектив *3*, к-рый выполняет одновременно и роль конденсора. Изображение создаётся в плоскости *6* объективом совместно с тубусной линзой *5*; структура препарата видна из-за различия в отражающей способности её элементов; на светлом поле выделяются неоднородности, рассеивающие падающий на них свет.

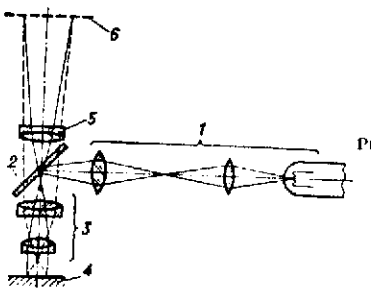


Рис. 2.

Метод тёмного поля в проходящем свете (рис. 3) применяется для получения изображений прозрачных, неабсорбирующих объектов. Свет от осветителя *1* и зеркала *2* проходит спец. т. н. конденсор тёмного поля *3* в виде полого конуса и непосредственно в объектив *5* не попадает. Изображение создаётся только светом, рассеянным микрочастицами препарата *4*. В поле зрения *6* на тёмном фоне видны светлые изображения ч-ц, отличающихся от окружающей среды по показателю преломления.

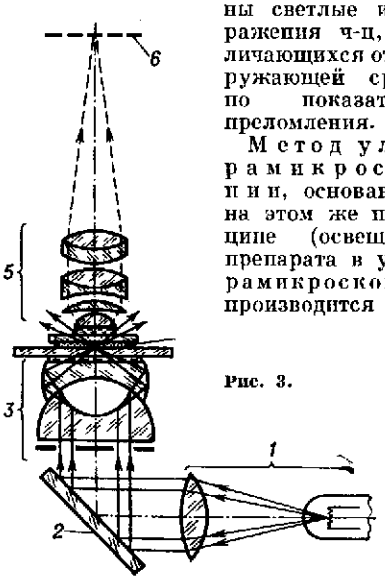


Рис. 3.

Метод ультрамикроскопии, основанный на этом же принципе (освещение препарата в ультрамикроскопах производится перпендикулярно направлению наблюдения), даёт возможность обнаруживать сверхмелкие детали, размеры к-рых ($\sim 2\cdot10^{-9}$ м) лежат далеко за пределами разрешения М. (см. *Ультрамикроскоп*).

При наблюдении по методу тёмного поля в отражённом свете непрозрачные препараты (напр., шлифы металлов) освещают сверху специальной кольцевой системой, расположенной вокруг объектива и наз. эпиконденсором.

Метод наблюдения в поляризованном свете (в проходящем и отражённом) применяется для исследования под М. анизотропных объектов (см. *Оптическая анизотропия*), таких, как минералы, руды, зёрна в шлифах сплавов, некрые животные и растит. ткани и клетки. С помощью анализаторов и компенсаторов, к-рые включены в оптич. систему, изучается изменение *поляризации света*, прошедшего через препарат.

Метод фазового контраста служит для получения изображений прозрачных и бесцветных объектов, невидимых при наблюдении по методу светлого поля. К числу таких объектов относятся, напр., живые неокрашенные животные ткани. Метод основан на том, что даже при малом различии показателей преломления объекта и среды световая волна, прошедшая сквозь них, претерпевает разные изменения по фазе и приобретает т. н. фазовый рельеф. Эти фазовые изменения преобразуются в изменения яркости («амплитудный рельеф») с помощью спец. фазовой пластинки (фазового кольца), расположенной вблизи заднего фокуса объектива. Лучи, прошедшие через препарат, полностью проходят через фазовое кольцо, к-рое изменяет их фазу на $\lambda/4$. В то же время лучи, рассеянные в препарате (отклонённые), не попадают в фазовое кольцо и не получают дополнит. сдвига фазы. С учётом фазового сдвига в препарате разность фаз между лучами отклонёнными и неотклонёнными оказывается близкой к 0 или $\lambda/2$, и в результате *интерференции света* в плоскости изображения препарата они заметно усиливают или ослабляют друг друга, давая контрастное изображение структуры препарата, в к-ром распределение яркостей воспроизводит указанный выше фазовый рельеф.

Метод интерференционного контраста состоит в том, что каждый луч, входящий в М., раздваивается: один проходит сквозь наблюдаемую ч-цу, а второй — мимо неё. В окулярной части М. оба луча вновь соединяются и интерферируют между собой. Результат интерференции определяется *разностью хода* лучей δ, к-рая выражается ф-лой: $\delta = N\lambda = (n_0 - n_m)d$, где n_0, n_m — показатели преломления соответственно ч-цы и окружающей среды, d — толщина ч-цы, N — *порядок интерференции*. Принципиальная схема одного из способов осуществления интерференц. контраста показана на рис. 4.

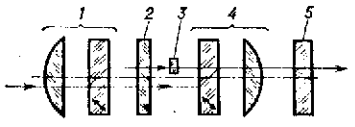


Рис. 4.

Конденсор *1* и объектив *4* снабжены двоякопреломляющими пластинками (помечены на рисунке диагональными стрелками), первая из к-рых расщепляет исходный световой луч на два луча, а вторая воссоединяет их. Один из лучей, проходя через объект *3*, запаздывает по фазе (приобретает разность хода по сравнению со вторым лучом); величина этого запаздывания измеряется компенсатором *5*. Метод интерференц. контраста в нек-рых отношениях сходен с методом фазового контраста — оба они основаны на интерференции лучей, прошедших через микрочастицу и миновавших её. Отличие интерференц. метода от метода фазового контраста заключается гл. обр. в возможности с высокой точностью (до $\lambda/300$) измерять разности хода, вносимые микрообъектом, используя компенсаторы. На основании этих измерений можно производить количественные расчёты, напр., общей массы и концентрации сухого в-ва в клетках биол. препаратов.

Метод исследования в свете люминесценции ос-

нован на том, что под М. изучается зелёно-оранжевое свечение объекта, возникающее при его освещении синефиолетовым или УФ светом (см. *Люминесценция*). Для этой цели перед конденсором и после объектива М. вводят соответствующие светофильтры. Первый из них пропускает от источника-осветителя только излучение, вызывающее люминесценцию объекта, второй (после объектива) пропускает к глазу наблюдателя только свет люминесценции. Метод применяется в микробиологии, цитологии, микрохим. анализе, дефектоскопии и т. п.

Метод наблюдения в УФ лучах позволяет увеличить предельную разрешающую способность М., пропорциональную $^1/_\lambda$. Этот метод расширяет возможности микроскопич. исследований также за счёт того, что ч-цы многих в-в, прозрачные в видимом свете, сильно поглощают УФ излучение определ. длин волн и, следовательно, легко различимы в УФ изображениях. Изображения в УФ микроскопии регистрируют либо фотографированием, либо с помощью *электронно-оптического преобразователя* или люминесцирующего экрана.

Метод наблюдения в ИК лучах также требует преобразования невидимого для глаза изображения в видимое путём его фотографирования или с помощью электронно-оптич. преобразователя. ИК микроскопия позволяет изучать внутр. структуру объектов, непрозрачных в видимом свете, напр. тёмных стёкол, нек-рых кристаллов, минералов.

Основные узлы микроскопа. Кроме указанных выше оптич. узлов (напр., объектив, окуляр), в М. имеются также штатив или корпус, предметный столик для крепления препарата, механизмы для грубой и точной фокусировки, устройство для крепления объективов и тубус для установки окуляров.

Применение того или иного типа конденсора (светлопольные, темнопольные и т. д.) зависит от выбора необходимого метода наблюдения.

Объективы в большинстве совр. М. съёмные. По исправлению *хроматических аберраций* объективы разделяются на *ахроматы*, наиболее простые по устройству, и *апохроматы*, к-рые имеют улучшенную хроматич. коррекцию. Для исправления *кривизны поля* используются планахроматы и планапохроматы, имеющие плоское поле зрения, что особенно важно для микрофотографии. Кроме того, объективы различаются: а) по спектр. хар-кам — на объективы для видимой области спектра и для УФ и ИК микроскопии (линзовые и зеркально-линзовые); б) по длине тубуса, на к-рую они рассчитаны (в зависимости от конструкции микроскопа); в) по среде между объективом и препаратом — на сухие и иммерсионные; г) по методу наблюдения — на обычные, фазово-контрастные и др.

Тип применяемого окуляра при данном методе наблюдения определяется выбором объектива М. Окуляры Гюйгенса рассчитаны для объективов-ахроматов мелких и средних увеличений, окуляры компенсационные — для апохроматов, фотоокуляры — для проекций и т. д.

Приспособления к М. позволяют улучшить условия наблюдения и расширить возможности исследований, осуществлять разные виды освещения препаратов, определять размеры объектов, фотографировать препараты через М., производить микроспектрофотометрирование и т. п.

Типы микроскопов определяются либо областью применения, либо методом наблюдения. Биологические М. предназначены для исследований в микробиологии, гистологии, цитологии, ботанике, медицине, а также для наблюдения прозрачных объектов в физике, химии и т. д. В биол. исследованиях используются также люминесцентные и инвертированные М. В последних объектив располагается под наблюдаемым объектом, а конденсор — сверху. Эти М. предназначены для исследования культуры тканей, находящихся в питат. среде, и снабжены термостатирующими камерами, а иногда и устройствами для киносъёмки медленных процессов. Металлографические М. предназначены для исследования микроструктур металлов и сплавов. Снятые таким М. микрофотографии нетравленого шлифа металла представлены на рис. 5 (*а* — в светлом поле, *б* — с фазово-контрастным устройством). Поляризационные М. снабжены дополнительно поляризац. устройствами и предназначены гл. обр. для исследования шлифов минералов и руд. Стереомикроскопы служат для получения объёмных изображений наблюдаемых предметов. Измерительные М. предназначены для разл. точных измерений в машиностроении.

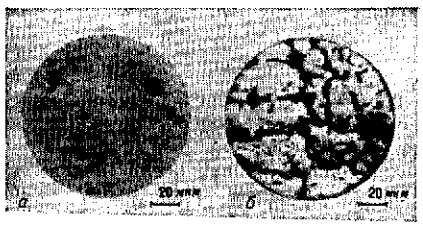


Рис. 5.

Кроме этих групп М., имеются специализированные М., напр.: микроустановка для киносъёмки быстрых и медленных процессов (движение микроорганизмов, процессы деления клеток, роста кристаллов и т. п.); М. для изучения следов яд. ч-ц в фотоэмульсиях; высокотемпературные М. для исследования объектов, нагретых до 2000°С; хирургич. М. слабого увеличения, применяемые при операциях; интерференционные М. для количеств. исследований. Весьма сложными приборами явл. микроспектрофотометрич. установки для определения спектров поглощения препаратов, телевизионные анализаторы микроизображений и др. Первые представляют собой сочетание микроскопа со спец. монохроматорами и устройствами для измерения световых потоков; во вторых М. работает совместно с телевизионными и электронными системами, к-рые производят автоматич. определение геом. хар-к изучаемых структур.

● Михель К., Основы теории микроскопа, пер. с нем., М., 1955; Микроскопы, под ред. Н. И. Полякова, Л., 1969; Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1—2, М.—Л., 1948—52; Федин Л. А., Барский И. Я., Микрофотография, Л., 1971; Агроскин Л. С., Папаян Г. В., Цитофотометрия, Л., 1977.

Л. А. Федин.

МИКРОСКОПИЯ, общее название методов наблюдения в микроскоп неразличимых человеческим глазом объектов. Подробнее см. в ст. *Микроскоп*.

МИКРОТРО́Н, циклический резонансный ускоритель эл-нов с постоянным во времени управляющим магн. полем и постоянной частотой ускоряющего электрич. поля, в к-ром условие резонанса сохраняется благодаря изменению кратности частоты (отношения частоты ускоряющего поля к частоте обращения ч-цы) от оборота к обороту. См. *Ускорители*.

МИКРОФО́Н (от греч. mikrós — малый и phōnḗ — звук), приёмник звука для возд. среды. М. явл. *электроакустическим преобразователем* и применяется в телефонии, радиовещании, телевидении, системах звукоусиления и звукозаписи. Простейший М. — угольный, используемый в телефонной трубке. Его диафрагма, воспринимающая звук. давление, колеблется, изменяя степень уплотнения и, следовательно, электрич. сопротивление находящегося в капсуле и прилегающего к диафрагме угольного порошка. В результате возникают изменения тока, протекающего через М. Угольные М. несовершенны: подвержены перегрузке, создают искажения, нестабильны. Применяются в осн. в телефонной связи.

В электродинамич. М. катушечного типа (рис. 1) с диафрагмой D связана катушка K, расположенная в кольцевом зазоре сильного магнита NS. При колебаниях диафрагмы под действием звук. волны, согласно *электромагнитной индукции* в катушке наводится эдс, создающая перем. напряжение на её зажимах. Такой М.

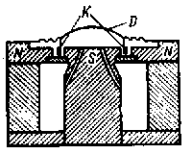


Рис. 1. Схема устройства микрофона с подвижной катушкой.

имеет небольшие габариты, обладает равномерной частотной хар-кой и надёжен в эксплуатации. В электродинамич. М. ленточного типа вместо катушки в магн. поле располагается очень тонкая ($\sim$ 2 мкм) гофрированная металлич. ленточка, на к-рую действует звук. давление. Он конструктивно прост, имеет хорошую частотную хар-ку. Электродинамич. М. применяются в системах звукозаписи и звукопередачи.

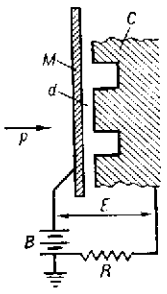


Рис. 2. Схема конденсаторного микрофона.

В конденсаторном М. подвижная мембрана M (рис. 2) явл. обкладкой конденсатора. Под действием звук. давления p меняется расстояние d между ней и неподвижным массивным электродом C и, следовательно, меняется электрич. ёмкость конденсатора. Если к мембране M и электроду C приложено пост. напряжение E, то изменение ёмкости вызывает появление тока в цепи конденсатора, сила к-рого изменяется в соответствии со звук. колебаниями. Такой М. имеет малые размеры, равномерную частотную хар-ку и применяется как измерительный М., а также в высококачеств. системах звукозаписи и звукопередачи. Электретный М. по принципу действия и конструкции схож с конденсаторным; роль неподвижной обкладки конденсатора и источника пост. напряжения играет пластина из *электрета*.

В пьезоэлектрич. М. звук. волны воздействуют на пластинку из пьезоэлектрика, напр. из сегнетовой соли или пьезокерамики, вызывая на её металлич. обкладках электрич. напряжения (см. *Пьезоэлектричество*). В эл.-магн. М. приёмным элементом звук. колебаний служит диафрагма, жёстко связанная со стальным якорем, поверх к-рого намотана неподвижная катушка из провода. При колебаниях якоря в зазоре пост. магнита на выводах катушки появляется эдс. Пьезоэлектрические и эл.-магнитные М. применяются гл. обр. в слуховых аппаратах.

● Фурдуев В. В., Акустические основы вещания, М., 1960; Дольник А. Г., Эфрусси М. М., Микрофоны, 2 изд., М., 1967; Римский-Корсаков А. В., Электроакустика, М., 1973.

МИКРОЭЛЕКТРО́НИКА, область электроники, охватывающая проблемы создания электронных устройств в микроминиатюрном интегральном исполнении. В М. используются различные св-ва тв. тела, особенно *полупроводников*, для создания функциональных блоков и узлов, связанных электрически, конструктивно и технологически. В едином технологич. процессе обработки отд. участкам ПП придаются св-ва разл. элементов (диодов, транзисторов и т. д.) и их соединений, так что они образуют интегральную схему (см. *Полупроводниковые приборы*). Наряду с интегральной М. существует вакуумная М. и функциональная М. В интегральной М. используется планарно-эпитаксиальная технология (см. *Эпитаксия*), фотолитография, *ионное внедрение*, окисление, нанесение металлич. плёнок и т. д. Приборы вакуумной М. выполняются либо в виде плёночных интегральных схем с навесными микроминиатюрными *электровакуумными приборами*, либо в виде полностью вакуумных узлов. В функциональной М. используются оптич. явления (*оптоэлектроника*), взаимодействие эл-нов с акустич. волнами (*акустоэлектроника*), *сверхпроводимость* и др.

● Интегральные схемы, пер. с англ., М., 1970; Микроэлектроника. Сб. ст., в. 1—9, М., 1967—76; Мейндл Дж., Элементы микроэлектронных схем, «УФН», 1979, т. 127, в. 2.

МИ́ЛЛЕРА ИНДЕКСЫ, см. в ст. *Индексы кристаллографические*.

МИЛЛИ... (от лат. mille — тысяча), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *дольной единицы*, равной 1/1000 от исходной. Сокращённые обозначения: m, м. Напр., 1 мА (миллиампер) $= 10^{-3}$ А.

МИЛЛИБА́Р (мбар, mbar), внесистемная ед. давления, равная 10^{-3} бара; 1 мбар $= 10^2$ Па $= 10^3$ дин/см^2 $=$ $= 0{,}986923 \cdot 10^{-3}$ атм $= 0{,}75006$ мм рт. ст.

МИЛЛИМЕ́ТР ВОДЯНО́ГО СТОЛБА́ (мм. вод. ст., mm H_2O), внесистемная ед. давления; 1 мм вод. ст.$=9{,}80665$ Па $= 10^{-4}$ кгс/см^2 $= 7{,}355 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

МИЛЛИМЕ́ТР РТУ́ТНОГО СТОЛБА́ (мм рт. ст., mm Hg), внесистемная ед. давления; 1 мм рт. ст.$=$ 133,332 Па$=$ $= 1{,}35952 \cdot 10^{-3}$ кгс/см^2 $= 13{,}595$ мм вод. ст.

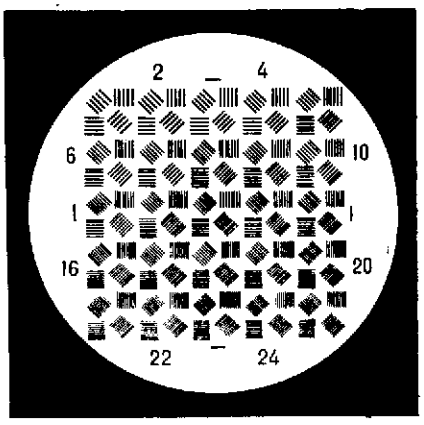
МИЛЛИМИКРО́Н (мкм, mμ), устаревшее наименование дольной ед. длины, равной 10^{-9} м или 10^{-3} микрона. М. следует называть нанометром (нм); 1 нм$=10^{-9}$ м$=10^{-7}$ см$=10$ Å.

МИНКО́ВСКОГО ПРОСТРА́НСТВО-ВРЕ́МЯ, четырехмерное пр-во, объединяющее физ. трёхмерное пр-во и время; введено нем. учёным Г. Минковским (H. Minkowski) в 1907—08. Точки в М. п.-в. соответствуют «событиям» спец. теории относительности (СТО; см. *Относительности теория*). Положение события в М. п.-в. задаётся четырьмя координатами — тремя пространственными и одной временно́й. Обычно используются координаты $x^1=x$, $x^2=y$, $x^3=z$, где x, y, z — прямоугольные декартовы координаты события в нек-рой *инерциальной системе отсчёта* (и. с. о.) и $x^0=ct$, где t — время события. Геом. свойства М. п.-в. определяются выражением для квадрата расстояния между двумя событиями (интервала) s^2: $s^2=$ $=(\Delta x^0)^2-\Delta x^2-\Delta y^2-\Delta z^2$, где Δx, Δy, Δz — разности координат событий, а $\Delta t=\Delta x^0/c$ — разность их моментов времени. Пр-во с таким s^2 наз. псевдоевклидовым.

При переходе от одной и. с. о. к другой пространств. координаты и время преобразуются друг через друга посредством *Лоренца преобразований*. Введение М. п.-в. позволяет представить преобразования Лоренца как преобразование координат события x^1, x^2, x^3, x^0 при поворотах четырёхмерной системы координат в этом пр-ве. Величина s^2 не меняется при таких поворотах.

Геометрия М. п.-в. позволяет наглядно интерпретировать кинематич. эффекты СТО (изменение длин и скорости течения времени при переходе от одной и. с. о. к другой и т. д.) и лежит в основе совр. матем. аппарата теории относительности.

МИ́РА (франц. mire, от mirer — рассматривать на свет, прицеливаться, метить), испытательная пластинка, на к-рую нанесён стандартный рисунок; служит для количеств. определения *разрешающей способности* оптич. приборов, особенно *объективов*. Рисунки для М. могут иметь разные конфигурации и характеризоваться разл. контрастностью образующих их элементов. Часто такими элементами служат тёмные штрихи на светлом фоне или чередующиеся тёмные и светлые сектора. На рис. показана штриховая М., состоящая из 25 элементов, каждый из к-рых включает четыре группы полос, наклонённых друг к другу под углом 45° (нек-рые элементы помечены цифрами). Густота штрихов на разл. участках этой М. неодина-



кова: возрастает сверху вниз и слева направо. Наблюдая изображение М., создаваемое оптич. прибором, определяют, на каком элементе изображения отд. штрихи перестают различаться (сливаются), что непосредственно даёт предельное разрешение прибора в числе N штрихов на 1 мм (или, по известным фокусам перехода, в угловых секундах ψ или в мм δ).

МИРОВА́Я ЛИ́НИЯ в теории относительности, линия в четырёхмерном пространстве-времени. Участки М. л., вдоль к-рых квадрат интервала $ds^2=c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2$ (t — время, x, y, z — декартовы пространств. координаты локальной *инерциальной системы отсчёта*) положителен, наз. времениподобными, при $ds^2<0$ — пространственноподобными, при $ds^2=0$ — нулевыми. Движение всех реальных ч-ц происходит со скоростями меньше c и изображается времениподобными М. л. Движение луча света изображается нулевыми М. л. При отсутствии поля тяготения справедлива спец. теория относительности и движение свободных ч-ц изображается прямыми времениподобными М. л., а лучи света — прямыми нулевыми М. л. Движение тел под действием сил изображается искривлёнными времениподобными М. л. При наличии поля тяготения пространство-время искривлено и М. л. свободно движущихся ч-ц явл. времениподобными геодезическими линиями (см. *Тяготение*), а лучи света — нулевыми геодезич. М. л. *И. Д. Новиков.*

МКГСС СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц (MkGS система), система ед. физ. величин с осн. единицами *метр*, *килограмм-сила*, *секунда*. Вошла в практику в кон. 19 в., была допущена в СССР ОСТом ВКС 6052 (1933), ГОСТом 7664—55 и ГОСТом 7664—61 «Механические единицы». Выбор ед. силы в кач-ве одной из осн. ед. обусловил широкое применение ряда единиц МКГСС с. е. (гл. обр. ед. силы, давления, механич. напряжения) в механике и технике. Эту систему часто называют технич. системой единиц. За ед. массы в МКГСС с. е. принята масса тела, приобретающего ускорение 1м/с^2 под действием приложенной к нему силы 1 кгс. Эту ед. иногда называют технич. единицей массы (т. е. м.) или инертой. 1 т. е. м. $\approx$9,81 кг. МКГСС с. е. имеет ряд существенных недостатков: несогласованность между механич. и практич. электрич. единицами; отсутствие эталона килограмма-силы; отказ от распространённой ед. массы — килограмма (кг) и, как следствие (чтобы не применять т. е. м.),— образование величин с участием *веса* вместо массы (уд. вес, весовой расход и т. п.), что приводило иногда к смешению понятий массы и, веса, использованию обозначения кг вместо кгс и т. п. Эти недостатки обусловили принятие междунар. рекомендаций об отказе от МКГСС с. е. и о переходе к *Международной системе единиц*.

● См. лит. при ст. *Система единиц*.

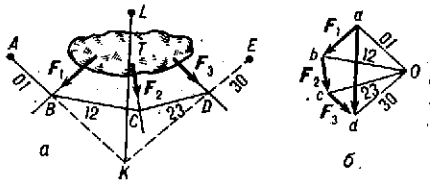
МКС СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц (MKS система), система ед. механич. величин с осн. единицами метр, килограмм (ед. массы), *секунда*. Была введена в СССР ГОСТом 7664—55 «Механические единицы», впоследствии заменённым ГОСТом 7664—61. Применяется также в акустике в соответствии с ГОСТом 8849—58 «Акустические единицы». МКС с. е. вошла как составная часть в *Международную систему единиц* (СИ).

МКСА СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц (MKSA система), система ед. электрич. и магн. величин с осн. единицами *метр*, *килограмм* (ед. массы), *секунда*, *ампер*. Принципы построения МКСА с. е. были предложены в 1901 итал. учёным Дж. Джорджи, поэтому система имеет и второе наименование — *Джорджи система единиц*. МКСА с. е. применяется в большинстве стран, в СССР она была введена ГОСТом 8033—56 «Электрические и магнитные единицы». К МКСА с. е. принадлежат все уже ранее получившие распространение практич. электрич. единицы — ампер, *вольт*, *ом*, *кулон* и др.; МКСА с. е. вошла как составная часть в *Международную систему единиц* (СИ).

МККСК СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц (MKSK система), система ед. тепловых величин с осн. единицами *метр*, *килограмм* (ед. массы), *секунда*, *кельвин* (ед. термодинамич. темп-ры). Применение МККСК с. е. в СССР было установлено ГОСТом 8550—61 «Тепловые единицы». В МККСК с. е. пользуются двумя *температурными шкалами*: термодинамич. температурной шкалой и международной практич. температурной шкалой (МПТШ-68). Наряду с кельвином для выражения термодинамич. темп-ры и разности темп-р применяют градус Цельсия, обозначаемый °С и равный кельвину (К). Как правило, ниже 0°С приводят темп-ру Кельвина T, выше — темп-ру Цельсия $t=T-T_0$, где $T_0=273{,}15$К. В МПТШ-68 также различают междунар. практич. темп-ру Кельвина (символ T_{68}) и междунар. практич. темп-ру Цельсия (t_{68}); они связаны соотношением $t_{68}=T_{68}-273{,}15$К. Единицами T_{68} и t_{68} явл. соответственно кельвин и градус Цельсия. В наименование производных тепловых ед. может входить как кельвин, так и градус Цельсия. МККСК с. е. вошла как составная часть в *Международную систему единиц* (СИ).

МНИ́МОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ, см. *Изображение оптическое*.

МНОГОУГО́ЛЬНИК ВЕРЕ́ВОЧНЫЙ (Вариньона многоугольник), построение *графической статики*, к-рым можно пользоваться для определения линии действия равнодействующей плоской системы сил, для нахождения реакций опор, изгибающих моментов в сечениях балки, положений центров тяжести и моментов инерции плоских фигур и т. п. Чтобы построить В. м. для плоской системы сил F_1, F_2, F_3, действующих на тело T (рис., *а*), сначала строят из этих сил в выбранном масштабе *многоугольник сил* $abcd$ (рис., *б*). Затем из произвольной точки (полюса) O, не лежащей на сторонах ab, bc, cd, da или на их продолжениях, проводят лучи Oa, Ob, Oc, Od, к-рые обычно обозначают цифрами *01*, *12*, *23*, *30*. После этого на рис. *а* из произвольной точки A проводят прямую, параллельную лучу *01*, до пересечения её с линией действия силы F_1 в точке B. Из точки B проводят прямую, параллельную лучу *12* до пересечения её с линией действия силы F_2 в точке C и т. д. Последней проводится прямая DE параллельная лучу *30*, до произвольной точки E. Полученная таким образом фигура $ABCDE$ и наз. М. в., построенным для системы сил F_1, F_2, F_3 при полюсе O. Если для данных сил силовой многоугольник не замкнут (как на рис., *б*), то система сил приводится к равнодействующей $R=\vec{ad}$, линия действия KL к-рой проходит через точку K, где пересекаются лучи AB и DE. Если многоугольник сил замкнут, то крайние лучи *01* и *30* на рис., *б* сливаются, а крайние стороны AB и DE М. в. параллельны и проходят в общем случае друг от друга на каком-то расстоянии h. Тогда система сил приводится к *паре сил* с моментом, равным произведению $Oa\cdot h$, где Oa измеряется в масштабе сил, а h — в масштабе длин. Если же крайние стороны AB и DE М. в. тоже сливаются ($h=0$), то и М. в. наз. замкнутым, а система сил находится в равновесии.



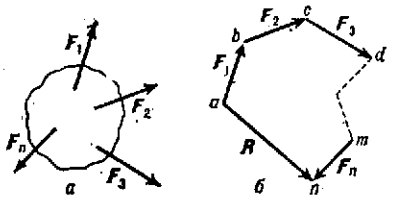
а *б*

Построение М. в. используется при нек-рых инженерных расчётах, в частности в сопротивлении материалов, статике сооружений.

● См. лит. при ст. *Статика*.

МНОГОУГО́ЛЬНИК СИЛ, ломаная линия, к-рая строится для определения гл. вектора (геом. суммы) данной системы сил. При построении М. с. для системы сил F_1, F_2, . . ., F_n (рис., *а*) от произвольной точки a (рис., *б*) откладывают в выбранном масштабе вектор $\vec{ab}$, изображающий по величине и направлению силу F_1, от его конца откладывают вектор $\vec{bc}$, изображающий силу F_2, и т. д., и от конца m предпоследней силы откладывают вектор $\vec{mn}$, изображающий силу F_n. Фигура abc, . . ., mn наз. М. с. Век-

тор $\vec{an}$, соединяющий в М. с. начало первой силы с концом последней, изображает геом. сумму $\boldsymbol{R}$ данной системы сил. Если точка n совпадает с a, М. с. наз. замкнутым; в этом случае $\boldsymbol{R}=0$. Правило М. с. получают



последоват. применением правила *параллелограмма сил*. Построение М.с. используют при графич. решении задач статики для систем сил, расположенных в одной плоскости.

МНОГОФОТО́ННАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ, см. в ст. *Многофотонные процессы*.

МНОГОФОТО́ННЫЕ ПРОЦЕ́ССЫ, процессы вз-ствия эл.-магн. излучения с в-вом, при к-рых в одном элем. акте одновременно происходит поглощение или испускание (или то и другое) неск. фотонов. Разность энергий поглощенных и испущенных фотонов равна энергии, приобретаемой (или теряемой) ч-цами в-ва (атомами и молекулами). В этом случае происходит многофотонный переход ч-ц между квант. состояниями. М. п. проявляются в достаточно сильных световых полях, поэтому их

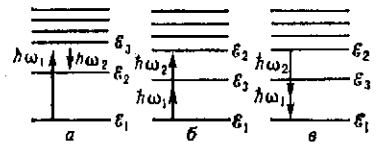


Рис. 1. Квант. схемы двухфотонных процессов: *а* — комбинац. рассеяние; *б* — двухфотонное поглощение; *в* — двухфотонное испускание.

широкое исследование началось после создания *лазеров*.

Простейшими М. п. явл. двухфотонные. В элем. акте комбинационного рассеяния ч-ца одновременно поглощает фотон с энергией $\hbar\omega_1$ и испускает фотон другой энергии $\hbar\omega_2$ (рис. 1, *а*). Рассеивающая ч-ца при этом переходит из состояния с энергией $\mathcal{E}_1$ на уровень $\mathcal{E}_2$; изменение энергии ч-цы равно разности энергий поглощённого и испущенного фотонов $\hbar\omega_1-\hbar\omega_2$. При двухфотонном поглощении (рис. 1, *б*) ч-ца приобретает энергию $\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1$, равную сумме энергий двух поглощённых фотонов $\hbar\omega_1+\hbar\omega_2$, происходит т. н. двухфотонное возбуждение вещества. В случае же двухфотонного испускания (рис. 1, *в*) ч-ца, находившаяся первоначально в возбуждённом состоянии $\mathcal{E}_2$, переходит на более низкий уровень $\mathcal{E}_1$ с одноврем. излучением двух фотонов: $\hbar\omega_1+\hbar\omega_2=\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1$. Аналогичные процессы возможны и с участием трёх и большего числа фотонов (рис. 2, *а*, *б*). Примерами М. п. явл. также многофотонная ионизация и

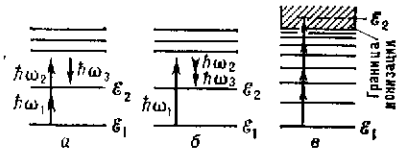


Рис. 2. *а*, *б* — схемы трёхфотонного (гиперкомбинационного) рассеяния света; *в* — процесс четырёхфотонной ионизации.

многофотонный фотоэффект. В первом случае в результате одноврем. поглощения неск. фотонов происходит отрыв эл-нов от атома или молекулы (рис. 2, *в*). Во втором случае одноврем. поглощение неск. фотонов приводит к вырыванию эл-на из в-ва.

Каждый фотон, возникающий при М. п., может испускаться либо самопроизвольно (спонтанно), либо под действием внеш. излучения с той же частотой (вынужденное испускание). Вероятность m-фотонного процесса W_m, в к-ром происходит поглощение и вынужденное испускание фотонов с энергиями $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$, ..., $\hbar\omega_m$, равна $W_m=A_m n_1 n_2 \ldots n_m$, где n_1, n_2, ..., n_m — плотности числа фотонов с соответствующей энергией, т. е. вероятность W_m пропорц. произведению интенсивностей падающего излучения на частотах ω_1, ω_2, ..., ω_m. Константа A_m зависит от структуры в-ва, типа М. п. и от частоты падающего излучения. Если, напр., одна из частот возбуждающего излучения близка к частоте промежуточного перехода в атоме, то величина A_m резонансным образом возрастает. Так, при двухфотонных процессах это имеет место, если $\hbar\omega_1\approx\mathcal{E}_3-\mathcal{E}_1$.

Отношение вероятности М. п. с участием m фотонов к вероятности М. п. с участием $(m-1)$ фотонов W_{m-1} при отсутствии промежуточных резонансов по порядку величины равно $(E/E_{\text{ат}})^2$, где E — амплитуда напряжённости электрич. поля излучения, $E_{\text{ат}}$ — ср. напряжённость внутриатомного электрич. поля ($E_{\text{ат}}\sim10^9$ В/см). Для нелазерных источников излучения ($E\ll E_{\text{ат}}$) с увеличением числа фотонов, участвующих в элем. акте, вероятность М. п. резко уменьшается. Поэтому до появления *лазеров* наблюдались помимо однофотонных лишь двухфотонные процессы при рассеянии света: резонансная люминесценция, рэлеевское рассеяние света, спонтанное *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* и комбинац. рассеяние света. Лазерные источники света позволяют получать весьма высокие плотности мощности излучения ($E\sim E_{\text{ат}}$). При этом резко возрастают вероятности М. п. При больших интенсивностях излучения М. п. во многом определяют оптич. свойства в-ва. Напр.: прозрачные в-ва при достаточно высокой интенсивности падающего лазерного излучения могут стать непрозрачными за счёт процессов многофотонного поглощения.

Правила отбора для М. п. отличны от правил отбора для однофотонных процессов. Напр., в средах, обладающих центром симметрии, дипольные электрич. переходы с участием чётного числа фотонов разрешены только между состояниями с одинаковой чётностью, а с участием нечётного числа фотонов — между состояниями с противоположной чётностью. Измерение спектров многофотонных поглощения или рассеяния позволяет оптич. методами исследовать энергетич. состояния в-ва, возбуждение к-рых из осн. состояния с помощью однофотонных процессов запрещено (см. *Нелинейная спектроскопия*).

М. п., в к-рых наряду с поглощением имеет место испускание фотонов, используются в *оптических пре-*

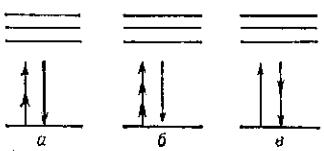


Рис. 3. Квант. схемы процессов сложения двух частот (*а*), генерации третьей гармоники (*б*) и разностных частот (*в*).

образователях частоты. Напр., процесс вынужденного комбинац. рассеяния используется в генераторах комбинац. частот (комбинационном лазере). Процессы, в к-рых конечное квант. состояние в-ва совпадает с исходным (рис. 3), лежат в основе генерации гармоник, суммарных и разностных частот лазерного излучения. На них основано также действие *параметрических генераторов света*.

● Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Многофотонные процессы, «УФН», 1965, т. 85, в. 1. См. также лит. при ст. *Нелинейная оптика*.
К. Н. Драбович, В. А. Ходовой.

МНОГОФОТО́ННЫЙ ФОТОЭФФЕ́КТ, см. в ст. *Многофотонные процессы*.

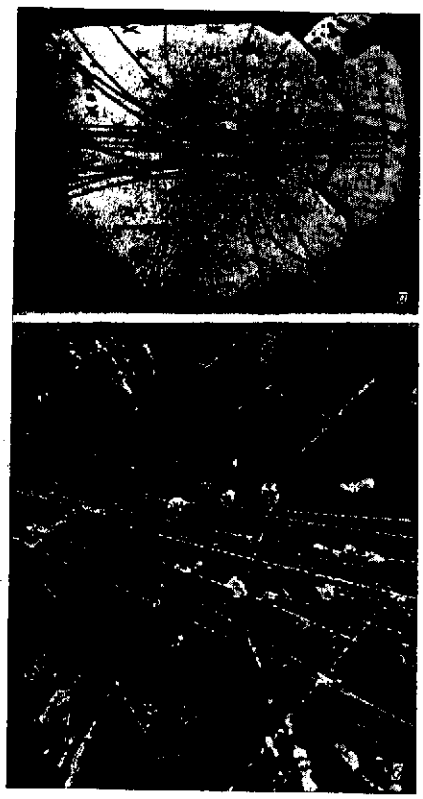
МНОЖЕСТВЕ́ННЫЕ ПРОЦЕ́ССЫ, рождение большого числа вторичных адронов в одном акте вз-ствия при высокой энергии. М. п. характерны для столкновения адронов, и при энергии выше неск. ГэВ они доминируют над процессами одиночного рождения мезонов и упругого рассеяния ч-ц. Однако М. п. наблюдаются и при столкновениях др. ч-ц, если их энергия достаточно высока: в процессах аннигиляции эл-нов и позитронов в адроны, в *глубоко неупругих процессах* рассеяния лептонов на адронах.

Впервые М. п. наблюдались в *космических лучах*, но тщат. их изучение стало возможным после создания ускорителей заряж. ч-ц высоких энер-

гий. В результате исследований вз-ствия ч-ц косм. лучей, а также ч-ц от ускорителей с энергией до $\sim 10^3$ ГэВ (встречные протонные пучки) выявлены нек-рые эмпирич. закономерности М. п.

С наибольшей вероятностью в М. п. рождаются самые лёгкие адроны — π-мезоны (70—80% вторичных ч-ц). Значит. долю составляют также К-мезоны и *гипероны* ($\sim$10—20%) и нуклон-антинуклонные пары (порядка неск. %). Многие из этих ч-ц возникают от распада рождающихся *резонансов*.

Полное эфф. сечение М. п. при высоких энергиях слабо зависит от энергии сталкивающихся ч-ц (меняется не более чем на неск. десятков процентов при изменении энергии в 10^4 раз). Прибл. постоянство сечения М. п. привело к модели «чёрных шариков» для описания процессов столкновения адронов. Согласно этой модели, при каждом сближении адронов высокой энергии на расстояния, меньшие радиуса действия яд. сил, происходит



Фотографии множеств. рождения заряж. ч-ц, полученных: *а* — в жидководородной пузырьковой камере «Мирабель», помещённой в пучок π-мезонов с энергией 50 ГэВ на Серпуховском ускорителе; *б* — в косм. лучах.

неупругий процесс множеств. рождения ч-ц; упругое рассеяние носит при этом в осн. дифракц. хар-р (дифракция *волн де Бройля* ч-ц на «чёрном шарике»). С др. стороны, согласно квант. теории поля, возможен медл. рост сечения М. п. с увеличением энергии $\mathcal{E}$ не быстрее, чем $\ln^2 \mathcal{E}$ (теорема Фруассара). Опыт показывает, что именно такая предельная зависимость, по-видимому, осуществляется при высоких энергиях, $\mathcal{E} \sim 10^2$—10^4 ГэВ в лаб. системе (л. с.).

Число ч-ц, рождающихся в разл. актах столкновения адронов определённой энергии, сильно варьирует и в отд. случаях оказывается очень большим (рис.). Ср. число вторичных ч-ц $\langle n \rangle$ (ср. множественность) медленно растёт с ростом энергии столкновения и практически не зависит от типа сталкивающихся адронов (согласно эксперим. данным, $\langle n \rangle$ возрастает с увеличением $\mathcal{E}$ прибл., как $\ln \mathcal{E}$). Возможно, однако, что ср. множественность вторичных ч-ц, рождающихся с малыми импульсами в системе центра инерции (с. ц. и.) — в т. н. области пионизации — растёт с увеличением энергии по предельно допустимому закону ($\sim \mathcal{E}_{\text{ц. и.}}$), а ч-ц с большими импульсами (область фрагментации), как $\ln \mathcal{E}_{\text{ц. и.}}$. Ср. множественность много меньше максимально возможного числа вторичных ч-ц, к-рое определяется условием, что вся энергия столкновения в с. ц. и. сталкивающихся ч-ц переходит в массу покоя вторичных ч-ц. Это означает, что энергия тратится гл. обр. на сообщение осн. части генерированных ч-ц большой кинетич. энергии (большого импульса). В то же время характерной эмпирич. закономерностью М. п. явл. то, что поперечные (к оси соударения) компоненты импульсов вторичных ч-ц ($p_\perp$), как правило, малы,— их ср. значение составляет прибл. 0,3—0,4 ГэВ/c и почти постоянно в очень широкой области энергий. Поэтому вторичные ч-цы вылетают резко направленными и сужающимися по мере роста энергии потоками вдоль направления движения сталкивающихся ч-ц (в с. ц. и.— вперёд и назад, в л. с.— по направлению движения налетающей ч-цы). С др. стороны, при высоких энергиях сталкивающихся адронов с небольшой вероятностью рождаются вторичные ч-цы и с большими значениями $p_\perp$ в виде *адронных струй* (т. е. неск. ч-ц с близкими направлениями движения). Существование таких струй интерпретируется как рассеяние на большие углы составляющих адронов — *кварков*. Наиболее отчётливо адронные струи наблюдаются в М. п. на встречных электрон-позитронных пучках и интерпретируются как аннигиляция пары e^+e^- в пару из кварка и антикварка, летящих в противоположных направлениях и превращающихся (фрагментирующих) в адроны. При аннигиляции e^+e^- в адроны наблюдаются также трёхструйные процессы, когда один из образующихся кварков (в соответствии с предсказаниями *квантовой хромодинамики*) испускает *глюон*, фрагментирующий в адроны.

Особое значение имеют закономерности, установленные при изучении спец. класса М. п.— *инклюзивных процессов*, когда из большого числа процессов множеств. образования ч-ц при столкновении адронов «a» и «b» отбираются события с рождением определённой ч-цы «c» независимо от того, какие др. ч-цы (X) и в каком кол-ве сопровождают её рождение. На важность изучения таких процессов указал в 1967 А. А. Логунов, установивший на основе квант. теории поля законы предельного возрастания их сечения с ростом энергии (аналогичные теореме Фруассара).

Одна из важнейших закономерностей М. п.— *масштабная инвариантность* (*скейлинг Фейнмана*) — своеобразный закон подобия в микромире, заключающийся в том, что вероятность рождения «инклюзивной» ч-цы «c» с определённым значением продольного импульса p_L (проекции импульса $\boldsymbol{p}$ на направление движения сталкивающихся ч-ц) при разных энергиях столкновения явл. универс. ф-цией от переменной $x = p_L/p_{\text{макс}}$, где $p_{\text{макс}}$ — максимально возможное (при данной энергии) значение p_L ч-цы «c». Т. о., продольные импульсы вторичных ч-ц растут пропорц. энергии столкновения.

Масштабная инвариантность наблюдается также при аннигиляции пары e^+e^- в адроны и при столкновениях релятив. ат. ядер. Масштабная инвариантность др. типа (*скейлинг Бьёркена*) обнаружена в глубоко неупругих процессах рассеяния лептонов на нуклонах. Теоретически масштабная инвариантность может быть объяснена на основе составного строения адронов из кварков-*партонов* (амер. физик Р. Фейнман, 1969). Впервые масштабная инвариантность для отношения выходов K^-/π^-, $\bar{p}/\pi^-$ была установлена в экспериментах на Серпуховском ускорителе (1968). Исторически первые попытки описания М. п. были сделаны на основе статистико-гидродинамич. моделей движения адронного в-ва [нем. физик В. Гейзенберг, итал. физик Э. Ферми, Л. Д. Ландау (1949—53) и др.].

Распределение по числу ч-ц, рождаемых в М. п., подчиняется др. закону подобия — т. н. *KNO*-скейлингу. В соответствии с этим законом вероятность $P(n)$ образования n ч-ц, рождаемых в М. п., зависит от отношения $z = n/\langle n \rangle$ универс. образом: $P(n) = (\sigma_n/\sigma_{\text{неупр}})\langle n \rangle F(z)$, где σ_n — сечение реакции с рождением n ч-ц, $\sigma_{\text{неупр}}$ — полное сечение неупругих процессов. Ф-ция $F(z)$ слабо зависит от типа сталкивающихся ч-ц и практически не зависит от полной энергии. Удовлетворительного теоретического объяснения такой закономерности пока не найдено.

С. С. Герштейн.

МОДЕЛИРОВАНИЕ физическое, замена изучения нек-рого объекта или явления эксперим. исследованием его модели, имеющей ту же физ. природу. В науке любой эксперимент, производимый для исследования тех или иных закономерностей изучаемого явления или для проверки правильности и границ применимости найденных теоретич. путём результатов, по существу представляет собой моделирование, т. к. объектом эксперимента явл. конкретная модель, обладающая необходимыми физ. св-вами, а в ходе эксперимента должны выполняться осн. требования, предъявляемые к М. В технике М. используется при проектировании и сооружении разл. объектов для определения на соответствующих моделях тех или иных св-в (характеристик) как объекта в целом, так и отдельных его частей. К М. прибегают не только из экономич. соображений, но и потому, что натурные испытания очень трудно или вообще невозможно осуществить, когда слишком велики (или малы) размеры натурного объекта или значения др. его хар-к (давления, темп-ры, скорости протекания процесса и т. п.).

В основе физ. М. лежат *подобия теория* и *размерностей анализ*. Необходимыми условиями М. явл. геом. подобие (подобие формы) и физ. подобие модели и натуры: в сходств. моменты времени и в сходств. точках пр-ва значения перем. величин, характеризующих явления для натуры, должны быть пропорц. значениям тех же величин для модели. Наличие такой пропорциональности позволяет производить пересчёт эксперим. результатов, получаемых для модели, на натуру путём умножения каждой из определяемых величин на постоянный для всех величин данной размерности множитель — коэфф. подобия.

Поскольку физ. величины связаны определ. соотношениями, вытекающими из законов и ур-ний физики, то, выбрав нек-рые из них за основные, можно коэфф. подобия для всех др. производных величин выразить через коэфф. подобия величин, принятых за основные. Напр., в механике осн. величинами считают обычно длину l, время t и массу m. Тогда, поскольку скорость $v=l/t$, коэфф. подобия скоростей $k_v=v_н/v_м$ (индекс «н» у величин для натуры, «м» — для модели) можно выразить через коэфф. подобия длин $k_l=l_н/l_м$ и времён $k_t=t_н/t_м$ в виде $k_v=k_l/k_t$. Аналогично, т. к. на основании второго закона Ньютона сила F связана с ускорением w соотношением $F=mw$, то $k_F=k_m\cdot k_w$ (где, в свою очередь, $k_w=k_v/k_t$) и т. д. Из наличия таких связей вытекает, что для данного физ. явления некрые безразмерные комбинации величин, характеризующих это явление, должны иметь для модели и натуры одно и то же значение. Эти безразмерные комбинации физ. величин наз. критериями подобия. Равенство всех критериев подобия для модели и натуры явл. необходимым условием М. Однако добиться этого равенства можно не всегда, т. к. не всегда удаётся одновременно удовлетворить всем критериям подобия.

Чаще всего к М. прибегают при исследовании разл. механических (включая гидроаэромеханику и механику деформируемого тв. тела), тепловых и электродинамич. явлений. При этом число и вид критериев подобия для каждого моделируемого явления зависит от его природы и особенностей. Так, напр., для задач динамики точки (или системы материальных точек), где все ур-ния вытекают из второго закона Ньютона, критерием подобия явл. число Ньютона $Ne=Ft^2/ml$ и условие М. состоит в том, что

$$Ne_н=Ne_м, \text{ т. е. } \frac{F_н t_н^2}{m_н l_н}=\frac{F_м t_м^2}{m_м l_м}. \quad (1)$$

Для колебаний груза под действием силы упругости $F=cl$ равенство (1) приводит к условию $t_н^2 c_н/m_н=t_м^2 c_м/m_м$, что, напр., позволяет по периоду колебаний модели определить период колебаний натуры; при этом явление не зависит от линейного масштаба (от амплитуды колебаний). Для движения в поле тяготения, где $F=km/l^2$, условием подобия явл. $k_н t_н^2/l_н^3=k_м t_м^2/l_м^3$ (явление не зависит от масс). При движении в одном и том же поле тяготения, напр. Солнца, $k_м=k_н$ и полученное соотношение даёт третий закон Кеплера для периода обращения. Отсюда, считая одну из планет «моделью», можно, напр., найти период обращения любой др. планеты, зная её расстояние от Солнца.

Для непрерывной среды при изучении её движения число критериев подобия возрастает, что часто значительно усложняет проблему М. В гидроаэромеханике осн. критерии подобия: *Рейнольдса число Re*, *Маха число M*, *Фруда число Fr*, *Эйлера число Eu*, а для нестационарных (зависящих от времени) течений ещё и *Струхаля число Sh*. При М. явлений, связанных с переносом тепла в движущихся жидкостях и газах или с физ.-хим. превращениями компонентов газовых потоков и др., необходимо учитывать ещё ряд дополнит. критериев подобия.

Создаваемые для гидроаэродинамич. М. эксперим. установки и сами модели должны обеспечивать равенство соответствующих критериев подобия у модели и натуры. Обычно это удаётся сделать в случаях, когда для течения в силу его особенностей сохраняется лишь один критерий подобия. Так, при М. стационарного течения несжимаемой вязкой жидкости (газа) определяющим будет параметр Re и необходимо выполнить одно условие

$$Re_м=Re_н, \text{ т. е. } \frac{\rho_м v_м l_м}{\mu_м}=\frac{\rho_н v_н l_н}{\mu_н}, \quad (2)$$

где ρ — плотность, μ — динамич. коэфф. вязкости среды. При уменьшенной модели ($l_м<l_н$) это можно сделать, или увеличивая скорость ($v_м>v_н$), или используя для М. другую жидкость, у к-рой, напр., $\rho_м>\rho_н$, а $\mu_м\leqslant\mu_н$. При аэродинамич. исследованиях увеличивать $v_м$ в этом случае нельзя (нарушится условие несжимаемости), но можно увеличить $\rho_м$, используя *аэродинамические трубы* закрытого типа, в к-рых циркулирует сжатый воздух.

Когда при М. необходимо обеспечить равенство неск. критериев, возникают значит. трудности, часто непреодолимые, если только не делать модель тождественной натуре, что фактически означает переход от М. к натурным испытаниям. Поэтому на практике нередко прибегают к приближённому М., при к-ром часть процессов, играющих второстепенную роль, или совсем не моделируется, или моделируется приближённо. Такое М. не позволяет найти прямым пересчётом значения тех хар-к, к-рые не отвечают условиям подобия, и их определение требует соответствующих дополнит. исследований. Напр., при М. установившихся течений вязких сжимаемых газов необходимо обеспечить равенство критериев Re и M и безразмерного числа $\varkappa=c_p/c_V$ (c_p и c_V — удельные теплоёмкости газа при пост. давлении и пост. объёме соответственно), что в общем случае сделать невозможно. Поэтому, как правило, обеспечивают для модели и натуры лишь равенство числа M, а влияние на определяемые параметры различий в числах Re и $\varkappa$ исследуют отдельно или теоретически, или с помощью др. экспериментов, меняя в них в достаточно широких пределах значения Re и $\varkappa$.

Для твёрдых деформируемых тел особенности М. тоже зависят от св-в этих тел и хар-ра рассматриваемых задач. Так, при М. равновесия однородных упругих систем (конструкций), механич. св-ва к-рых определяются модулем упругости (модулем Юнга) E и безразмерным коэффициентом Пуассона ν, должны выполняться три условия подобия:

$$\nu_н=\nu_м, \quad \frac{\rho_н g_н l_н}{E_н}=\frac{\rho_м g_м l_м}{E_м}, \quad \frac{F_н}{E_н l_н^2}=\frac{F_м}{E_м l_м^2}, \quad (3)$$

где g — ускорение силы тяжести ($\gamma=\rho g$ — уд. вес материала). В естеств. условиях $g_м=g_н=g$ и получить полное подобие при $l_м\neq l_н$ можно, лишь подобрав для модели спец. материал, у к-рого $\rho_м$, $F_м$ и $\nu_м$ удовлетворяли бы первым двум из условий (3), что практически обычно неосуществимо.

В большинстве случаев модель изготовляется из того же материала, что и натура. Тогда $\rho_м=\rho_н$, $E_м=E_н$ и второе условие даёт $g_м l_м=g_н l_н$. Когда весовые нагрузки существенны, для выполнения этого условия прибегают к т. н. центробежному М., т. е. помещают модель в центробежную машину, где искусственно создаётся приближённо однородное силовое поле, позволяющее получить $g_м>g_н$ и сделать $l_м<l_н$. Если же основными явл. другие нагрузки, а весом конструкции и, следовательно, учётом её уд. веса $\gamma=\rho g$ можно пренебречь, то приближённое М. осуществляют при $g_м=g_н=g$, удовлетворяя лишь последнему из соотношений (3), к-рое даёт $F_м/l_м^2=F_н/l_н^2$; следовательно, нагрузки на модель должны быть пропорц. квадрату её линейных размеров. Тогда модель будет подобна натуре и если, напр., модель разрушается при нагрузке $F_{кр}$, то натура разрушается при нагрузке $F_{кр}\,l_н^2/l_м^2$. Неучёт в этом случае весовых нагрузок даёт следующее. Поскольку эти нагрузки имеют значения γl^3, а последнее из условий (3) требует пропорциональности нагрузок l^3, то при $l_м<l_н$ весовая нагрузка на модель будет меньше требуемой этим условием, т. е. М. не будет полным и модель, как недогруженная, будет прочнее натуры. Это обстоятельство тоже можно учесть или теоретич. расчётом, или дополнит. экспериментами.

При М. явлений в др. непрерывных средах соответственно изменяются вид и число критериев подобия. Так, для пластичных и вязкопластичных сред в число этих критериев наряду с параметрами Фруда, Струхаля и модифициров. параметром Рейнольдса входят параметры Лагранжа, Стокса, Сен-Венана и т. д.

При изучении процессов теплообмена также широко используют М. Для случаев переноса тепла конвекцией определяющими критериями подобия явл. *Нуссельта число* $Nu=\alpha l/\lambda$, *Прандтля число* $Pr=\nu/a$, *Грасгофа число* $Gr=\beta g l^3\Delta T/\nu^2$, а также *Рейнольдса число* Re, где α — коэфф. теплоотдачи, a — коэфф. температуропроводности, λ — коэфф. теплопроводности среды (жидкости, газа), ν — кинематич. коэфф. вязкости, β — коэфф. объёмного расширения, ΔT — разность темп-р поверхности тела и среды. Обычно целью М. явл. определение коэфф. теплоотдачи, входящего в критерий Nu, для чего опытами на моделях устанавливают зависимость Nu от др. критериев. При этом в случае вынужденной конвекции (напр., теплообмен при движении жидкости в трубе) становится несущественным критерий Gr, а в случае свободной конвекции (теплообмен между телом и покоящейся средой) — критерий Re. Однако к значит. упрощениям процесса М. это не приводит, особенно из-за критерия Pr, являющегося физ. константой среды, что при выполнении условия $Pr_м=Pr_н$ практически исключает возможность использовать на модели среду, отличную от натурной. Кроме того, физ. хар-ки среды зависят от её темп-ры, поэтому в большинстве случаев прибегают к приближённому М., отказываясь от условия равенства критериев, мало влияющих на процесс, а др. условиям (напр., подобие физ. св-в сред, участвующих в теплообмене) удовлетворяют лишь в среднем. На практике часто используют также т. н. метод локального теплового М., согласно к-рому условия подобия процессов для модели и натуры выполняются только в той области модели, где исследуется процесс теплообмена.

В случаях переноса теплоты *теплопроводностью* (кондукцией) критериями подобия явл. *Фурье число* $Fo=at_0/l^2$ и число Био $Bi=\alpha l/\lambda$, где t_0 — характерный промежуток времени (напр., период). Для апериодич. процессов (нагревание, охлаждение) t_0 обычно отсутствует и параметр Fo выпадает, а отношение at/l^2 определяет безразмерное время. При М. таких процессов теплообмена удаётся в широких пределах изменять не только размеры модели, но и темп протекания процесса.

Электродинамич. М. применяется для исследования эл.-магн. и электромеханич. процессов в электрич. системах. Электродинамич. модель представляет собой копию натурной электрич. системы с сохранением физ. природы осн. её элементов: синхронные генераторы, трансформаторы, линии передач, первичные двигатели и нагрузка (потребители электрич. энергии), но число их обычно значительно меньше, чем у натурной системы. Поэтому и здесь М. явл. приближённым, причём на модели по возможности полно представляется лишь исследуемая часть системы.

Особый вид М. основан на использовании спец. устройств, сочетающих физ. модели с натурными приборами. К ним относятся стенды для испытания машин, наладки приборов и т. п., тренажёры для тренировки персонала, обучаемого управлению сложными системами или объектами, имитаторы, используемые для исследования разл. процессов в условиях, отличных от обычных земных, напр. при глубоком вакууме или очень высоких давлениях, при перегрузках или невесомости.

М. применяется как при научных исследованиях, так и при решении большого числа практич. задач в разл. областях техники: в строит. деле (определение усталостных напряжений, эксплуатац. разрушений, виброзащита и сейсмостойкость разл. конструкций и др.), в гидравлике и в гидротехнике (определение конструктивных и эксплуатац. характеристик разл. гидротехнич. сооружений, условий фильтрации в грунтах, М. течений рек, приливов и др.), в авиации, ракетной и косм. технике (определение характеристик летат. аппаратов, силового и теплового воздействия среды и др.), в судостроении (определение гидродинамич. характеристик судов, их ходовых кач-в и др.), в приборостроении, в разл. областях машиностроения и др.

● Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; Гухман А. А., Введение в теорию подобия, М., 1963; Эйгенсон Л. С., Моделирование, М., 1952; Кирпичев М. В., Михеев М. А. Моделирование тепловых устройств, М.—Л., 1936; Шнейдер П. Дж., Инженерные проблемы теплопроводности, пер. с англ., М., 1960; Веников В. А., Иванов-Смоленский А. В., Физическое моделирование электрических систем, М.—Л., 1956. *С. М. Тарг, С. Л. Вишневецкий, В. А. Арутюнов.*

МОДУЛИ УПРУГОСТИ (от лат. modulus — мера), величины, характеризующие упругие св-ва материалов при малых деформациях. При растяжении силой F цилиндрич. образца длиной l с площадью поперечного сечения S имеет место линейная зависимость между норм. *напряжением* в поперечном сечении $\sigma=F/S$ и относит. удлинением $\varepsilon=\Delta l/l$, т. е. $\sigma=E\varepsilon$. Константа материала E наз. модулем Юнга или модулем продольной упругости. При растяжении относит. уменьшение поперечных размеров образца — ε' пропорц. ε. Величина $\nu=-\varepsilon'/\varepsilon$, наз. коэффициентом Пуассона. При кручении тонкостенного трубчатого образца касат. напряжение τ в поперечном сечении пропорц. деформации сдвига γ, т. е. $\tau=G\gamma$. Константа материала G наз. модулем сдвига. В изотропном материале значения E, G, ν не зависят от направления, в к-ром вырезан из среды испытуемый образец. При сжатии изотропного тела произвольной формы равномерным давлением p в нём возникает однородное гидростатич. напряжённое состояние, при к-ром $\sigma_{11}=\sigma_{22}=\sigma_{33}=-p$, $\sigma_{12}=\sigma_{23}=\sigma_{31}=0$ и гидростатич. деформация $\varepsilon_{11}=\varepsilon_{22}=\varepsilon_{33}=\varepsilon$, $\varepsilon_{12}=\varepsilon_{23}=\varepsilon_{31}=0$, причём $3\varepsilon=\theta$, где θ — относит. изменение объёма пропорц. давлению, т. е. $-p=K\theta$ или $\sigma=3K\varepsilon$, где $\sigma=\frac{1}{3}(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})$ — среднее напряжение. Константа K наз. модулем объёмной упругости (иногда — модулем всестороннего сжатия).

В обобщённом *Гука законе* вводится ещё два М. у.— постоянные Ламе λ и μ, причём в изотропном материале независимых М. у. только два (напр., λ и μ или E и ν). Между М. у. имеют место равенства:

$$E=\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu},\quad \nu=\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)},\quad G=\mu,$$

$$K=\lambda+\frac{2}{3}\mu,\quad \lambda=\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)},$$

$$\mu=G=\frac{E}{2(1+\nu)},\quad K=\frac{E}{3(1-2\nu)}.$$

Для большинства металлов $\nu \approx 0{,}3$. Значение $\nu = 0{,}5$ соответствует механически несжимаемому материалу. В стали $E \approx 2 \cdot 10^6$ кгс/см², $G \approx 8 \cdot 10^5$ кгс/см²; в меди $E \approx 0{,}9 \cdot 10^6$ кгс/см², $G \approx 4 \cdot 10^5$ кгс/см²; в алюминии $E \approx 0{,}75 \cdot 10^6$ кгс/см², $G \approx 2{,}7 \cdot 10^5$ кгс/см²; в граните $E \approx 0{,}8 \cdot 10^6$ кгс/см², $G \approx 3 \cdot 10^5$ кгс/см².

В анизотропном материале упругие св-ва определяются 21 М. у. В ряде материалов (монокристаллы, направленно армированные композиты и т.п.) имеются плоскости симметрии упругих св-в. При этом число независимых М. у. уменьшается.

М. у. зависят от темп-ры; на величину М. у. для данного материала влияют: термообработка, радиоактивное облучение, скорость деформации и др. внеш. факторы.

● Беляев Н. М., Сопротивление материалов, 9 изд., М., 1954; Лехницкий С. Г., Теория упругости анизотропного тела, М.—Л., 1950; Фридман Я. Б., Механические свойства металлов, 3 изд., ч. 1—2, М., 1974.

В. С. Ленский.

МОДУЛЯЦИЯ (от лат. modulatio — мерность, размеренность), изменение по заданному закону во времени параметров, характеризующих к.-л. стационарный физ. процесс. Примеры М.: изменение по определ. закону амплитуды, частоты или фазы гармонич. колебания для внесения в колебат. процесс требуемой информации (см. *Модуляция колебаний*); изменение во времени интенсивности электронного потока в электронно-лучевом осциллографе, осуществляемое с помощью спец. электрода (модулятора) и приводящее к соответствующему изменению яркости свечения экрана трубки; управление яркостью света с помощью поляризующих устройств и *Керра ячейки*; изменение скорости эл-нов в электронном потоке в клистроне и др. В этих случаях один или неск. параметров, характеризующих стационарный процесс (напр., интенсивность, амплитуда, скорость, частота) изменяются во времени в соответствии с модулирующим воздействием.

Иногда говорят о пространств. М.— изменении параметров стационарного процесса в пр-ве. В нелинейных колебат. и волн. системах возможно спонтанное возникновение М. (автомодуляция).

В. В. Мигулин.

МОДУЛЯЦИЯ КОЛЕБАНИЙ, медленное по сравнению с периодом колебаний изменение амплитуды, частоты или фазы колебаний по определ. закону. Соответственно различаются амплитудная, частотная и фазовая М. к. (рис. 1). Возможна и смешанная модуляция (напр., амплитудно-фазовая). При любом способе М. к. скорость изменения амплитуды, частоты или фазы должна быть достаточно малой, чтобы за период T колебания модулируемый параметр почти не изменился.

М. к. применяется для передачи информации с помощью эл.-магн. волн радио- или оптич. диапазонов, а также акустич. волн. «Переносчиком» сигнала явл. синусоидальные колебания высокой частоты ω. Амплитуда, частота или фаза этих колебаний, а в случае света и поляризация модулируются передаваемым сигналом (см. *Модуляция света*).

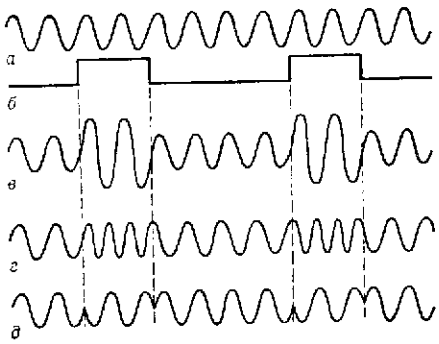


Рис. 1. *а* — гармонич. колебания несущей частоты; *б* — модулирующий сигнал; *в* — амплитудно-модулиров. колебание; *г* — частотно-модулиров. колебание; *д* — фазово-модулиров. колебание.

В простейшем случае модуляции амплитуды A синусоидальным сигналом модулиров. колебание (рис. 2) может быть записано в виде:

$$x = A_0 (1 + m \sin \Omega t) \sin (\omega t + \varphi). \quad (1)$$

Здесь A_0 — амплитуда, ω — частота исходного колебания, Ω — частота модуляции; величина m, наз. глубиной модуляции, характеризует степень изменения амплитуды:

$$m = \frac{A_{макс} - A_{мин}}{A_{макс} + A_{мин}}. \quad (2)$$

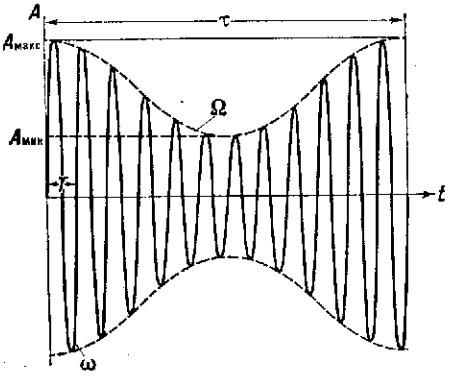


Рис. 2. Колебание, модулированное по амплитуде синусоидальным сигналом.

Частота модуляции Ω характеризует скорость изменения амплитуды колебаний. Эта частота должна быть во много раз меньше, чем несущая частота ω. Модулиров. колебание уже не явл. строго синусоидальным. Амплитудно-модулиров. колебание представляет собой сумму трёх синусоидальных колебаний с частотами ω, $\omega + \Omega$, $\omega - \Omega$. Частота ω наз. несущей. Две остальные частоты наз. боковыми частотами (сателлитами). Амплитуда каждой из них равна $mA_0/2$.

Любая передающая радиостанция, работающая в режиме амплитудной модуляции, излучает не одну частоту, а спектр частот. В простейшем случае М. к. синусоидальным сигналом этот спектр содержит лишь три составляющие — несущую и две боковые. Если же модулирующий сигнал не синусоидальный, а более сложный, то вместо двух боковых частот в спектре модулиров. колебания будут две боковые полосы, частотный состав к-рых определяется частотным составом модулирующего сигнала. Поэтому каждая передающая станция занимает определённый частотный интервал. Во избежание помех несущие частоты разл. станций должны отстоять друг от друга на расстоянии, большем, чем сумма боковых полос. Ширина боковой полосы зависит от хар-ра передаваемого сигнала; для радиовещания — 10 кГц, для телевидения — 6 МГц. Исходя из этих величин, выбирают интервал между несущими частотами разл. станций. Для получения амплитудно-модулиров. колебания колебание несущей частоты ω и модулирующий сигнал частоты Ω подают на спец. устройство — модулятор.

В случае частотной модуляции синусоидальным сигналом частота колебаний меняется по закону:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \cos \Omega t, \quad (3)$$

где $\Delta\omega$ — т. н. девиация частоты. При частотной модуляции полоса частот модулиров. колебания зависит от величины $\beta = \Delta\omega/\Omega$, наз. индексом частотной модуляции. При $\beta \ll 1$ справедливо приближённое соотношение:

$$x \approx A_0 (\sin \omega t + \beta \sin \Omega t \cos \omega t). \quad (4)$$

В этом случае частотно-модулиров. колебание, так же как и амплитудно-модулированное, состоит из несущей частоты ω и двух спутников с частотами $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$. Поэтому при малых β полосы частот, занимаемые амплитудно-модулированными и частотно-модулиров. сигналами, одинаковы. При больших индексах β спектр боковых частот значительно увеличивается. Кроме колебаний с частотами $\omega \pm \Omega$ появляются колебания, частоты к-рых равны $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$ и т. д. Полная ширина полосы частот, занимаемая частотно-модулиров. колебанием с девиацией $\Delta\omega$ и частотой модуляции Ω (с точностью, достаточной для практич. целей), может считаться равной $2\Delta\omega + 2\Omega$, т. е. шире, чем при амплитудной модуляции.

Преимуществом частотной модуляции перед амплитудной в технике связи явл. бо́льшая помехоустойчивость. Это кач-во частотной модуляции проявляется при $\beta \gg 1$, т. е. когда полоса частот, занимаемая частотно-

модулиров. сигналом, во много раз больше 2Ω. Поэтому частотно-модулиров. колебания используются для высококачеств. передачи сигналов в диапазоне УКВ, где на каждую радиостанцию выделена полоса частот, в 15—20 раз большая, чем в диапазоне длинных, средних и коротких *радиоволн*, на к-рых работают радиостанции с амплитудной модуляцией. Частотная модуляция применяется также для передачи звук. сопровождения телевизионных программ. Частотно-модулиров. колебания могут быть получены изменением частоты задающего генератора.

В случае фазовой модуляции модулиров. колебание имеет вид:

$$x = A_0 \sin(\omega t + \Delta\varphi \sin \Omega t). \quad (5)$$

Такое колебание тождественно частотно-модулированному с синусоидальной модуляцией частоты по закону (3), причём $\Delta\varphi$ совпадает с индексом модуляции β. О фазовой модуляции говорят в случае, если $\Delta\varphi$ остаётся неизменным при изменении частоты модулирующего сигнала Ω, а о частотной, когда при этом не изменяется $\Delta\omega = \beta\Omega$. В случае несинусоидального модулирующего сигнала различие между частотной и фазовой М. к. более чётко выражено (рис. 1, *г*, *д*).

Во мн. случаях модулирующий сигнал имеет вид импульса, а результирующий — цуга колебаний высокой

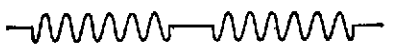


Рис. 3. Радиоимпульсы.

частоты или радиоимпульса (рис. 3). Радиоимпульсы используются, напр., в радиолокации, иногда с дополнит. частотной модуляцией несущего сигнала. В многоканальных системах связи в кач-ве переносчика информации используется не гармонич. колебание, а периодич. последовательность радиоимпульсов. Такая последовательность определяется четырьмя параметрами: амплитудой, частотой следования, длительностью (шириной) и фазой. В соответствии с этим возможны четыре типа импульсной модуляции: амплитудно-импульсная, частотно-импульсная, широтно-импульсная, фазово-импульсная. Импульсная модуляция обладает повышенной помехоустойчивостью по сравнению с модуляцией непрерывной синусоидальной несущей, зато полоса частот, занимаемая передающей радиостанцией с импульсной модуляцией во много раз шире, чем при амплитудной модуляции (см. *Импульсная модуляция*).

Модуляция используется не только для регулярных, но и для случайных сигналов, напр. в радиоастрономии модулируются шумовые сигналы.

● Харкевич А. А., Основы радиотехники, ч. 1, М., 1962; Гольдман С., Гармонический анализ, модуляция и шумы, пер. с англ., М., 1951; Рытов С. М., Модулированные колебания и волны, «Тр. Физического ин-та АН СССР», 1940, т. 2, в. 1; Зернов Н. В., Карпов В. Г., Теория радиотехнических цепей, 2 изд., Л., 1972.

В. Н. Парыгин.

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА (модуляция оптического излучения), изменение во времени по заданному закону амплитуды (интенсивности), частоты, фазы или поляризации колебаний *оптического излучения*. Применяется для передачи информации с помощью оптич. сигналов или для формирования световых потоков с определ. параметрами. В зависимости от того, какая хар-ка подвергается изменению, различают амплитудную, фазовую, частотную или поляризационную М. с. Для излучений видимого и ближнего ИК диапазонов (10^{14}—$8 \cdot 10^{14}$ Гц) возможны частоты модуляции с верх. пределом до 10^{11}—10^{12} Гц. Естественная М. с. происходит при испускании света элем. излучателями (атомами, ионами); независимость испускания такими излучателями фотонов и различие в частоте последних приводит к тому, что излучение содержит набор частот и флуктуирует по амплитуде, т. е. является амплитудно-частотно-модулированным. Естеств. частотная М. с. происходит также при неупругом рассеянии света на внутримолекулярных колебаниях (см. *Комбинационное рассеяние света*) и на упругих волнах в конденсиров. средах (см. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). В обоих случаях рассеянный свет содержит частоты, отличные от частоты падающего света.

М. с., при к-рой преобразование излучения происходит в процессе его формирования непосредственно в источнике оптич. излучения, наз. внутренней М. с. При внешней М. с. параметры излучения изменяют после его выхода из источника с помощью модуляторов света. Они характеризуются линейностью модуляц. хар-ки, динамич. диапазоном модулируемых частот, широкой полосой пропускания, потребляемой мощностью, световыми потерями. Т. к. регистрация излучения, модулированного по частоте, фазе или поляризации, сопряжена с технич. трудностями, то на практике все эти виды М. с. преобразуют в амплитудную модуляцию либо непосредственно в модуляторе, либо с помощью спец. устройств, помещаемых перед приёмником излучения.

Простейший модулятор для амплитудной М. с.— устройство, обеспечивающее периодич. прерывание светового потока. С этой целью используют колеблющиеся и вращающиеся заслонки, призмы, зеркала, а также вращающиеся диски с отверстиями, *растры*. Наиболее широко распространены вращающиеся диафрагмы с определ. сочетанием прозрачных и непрозрачных элементов. При вращении диафрагмы световой поток прерывается с частотой, равной произведению числа модулируемых элементов на частоту вращения диафрагмы.

М. с. осуществляют также на основе физ. эффектов, протекающих при распространении световых потоков в разл. средах (электрооптич., магнитооптич., упругооптич. эффекты). Для такой модуляции применяют управляемый двулучепреломляющий элемент из материала, обладающего естественной или наведённой анизотропией. Внеш. управляющее поле (напр., электрич. поле или поле упругих напряжений) приводит к изменению оптич. хар-к среды. Широкое распространение получили модуляторы на основе *Поккельса эффекта*, в к-рых фазовый сдвиг между обыкновенным и необыкновенным лучами линейно зависит от величины напряжённости электрич. поля. В модуляторах на основе *Керра эффекта* разность фаз колебаний обыкновенного и необыкновенного лучей пропорц. квадрату напряжённости электрич. поля. Для получения амплитудной М. с. электрооптич. в-во обычно помещают между скрещёнными *поляризаторами*. Важным св-вом электрооптич. эффекта явл. его малая инерционность, позволяющая осуществить М. с. вплоть до частот 10^{12} Гц. В электрооптич. модуляторах ослабление модулирующего сигнала не зависит от интенсивности модулируемого света, и потому для увеличения глубины модуляции используют многократное прохождение света через один и тот же модулирующий сигнал. Примером может служить модулятор на основе *интерферометра* Фабри — Перо, заполненный электрооптич. средой.

С целью увеличения объёма информации, переносимой световым лучом, используют пространственную М. с., различную в каждой точке поперечного сечения пучка света. Осн. элемент пространств. модулятора света — кристалл, на поверхности к-рого записывается определ. потенциальный рельеф; проходящий через кристалл пучок света оказывается промодулированным в каждой точке поперечного сечения в соответствии с потенциальным рельефом, записанным на кристалле, при этом модуляция может быть амплитудной и фазовой.

Из многочисл. магнитооптич. эффектов для М. с. наибольшее применение нашёл *Фарадея эффект* в прозрачных в-вах. Периодически меняющееся магн. поле приводит к периодич. изменению угла *вращения плоскости поляризации* света, прошедшего через магнитооптич. элемент, помещённый в магн. поле. Угол поворота плоскости поляризации пропорц. длине пути света в в-ве и при достаточной прозрачности среды может быть сделан сколь угодно большим. Важной особенностью магнитооптич. модуляторов явл. постоянство коэфф. удельного

вращения плоскости (*Верде постоянная*) в ИК диапазоне длин волн. Это повышает конкурентоспособность магнитооптич. устройств при больших длинах волн оптич. излучения по сравнению с электрооптическими, в к-рых управляющее напряжение линейно возрастает с увеличением длины волны света. В магнитооптич. модуляторах света удаётся достичь глубины модуляции (см. *Модуляция колебаний*) 40% на частотах до 10^8 Гц.

Для М. с. используют также искусств. оптич. анизотропию, к-рая возникает в нек-рых изотропных тв. телах под воздействием упругих напряжений (*фотоупругость*). При прохождении плоскополяризованного излучения через фотоупругую среду с наведённым двулучепреломлением излучение становится эллиптически поляризованным. Помещая такую среду между скрещенными поляризатором и анализатором, наблюдают амплитудную М. с., аналогичную модуляции в электрооптич. средах. Применение таких модуляторов особенно целесообразно в ИК диапазоне, т. к. разность фаз колебаний необыкновенного и обыкновенного лучей $\sim n^3$, где n — показатель преломления, равный 4÷6 для в-в, прозрачных в этом диапазоне.

В основе работы акустооптич. модуляторов лежит явление *дифракции света на ультразвуке* (см. также *Фотоакустические явления*).

Методы, основанные на изменении *поглощения света* средой, обеспечивают лишь амплитудную М. с. При этом обязательно имеют место потери световой энергии в модулирующем устройстве. Электрич. управление поглощением света (полупроводниками) легко может быть получено либо при изменении концентрации свободных носителей или их подвижности, либо за счёт сдвига края полосы поглощения (*Франца — Келдыша эффект*).

Внутр. М. с. осуществляют, используя для питания электрич. источников света переменное или импульсно-периодич. напряжение. Лампы накаливания при этом из-за своей инерционности дают заметную глубину модуляции лишь до частот $\sim 10^2$ Гц; газоразрядные источники света менее инерционны и допускают модуляцию до частот 10^5 Гц (при глубине модуляции 50—70%).

Появление *лазеров* вызвало интенсивное развитие методов внутр. М. с., основанных на управлении когерентным излучением за счёт изменения параметров лазера. При этом многие устройства, размещаемые внутри *оптического резонатора* лазера, применяются как внеш. модуляторы. Используя разл. способы внутр. модуляции, получают любой вид М. с.: амплитудный, частотный, фазовый и поляризационный. Управление частотой излучения лазера достигается путём изменения добротности оптич. резонатора лазера, напр. изменения оптич. длины резонатора. С этой целью одно из зеркал резонатора закрепляют либо на магнитострикционном стержне (см. *Магнитострикционный преобразователь*), либо на пьезоэлементе и изменяют длину резонатора синхронно с модулирующим напряжением. Тот же эффект может быть достигнут путём изменения показателя преломления среды, заполняющей резонатор. Для этого внутрь резонатора помещают электрооптич. кристалл. Частотную модуляцию излучения лазера можно получить также при наложении на *активную среду* магн. или электрич. полей (см. *Зеемана эффект*, *Штарка эффект*), под действием к-рых происходит расщепление и смещение рабочих уровней атомов, ответственных за генерацию когерентного излучения. Изменяя величину коэфф. усиления, получают амплитудную модуляцию излучения лазера. Для этого воздействуют на разность населённостей активной среды, либо используя вспомогат. возбуждение, приводящее к перераспределению населённостей. Амплитудная модуляция излучения может быть получена и при помощи модуляции тока разряда газовых или ПП лазеров, работающих в непрерывном режиме. Одним из методов управления когерентным излучением с целью получения импульсного излучения явл. модуляция величины *обратной связи* лазера, т. е. коэфф. отражения зеркал резонатора. С этой целью используют резонатор, одно из зеркал к-рого вращается с большой скоростью, и поэтому условия генерации выполняются лишь в короткие промежутки времени. Вместо зеркал часто используют вращающуюся призму полного внутр. отражения. Изменение величины обратной связи можно также получить, заменяя одно из зеркал на интерферометр Фабри — Перо. Коэфф. отражения такого резонатора зависит от расстояния между зеркалами, меняя к-рое, можно модулировать интенсивность излучения и получать т. н. гигантские импульсы (см. *Лазер*). Наконец, излучение лазеров можно модулировать, изменяя добротность оптич. резонатора путём введения потерь, величина к-рых управляется внеш. сигналом. Для этого используют модуляторы на основе электрооптич. и фотоупругих сред. Для т. н. пассивного управления добротностью используют метод, основанный на введении в резонатор элементов (растворов, стёкол), прозрачность к-рых изменяется под действием светового излучения. Такой вид модуляции (автомодуляция) широко используется для генерирования импульсов когерентного излучения нано- и пикосекундного диапазонов.

Модуляторы света широко применяются в технике и науч. исследованиях, напр. в *оптической связи*, в вычислит. технике.

● Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970; Модуляция и отклонение оптического излучения, М., 1967.

Л. Н. Капорский.

МО́ДЫ (от лат. modus — мера, образ, способ, вид), типы колебаний (*нормальные колебания*) в распределённых колебат. системах (см. *Объёмный резонатор*, *Оптический резонатор*) или типы волн (*нормальные волны*) в волноводных системах и волновых пучках (см. *Радиоволноводы*, *Квазиоптика*). Термин «М.» стал употребляться также для любого волнового поля (вне его источников), обладающего определ. пространств. структурой (симметрией). Так появились понятия: М. излучения *лазера*, «утекающая» М., поверхностная М., М. «шепчущей галереи», экспоненциально спадающая М., селекция М. и т. д.

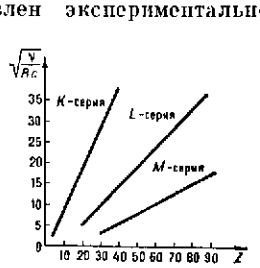
● См. лит. при статьях *Нормальные колебания*, *Нормальные волны*, *Лазер*.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

МО́ЗЛИ ЗАКО́Н, утверждает, что корень квадратный из частоты ν характеристич. *рентгеновского излучения* элемента и его ат. номер Z связаны линейной зависимостью:

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \frac{Z - S_n}{n}$$

(R — *Ридберга постоянная*, S_n — постоянная экранирования, учитывающая влияние на отдельный эл-н всех остальных эл-нов атома, n — главное квантовое число (см. *Квантовые числа*). Установлен экспериментально англ.



физиком Г. Мозли (H. Moseley) в 1913. На диаграмме Мозли (рис.) зависимость $\sqrt{\nu}$ от Z представляет собой ряд прямых (K-, L-, M- и т. д. серии, соответствующие $n=1, 2, 3, \ldots$). В каждой серии при переходе от Z к $Z+1$ значение $\sqrt{\nu}$ увеличивается на одну и ту же величину, благодаря этому элементы можно расположить в ряд в соответствии с возрастанием Z. Исторически М. з. позволил окончательно подтвердить, что Z определяется зарядом ядра, а не ат. массой. Это устранило последние сомнения в правильности размещения элементов в *периодической системе* элементов.

А. В. Колпаков.

МОЛЕ́КУЛА (новолат. molecula, уменьшит. от лат. moles — масса), наименьшая ч-ца в-ва, обладающая его осн. хим. св-вами и состоящая из атомов, соединённых между собой *химическими связями*. Число атомов в М. составляет от двух (H_2, O_2, HF, KCl)

до сотен и тысяч (нек-рые витамины, гормоны и белки). Атомы инертных газов часто называют одноатомными М., хотя, строго говоря, они не явл. М. Если М. состоит из тысяч и более повторяющихся единиц (одинаковых или близких по строению групп атомов), то её называют *макромолекулой*. В физике представление о М. возникло в 18 в. и получило широкое признание в 19 в. в связи с развитием термодинамики и теории газов и жидкостей. Во 2-й половине 19 в. с помощью разл. хим. методов были получены мн. важные сведения о строении М. Окончательно существование М. было подтверждено опытами франц. физика Ж. Б. Перрена по изучению *броуновского движения* (1906).

Атомы в М. связаны между собой в определ. последовательности и определ. образом расположены в пр-ве. Наиб. общие хар-ки М.— мол. масса, состав и структурная ф-ла, указывающая последовательность хим. связей (напр., мол. масса М. воды 18, равная сумме масс входящих в неё атомов в *атомных единицах массы*, состав H_2O, структурная ф-ла H—O—H). Прочность межатомной связи характеризуется энергией хим. связи, к-рая составляет обычно неск. десятков кДж/моль. Атомы в М. непрерывно совершают колебат. движения; при определ. условиях, напр. в газовой фазе, М. могут совершать поступат. и вращат. движения. М., как и атомы, не имеют чётких границ. Размеры М. можно ориентировочно оценить, зная плотность в-ва, мол. м. и число Авогадро. Так, если допустить, что М. H_2O имеет сферич. форму, то диаметр её окажется равным $\sim 3\cdot 10^{-8}$ см (0,3 нм). Размеры М. растут с увеличением числа атомов в них и лежат в пределах 10^{-8}—10^{-5} см. М. нельзя увидеть невооружённым глазом или с помощью оптич. микроскопа, однако существование М. доказывают мн. явления (броуновское движение, диффузия, дифракция рентг. лучей, эл-нов, нейтронов и т. д.).

Устойчивость М. в среде зависит от её вз-ствия с др. атомами, а также от темп-ры, давления и др. внеш. факторов. В газообразном состоянии в-во, как правило, состоит из М. (кроме инертных газов, паров металлов). При достаточно высоких темп-рах М. всех газов распадаются на атомы. В конденсированных системах М. могут сохраняться. Вода во всех агрегатных состояниях состоит из М.; из М. построены большинство жидкостей и *молекулярные кристаллы*. В металлах и др. ат. кристаллах, а также их расплавах М., как правило, не существуют, т. к. в них каждый атом взаимодействует со всеми соседними приблизительно одинаково.

Химическая связь. Возможность образования М. объясняется тем, что внутр. энергия М. как системы атомов ниже суммарной энергии этих атомов в изолиров. состоянии. Соответствующая разность энергии наз. энергией образования М. из атомов (или энергией атомизации), к-рая приближённо равна сумме энергий хим. связей.

Для хим. связи существ. значение имеют лишь эл.-магн. вз-ствия эл-нов и ядер входящих в М. атомов. Наиболее часто встречаются М., в к-рых существуют ковалентные и ионные хим. связи. К о в а л е н т н а я с в я з ь возникает при обобществлении эл-нов (обычно электронных пар) двумя соседними атомами (т. е. за счёт обмена эл-нами). Хим. связь такого типа осуществляется в М. H_2, O_2, CO и др. При сближении атомов ковалентная связь образуется только в том случае, когда спины их внеш. эл-нов антипараллельны. При этом происходит деформация электронных оболочек атомов, их перекрытие по линии, соединяющей ядра. При некром межъядерном расстоянии силы притяжения уравновешиваются силами отталкивания и образуется устойчивая система, внутр. энергия к-рой минимальна.

И о н н а я с в я з ь осуществляется электростатич. вз-ствием атомов при переходе эл-на одного из них к другому, т. е. при образовании положит. и отрицат. иона. Такая связь характерна для М. NaCl, KI и др. Ковалентные и ионные хим. связи явл. предельными; как правило, образуются смешанные хим. связи — частично ковалентные, частично ионные.

Внутренняя энергия и уровни энергии молекул. Внутр. энергия М.— осн. хар-ка, определяющая её состояние и св-ва и зависящая от взаимного расположения составляющих её ч-ц и их движения. М. явл. квант. системой, и её внутр. энергия $\mathcal{E}$ может принимать лишь определ. значения, т. е. к в а н т у е т с я. Внутр. энергия М. приближённо равна сумме энергий электронных движений $\mathcal{E}_э$, колебаний ядер $\mathcal{E}_к$ и вращения М. как целого $\mathcal{E}_в$, т. е. $\mathcal{E}\approx\mathcal{E}_э+\mathcal{E}_к+\mathcal{E}_в$, причём $\mathcal{E}_э\gg\mathcal{E}_к\gg\mathcal{E}_в$. Каждая из указанных энергий квантуется в соответствии с законами *квантовой механики*, и ей соответствует набор дискретных *уровней энергии* (электронные, колебат. и вращат. уровни энергии).

Состояние М. как квант. системы описывается *Шрёдингера уравнением*, к-рое учитывает электростатич. вз-ствия эл-нов с ядрами, эл-нов друг с другом, а также кинетич. энергию эл-нов и ядер. В адиабатическом приближении ур-ние Шрёдингера для М. распадается на два ур-ния — для эл-нов и для ядер. Решение (обычно приближённое) электронного ур-ния Шрёдингера — нахождение уровней энергии эл-нов — одна из осн. задач *квантовой химии*.

М.— электрически нейтральные системы, однако электронная плотность в них распределена неравномерно. Число электронных уровней в М. значительно больше числа уровней энергии составляющих М. атомов, поскольку каждый атом М. находится в электрич. поле остальных атомов, в результате чего уровни расщепляются на многочисл. подуровни *(Штарка эффект)*.

Электронные уровни М. определяются совокупностью *квантовых чисел*, характеризующих состояния всех эл-нов М. Уровни, отвечающие значениям квант. числа $\Lambda=0, 1, 2, \ldots$ полного орбит. момента M обозначаются соответственно Σ, Π, Δ, ... (Λ представляет собой сумму орбитальных квант. чисел эл-нов; см. *Атом*). Квант. число $S=0, 1, 2, \ldots$ определяет полный спиновый момент, внутр. квант. число $\Omega=\Lambda\pm S$ — полный момент М. Электронный уровень М. обозначают $^{2S+1}\Lambda_\Omega$, где слева вверху приводится мультиплетность уровня $x=2S+1$.

Ур-ние Шрёдингера для ядер содержит информацию о колебаниях М. и вращениях её как целого. Решение этого ур-ния для двухатомной М. приводит к дискретным колебат. уровням, отстоящим один от другого на $h\nu$, если колебания ядер считать гармоническими (ν — собств. частота осциллятора), и на $h\nu-2(v+1)h\nu a$ — при ангармонич. колебаниях (v — колебательное квант. число, a — постоянная ангармоничности). Колебания реальных двухатомных М. ангармоничны, и расстояние между колебат. уровнями энергии убывают с ростом v, а макс. колебат. энергия равна энергии *диссоциации* М.

В многоатомной М. как связанной системе ч-ц колебания отд. атомов не независимы. Сложные колебания такой системы можно разделить на независимые гармонич. колебания, каждое из к-рых характеризуется определ. частотой; их называют н о р м а л ь н ы м и к о л е б а н и я м и.

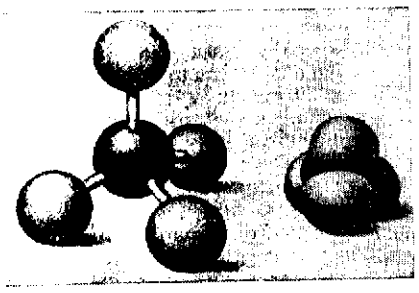
Колебания многоатомных М. в принципе могут быть изучены теоретически с помощью методов квант. химии, однако на практике обычно пользуются механич. моделью, оперирующей силовыми постоянными разл. структурных элементов М.

Вращат. уровни двухатомной М. определяются выражением $\mathcal{E}_в=h^2J(J+1)/8\pi^2I$, где I — момент инерции М., относительно нек-рой оси вращения, J — вращат. квант. число. Аналогичные ф-лы, выведенные для многоатомных М., позволяют определять их геометрию по наблюдаемым чисто вращат. спектрам. Выражение для $\mathcal{E}_в$ резко усложняется, если, помимо вращения М. как целого, имеет место внутр. вращение, приводящее к ротамерам (см. ниже). Однако ф-лы для $\mathcal{E}_в$ дают возможность на основании вращат. спектров оценивать барьеры внутр. вращения и др. хар-ки М. Наряду с чисто элект-

ронными, колебат. и вращат. уровнями энергии в спектрах проявляются уровни, обусловленные электронно-колебат. и колебательно-вращат. вз-ствиями.

Спектры излучения, поглощения, комбинац. рассеяния света возникают при переходах М. с одного уровня энергии на другой; при этом М. поглощает или излучает энергию, равную разности энергий этих уровней. Соответственно возникают электронные, колебат. и вращат. спектры М. (подробнее см. *Молекулярные спектры*).

Структура молекулы. Геометрию М. можно описать декартовыми координатами атомов, однако чаще всего её характеризуют набором внутр. параметров — длин связей, валентных и двугранных углов. Длиной связи наз. расстояние между ядрами атомов, соединённых между собой хим. связью. Обыч-



Трёхмерные модели молекул: слева — шаро-игловая модель: атомы изображены белыми шарами, валентные связи — выходящими из них стержнями; справа — объёмная модель Стюарта—Бриглеба: атомы представлены шарами, радиусы к-рых пропорц. ван-дер-ваальсовым радиусам.

но, чем больше длина связи, тем меньше её прочность. Валентным наз. угол между двумя хим. связями, выходящими из одного атома. Торсионные углы — это углы вращения вокруг связей. Так, в М. перекиси водорода, H—O—O—H, длины связей O—O и O—H равны соотв. 0,147 и 0,095 нм, валентный угол H—O—O равен 95° и торсионный угол (угол вращения вокруг связи O—O, или двугранный угол между плоскостями H—O—O и O—O- H) равен 112°.

Каждое электронное состояние характеризуется равновесной геометрией (равновесной конфигурацией), отвечающей мин. энергии. В обычных условиях М. находится в основном электронном состоянии (на ниж. электронном уровне), и термин «равновесная конфигурация» часто относят только к этому состоянию. Так, приведённые выше внутр. геом. параметры М. H—O—O—H явл. равновесными, тогда как, напр., плоские формы этой М. (торсионный угол равен 0 или 180°) неравновесны. Зависимость внутр. энергии М. от геом. параметров для многоатомных М. может быть представлена многомерной поверхностью, наз. потенциальной поверхностью. Самый глубокий минимум потенц. энергии М. соответствует её равновесной конфигурации, метастабильным состояниям отвечают менее глубокие минимумы. Определение потенц. поверхности М. или хотя бы выявление нек-рых её особенностей явл. целью разл. эксперим. и теоретич. исследований.

Расположение атомов в М. всегда обладает определённой симметрией (см. *Симметрия молекулы*). Потенц. поверхность М. также обладает симметрией, что проявляется, напр., в инфракрасных спектрах М. или спектрах комбинационного рассеяния света.

Нек-рые одинаковые по составу М. могут отличаться строением или расположением атомов. Такие формы существования в-ва наз. изомерами (см. *Изомерия молекул*). Структурные изомеры имеют разную последовательность хим. связей, и их М. изображаются разными структурными ф-лами (напр., нормальный бутан $H_3C—CH_2—CH_2—CH_3$ и изобутан $H_3C\diagdown CH—CH_3$ $H_3C\diagup$). Структурные изомеры — это разные М., а соответствующие соединения обладают разными физ. и хим. св-вами. Так, темп-ра кипения нормального бутана равна +0,6 °С, а изобутана —11,7 °С.

Поворотные изомеры (ротамеры, конформеры) возникают при вращении атомов или ат. групп вокруг хим. связей и отвечают разным минимумам потенц. поверхности М. Они представляют собой разл. состояния одной и той же М. Энергетич. барьеры, разделяющие поворотные изомеры, не превышают 100 кДж/моль, а время жизни этих изомеров обычно $\sim 10^{-10}—10^{-13}$ с. При более высоких энергетич. барьерах (напр., при геом. изомерии М.) время жизни изомеров возрастает и появляется возможность их разделения.

М. оптических изомеров энантиоморфны — зеркально симметричные одна по отношению к другой. Такие изомеры вращают плоскость поляризации света в противоположные стороны; остальные же физ. св-ва у них совершенно одинаковы (см. *Оптически активные вещества*).

Свойства молекул. Исследование молекул. Хим. и большинство физ. св-в М. определяются их внеш. эл-нами. Так, внеш. эл-ны определяют оптич. спектры М. В спектрах М. проявляются мн. особенности их строения (симметрия, изомерия, природа хим. связи и т. д.). Индивидуальность спектров соединений, характеристичность частот колебаний определ. групп атомов в М. позволяют производить качеств. и количеств. *спектральный анализ* в-ва. Электронные уровни энергии изучают методами *ультрафиолетовой спектроскопии*, *фотоэлектронной спектроскопии*, рентгеноэлектронной спектроскопии. Колебат. уровни энергии проявляются в ИК спектрах и спектрах комбинац. рассеяния света. Частоты вращат. линий лежат в радиодиапазоне (см. *Микроволновая спектроскопия*), а также в дальней ИК области спектра.

Во внеш. электрич. поле М. поляризуется — приобретает индуциров. дипольный момент (см. *Поляризуемость* атомов, ионов, молекул). Поляризация в-в из полярных М. (т. е. М., обладающих пост. дипольными моментами) во внеш. электрич. поле обусловлена как их ориентацией вдоль поля, так и возникновением индуциров. дипольных моментов за счёт электронной поляризуемости. Измерение диэлектрич. проницаемости и поляризации в-ва даёт возможность приблизительно оценивать поляризуемость и величину пост. дипольных моментов отд. М., что позволяет делать выводы о её строении — симметрии, распределении электронной плотности, присутствии тех или иных групп атомов и их расположении и т. д.

Магн. св-ва М. дают важные сведения о строении электронной оболочки. Большинство М. диамагнитны, т. е. не имеют пост. магн. момента. Поведение таких М. в магн. поле определяется их отрицат. *магнитной восприимчивостью*. Парамагн. М., обладающие пост. магн. моментом, во внеш. магн. поле стремятся ориентироваться в направлении поля. Пост. магн. моментом (связанным со спином эл-нов, а также с их орбит. движением) могут обладать как электронная оболочка, так и ат. ядра. Парамагнитные (обладающие неспаренным эл-ном) М. исследуют с помощью *электронного парамагнитного резонанса*. В спектрах *ядерного магнитного резонанса* проявляются вз-ствия спиновых моментов ат. ядер, зависящие от электронной структуры М. и окружения каждого атома. На основании спектров ЯМР судят о направлении хим. связей, различных проявлениях изомерии М., взаимном расположении атомов в М., о динамике атомов в М. и т. д.

Важный метод изучения М.— *масс-спектроскопия*. Масс-спектрометрич. измерения основаны на расщеплении М. на электрически заряж. фрагменты (радикалы) и определении масс этих фрагментов. Геометрию М. в кристаллах определяют с помощью дифракции рентг. лучей (см. *Рентгеновский структурный анализ*) и нейтронов (см. *Нейтронография*). В газовой фазе и парах геометрию М. исследуют с помощью дифракции эл-нов (см. *Электронография*) и микроволновых спектров. Эти исследования дают точность в определении координат атомов (ядер) порядка 0,001 нм; отсюда точность в определении длин связей ~0,001 нм и в определении

валентных и двугранных углов — 1—2°. Помимо дифракц. и спектроскопич. методов, существует ещё ряд методов исследования структурных, динамич. и термодинамич. хар-к М. Так, термодинамич. методы (в частности, калориметрия) позволяют определять разность энтальпий разл. изомеров, поглощение УЗ используется для установления равновесного содержания изомеров в жидкостях и р-рах и т. д.

● Вольькенштейн М. В., Строение и физические свойства молекул, М.—Л., 1955; Картмелл Э., Фоулз Г. В. А., Валентность и строение молекул, пер. с англ., М., 1979; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974 (Теоретическая физика, т. 3).

В. Г. Дашевский.

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ АКУ́СТИКА, раздел физ. акустики, в к-ром св-ва в-ва и кинетика мол. процессов исследуются акустич. методами. Осн. методами М. а. явл. измерение *скорости звука* и *поглощения звука* и зависимостей этих величин от частоты звук. волны, темп-ры, давления и др. Методами М. а. можно исследовать газы, жидкости, полимеры, тв. тела, плазму.

По скорости звука можно определить сжимаемость, отношение теплоёмкостей c_p/c_V, *модули упругости* тв. тела и др., а по поглощению звука — значение сдвиговой *вязкости* и *объёмной вязкости*, время *релаксации* τ_p и др. В газах, измеряя скорость звука и её зависимость от темп-ры, определяют параметры, характеризующие вз-ствие молекул газа при столкновении. В жидкостях, вычисляя скорость звука на основании той или иной модели жидкости и сравнивая результаты расчёта с опытными данными, в ряде случаев можно оценить правдоподобность используемой модели и определить энергию вз-ствия молекул. На скорость звука влияют особенности мол. структуры, силы *межмолекулярного взаимодействия* и плотность упаковки *молекул*. Так, напр., увеличение плотности упаковки молекул, появление *водородных связей*, полимеризация приводят к увеличению скорости звука, а введение в молекулу тяжёлых атомов — к её уменьшению.

При наличии релаксац. процессов (см. *Релаксация акустическая*) энергия поступат. движения молекул в звук. волне перераспределяется на внутр. степени свободы. При этом появляется *дисперсия звука*, а зависимость произведения коэфф. поглощения на длину волны от частоты звука имеет максимум на нек-рой частоте $\omega_p = 1/\tau_p$, наз. частотой релаксации. Величины дисперсии звука и коэфф. поглощения зависят от того, какие именно степени свободы возбуждаются под действием звук. волны, а ω_p связана со скоростью обмена энергией между разл. степенями свободы. Т. о., измеряя скорость звука и коэфф. поглощения в зависимости от частоты звука и определяя τ_p, можно судить о характере мол. процессов и о том, какой из них вносит осн. вклад в релаксацию. Эти методы позволяют исследовать возбуждение колебат. и вращат. степеней свободы молекул в газах и жидкостях, столкновение молекул в смесях разл. газов, установление равновесия при хим. реакциях, перестройку мол. структуры в жидкостях, процессы сдвиговой релаксации в очень вязких жидкостях и полимерах, разл. процессы вз-ствия звука с эл-нами проводимости, фононами и др. элем. возбуждениями в тв. телах.

Область релаксации для жидкостей лежит, как правило, в диапазоне более высоких частот, чем для газов. В очень вязких жидкостях, полимерах и нек-рых др. в-вах в поглощение и дисперсию может давать вклад целый набор релаксац. процессов с широким спектром времён релаксации. Изучение температурных зависимостей скорости и поглощения звука позволяет разделить вклад разл. релаксац. процессов.

В М. а. для исследований обычно применяется УЗ: в газах — в диапазоне частот 10^4—10^5 Гц, а в жидкостях и тв. телах — в диапазоне 10^5—10^{10} Гц.

Методы М. а. могут быть также использованы для исследования таких в-в, в к-рых вз-ствие звука с элементарными возбуждениями не ограничивается простейшими релаксац. процессами. Так, напр., методы М. а. используются для исследования кинетики мол. процессов в критич. области. Исследования поглощения УЗ в металлах и ПП при разных темпрах, магн. полях и др. внеш. воздействиях позволяют получить информацию о поведении эл-нов и об особенностях электрон-фононного вз-ствия. Измерение внутр. трения в диэлектриках, напр. в кварце, в зависимости от темп-ры и при разных условиях предварит. обработки позволяет судить о наличии тех или иных примесей и дефектов.

● Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968; т. 4, ч. А—Б, М., 1969—70; т. 5, 7, М., 1973—74.

А. Л. Полякова.

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ МА́ССА, значение массы молекулы, выраженное в *атомных единицах массы*. Практически М. м. равна сумме масс входящих в неё атомов (см. *Атомная масса*).

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ ФИ́ЗИКА, раздел физики, в к-ром изучаются физ. св-ва тел в разл. агрегатных состояниях на основе рассмотрения их микроскопич. (молекулярного) строения. Задачи М. ф. решаются методами физ. статистики, термодинамики и физ. кинетики, они связаны с изучением движения и вз-ствия ч-ц (атомов, молекул, ионов), составляющих физ. тела.

Первым сформировавшимся разделом М. ф. была *кинетическая теория газов*. В процессе её развития работами англ. физика Дж. Максвелла (1858—60), австр. физика Л. Больцмана (1868) и амер. физика Дж. У. Гиббса (1871—1902) была создана классич. статистич. физика.

Количеств. представления о вз-ствии молекул (мол. силах) начали развиваться в теории капиллярных явлений. Классич. работы в этой области франц. учёных А. Клеро (1743), П. Лапласа (1806), англ. учёного Т. Юнга (1805), франц. учёного С. Пуассона, нем. учёного К. Гаусса (1830—1831), Гиббса (1874—78), И. С. Громеки (1879, 1886) и др. положили начало теории *поверхностных явлений*. Межмол. вз-ствия были учтены голл. физиком Я. Д. Ван-дер-Ваальсом при объяснении физ. св-в реальных газов и жидкостей.

В нач. 20 в. М. ф. вступает в новый этап развития. В работах франц. физика Ж. Б. Перрена и швед. учёного Т. Сведберга (1906), польск. физика М. Смолуховского и А. Эйнштейна (1904—06), посвящённых *броуновскому движению* микрочастиц, были получены доказательства реальности существования молекул. Методами *рентгеновского структурного анализа* (а впоследствии — методами *электронографии* и *нейтронографии*) были изучены структура тв. тел и жидкостей и её изменения при фазовых переходах и изменении темп-ры, давления и др. хар-к. Учение о межатомных взаимодействиях на основе представлений квантовой механики получило развитие в работах нем. физиков М. Борна, Ф. Лондона и В. Гейтлера, а также П. Дебая (Германия). Теория переходов из одного агрегатного состояния в другое, намеченная Ван-дер-Ваальсом и англ. физиком У. Томсоном и развитая в работах Гиббса, Л. Д. Ландау (1937) и нем. физико-химика М. Фольмера (30-е гг.) и их последователей, превратилась в современную теорию образования фазы — важный самостоят. раздел М. ф. Объединение статистич. методов с совр. представлениями о структуре в-ва в работах Я. И. Френкеля, англ. физико-химика Г. Эйринга (1935—36), англ. учёного Дж. Бернала и др. привело к М. ф. жидких и тв. тел.

Круг вопросов, охватываемых М. ф., очень широк. В ней рассматриваются: строение в-в и его изменение под влиянием внеш. факторов (давления, темп-ры, электрич. и магн. полей), явления переноса (диффузия, теплопроводность, внутр. трение), фазовое равновесие и процессы *фазовых переходов* (кристаллизация и плавление, испарение и конденсация и др.), критич. состояние в-ва, поверхностные явления на границах раздела разл. фаз.

Интенсивное развитие М. Ф. привело к выделению из неё мн. самостоят. разделов (статистич. физика, физ. кинетика, физика тв. тела, физ. химия, мол. биология). На основе общих теоретич. представлений М. ф. получили развитие физика металлов, физика полимеров, физика плазмы, кристаллофизика, физико-химия дисперсных систем и поверхностных явлений, теория массо- и теплопереноса, физико-хим. механика. При всём различии объектов и методов исследования здесь сохраняется, однако, гл. идея М. ф.— описание макроскопич. св-в в-ва на основе микроскопической (молекулярной) картины его строения.

● Кикоин И. К., Кикоин А. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Лихтман В. И., Щукин Е. Д., Ребиндер П. А., Физико-химическая механика металлов, М., 1962.
П. А. Ребиндер, Б. В. Дерягин, Н. В. Чураев.

МОЛЕКУЛЯ́РНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ, течение разреженного газа, состоящего из молекул, атомов, ионов или эл-нов, при к-ром св-ва потока существенно зависят от беспорядочного движения ч-ц, в отличие от течений, где газ рассматривается как сплошная среда. М. т. имеет место при полёте тел в верх. слоях атмосферы, в вакуумных системах и т. д. При М. т. молекулы (или др. ч-цы) газа участвуют, с одной стороны, в поступат. движении всего газа в целом, а с другой — двигаются хаотически и независимо друг от друга. Причём в любом рассматриваемом объёме молекулы газа могут иметь самые различные скорости. Поэтому основой теоретич. рассмотрения М. т. явл. *кинетическая теория газов.* Макроскопич. св-ва невязкого, сжимаемого, изоэнтропич. течения удовлетворительно описываются простейшей моделью молекул в виде упругих гладких шаров, к-рые подчиняются максвелловскому закону распределения скоростей (см. *Максвелла распределение*). Для описания вязкого, неизоэнтропич. М. т. необходимо пользоваться более сложной моделью молекул и ф-цией распределения, к-рая несколько отличается от ф-ции распределения Максвелла. М. т. исследуются в *динамике разреженных газов.*

МОЛЕКУЛЯ́РНЫЕ И АТО́МНЫЕ ПУЧКИ, направленные потоки молекул или атомов, движущихся в вакууме практически без столкновений друг с другом и с молекулами остаточных газов. М. и а. п. позволяют изучить свойства отд. ч-ц, пренебрегая эффектами, обусловленными столкновениями, кроме тех случаев, когда сами столкновения явл. объектом исследований. В 1911 франц. физик Л. Дюнуайе продемонстрировал прямолинейный пролёт в вакууме атомов Na. Позднее нем. физик О. Штерн с сотрудниками использовал М. и а. п. для измерения скорости молекул и эффективных сечений их соударений друг с другом, а также для исследования явлений, обусловленных электронными спинами и магн. моментами ат. ядер. В 1937 амер. физик И. Раби использовал М. и а. п. в резонансных экспериментах вначале для измерения магн. моментов ядер, а затем для измерения различных характеристик молекул, атомов и ядер.

Источник М. и а. п.— камера, соединённая с высоковакуумным объёмом отверстием или узким капилляром

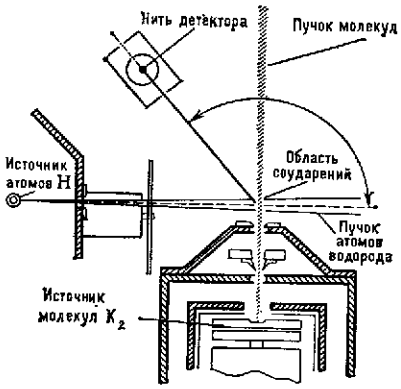


Рис. 1. Схема опыта для изучения хим. реакции, происходящей при пересечении пучка атомов водорода с пучком молекул K_2. Т. к. вольфрамовый детектор одинаково чувствителен к молекулам K_2 и KOH, а платиновый — менее чувствителен к KOH, то, комбинируя оба детектора, можно различать эти молекулы.

(рис. 1). Исследуемые молекулы или атомы вводятся в камеру в виде газа или пара при давлении неск. мм рт. ст. Давление газа должно быть достаточно малым, чтобы ср. длина l свободного пробега ч-ц внутри источника равнялась диаметру соединит. отверстия или была несколько больше него. В этом случае ч-цы вылетают из источника независимо друг от друга (в случае капилляра l должна быть соизмерима также с длиной капилляра). Чрезмерное увеличение l за счёт уменьшения давления в источнике, не улучшая существенно св-в М. и а. п., уменьшает их интенсивность. Для увеличения интенсивности пучков применяют источники с неск. отверстиями или капиллярами, расстояния между к-рыми должны быть несколько больше их диаметра. Соударения с ч-цами остаточного газа разрушают М. и а. п. Длина М. и а. п. в идеальном вакууме была бы чрезвычайно велика, т. к. возможны были бы только соударения «догона».

М. и а. п. дают возможность изучать отд. акты столкновения между двумя ч-цами (в отличие от хим. и газодинамич. методов, в к-рых из-за множеств. столкновений ч-ц друг с другом наблюдаются лишь усреднённые эффекты). Измеряются сечения упругих и неупругих соударений ч-ц, встречающихся под разными углами и при разных скоростях (рис. 1), наблюдаются хим. реакции между ч-цами и изучается угловое и энергетич. распределение продуктов реакции. Иногда сталкивающиеся пучки предварительно поляризуют или, наоборот, измеряют появляющуюся поляризацию.

В резонансных экспериментах (метод Раби) ч-цы, вылетая из источника в вакуум (10^{-7} мм рт. ст. или 10^{-5} Па), пролетают через неоднородное магн. поле $\boldsymbol{H}_1$, искривляющее их траекторию (рис. 2),

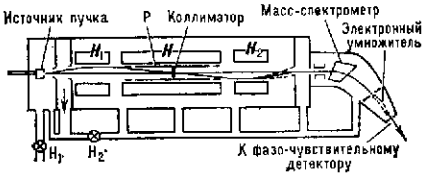


Рис. 2. Схема эксперимента по наблюдению магн. резонанса в мол. пучке. Пролёт ч-цы через прибор определяется по искривлению её траектории; отклонения увеличены относительно типичных размеров прибора (длина прибора 3 м, макс. поперечное сечение 0,01 см); P — резонатор, в к-ром возбуждается эл.-магн. поле резонансной частоты; H_1 — форвакуумный насос; H_2 — высоковакуумный насос.

что обусловлено вз-ствием их магн. моментов с неоднородным магн. полем. Далее ч-цы пролетают через коллиматор и попадают в область детектора, где неоднородное магн. поле $\boldsymbol{H}_2$ компенсирует искривления их траекторий. Конфигурации полей $\boldsymbol{H}_1$ и $\boldsymbol{H}_2$ в точности противоположны. Для идентификации молекул их пропускают через *масс-спектрометр*, после чего они регистрируются электронным умножителем, соединённым с детектором. При плавном изменении частоты колебаний эл.-магн. поля в зазоре магнита $\boldsymbol{H}$, создающего однородное магн. поле, измеряют интенсивность пучка, регистрируемого детектором: $\omega = \omega_0(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/\hbar$ (где $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — уровни энергии молекул). Молекулы под действием эл.-магн. поля, возбуждаемого в резонаторе P, могут переходить из состояния с энергией $\mathcal{E}_1$ в состояние с энергией $\mathcal{E}_2$ и обратно. Если по магн. св-вам состояния $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ различны, то поле $\boldsymbol{H}_2$ не компенсирует отклонение, вызванное полем $\boldsymbol{H}_1$ для части молекул, испытавших переход. Эти молекулы движутся по траектории, показанной пунктиром. При $\omega = \omega_0$ интенсивность, регистрируемая детектором, имеет минимум. По величине ω_0 определяют разность энергий уровней $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ исследуемых молекул.

Если изменения траектории обусловлены вз-ствием электрич. моментов молекул с неоднородными электрич. полями, квант. переходы вызваны колебаниями электрич. поля в резонаторе (см. *Парамагнитный*

резонанс). Применяется также сочетание обоих методов, напр. однородное пост. электрич. поле используют в экспериментах с магн. резонансом, а однородное магн. поле в опытах с параэлектрич. резонансом.

Резонансные эксперименты дали большое количество информации о строении молекул, атомов и ат. ядер. Были измерены *спины*, магн. дипольные и электрич. *квадрупольные моменты ядер*. В частности, был обнаружен электрический квадрупольный момент дейтрона, исследована тонкая структура ат. спектров, в результате чего был открыт *лэмбовский сдвиг*. Измерение постоянной тонкой структуры дало пока единств. доказательство существования у ядер электрич. октупольных моментов. Были измерены вращат. магн. моменты и электрич. дипольные моменты молекул, энергия вз-ствия ядерных магн. моментов с вращат. магн. моментами молекул, зависимость электрич. и магн. свойств от ориентации молекул; квадрупольные моменты молекул, энергия межъядерных магн. вз-ствий в молекулах и др. Частота колебаний, соответствующая линиям сверхтонкой структуры магнитного резонанса в М. и а. п.,— основа для определения секунды в пассивных *квантовых стандартах частоты*.

М. и а. п. позволяют накапливать ч-цы с более высокой энергией и создавать *инверсию населённостей* (см. *Молекулярный генератор*). Генератор на пучке атомов водорода использовался как для исследования атома водорода, так и для создания активного квант. стандарта частоты.

● Смит К. Ф., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1959; Рамзай Н., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1960; English T. C., Zorn J. C., Molecular beam spectroscopy, в кн.: Methods of experimental physics, 2 ed., v. 3, N. Y., 1974.

Н. Ф. Рамзай.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, кристаллы, образованные из молекул, связанных друг с другом слабыми ван-дер-ваальсовыми силами или водородной связью (см. *Межмолекулярное взаимодействие*, *Межатомное взаимодействие*). Внутри молекул между атомами действует более прочная, обычно ковалентная связь. Фазовые превращения М. к.: плавление, возгонка, полиморфные переходы (см. *Полиморфизм*) — происходят, как правило, без разрушения отд. молекул. Большинство М. к.— кристаллы органич. соединений (нафталин и др.). М. к. образуют также нек-рые простые в-ва (H_2, галогены, N_2, O_2, S_8), бинарные соединения типа CO_2, металлоорганич. соединения и нек-рые комплексные соединения. К М. к. относятся и кристаллы мн. полимеров, в т. ч. кристаллы белков и нуклеиновых кислот (см. *Биологические кристаллы*). Особым случаем М. к. явл. кристаллы отвердевших благородных газов, в к-рых ван-дер-ваальсовы силы связывают между собой не молекулы, а атомы. Для М. к. характерны низкие темп-ры плавления (от —150 до —350 °С), большие коэфф. теплового расширения, большая сжимаемость, малая твёрдость. Большинство М. к. при обычной темп-ре — *диэлектрики*, нек-рые М. к. (напр., органич. красители) — *полупроводники*.

● Китайгородский А. И., Молекулярные кристаллы, М., 1971. См. также лит. при ст. *Кристаллохимия*.

П. М. Зоркий.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ, спектры испускания, поглощения и *комбинационного рассеяния света* (КРС), принадлежащие свободным или слабо связанным между собой молекулам. Типичные М. с.— полосатые, они наблюдаются в виде совокупности более или менее узких полос в УФ, видимой и ИК областях спектра; при достаточной разрешающей способности *спектральных приборов* мол. полосы распадаются на совокупность тесно расположенных линий. Структура М. с. различна для разл. молекул и усложняется с увеличением числа атомов в молекуле. Видимые и УФ спектры весьма сложных молекул сходны между собой и состоят из немногих широких сплошных полос.

М. с. возникают при *квантовых переходах* между *уровнями энергии* $\mathcal{E}'$ и $\mathcal{E}''$ молекул согласно соотношению:

$$h\nu = \mathcal{E}' - \mathcal{E}'', \qquad (1)$$

где $h\nu$ — энергия испускаемого или поглощаемого *фотона* частоты ν. При КРС $h\nu$ равна разности энергий падающего и рассеянного фотонов. М. с. гораздо сложнее *атомных спектров*, что определяется большей сложностью внутр. движений в молекуле, т. к. кроме движения эл-нов относительно двух и более ядер в молекуле происходит колебат. движение ядер (вместе с окружающими их внутр. эл-нами) около положения равновесия и вращат. движения её как целого. Электронному, колебат. и вращат. движениям молекулы соответствуют три типа уровней энергии $\mathcal{E}_{эл}$, $\mathcal{E}_{кол}$ и $\mathcal{E}_{вр}$ и три типа М. с.

Согласно квант. механике, энергия всех видов движения в молекуле может принимать только определённые значения (квантуется). Полная энергия молекулы $\mathcal{E}$ приближённо может быть представлена в виде суммы квантованных значений энергий, соответствующих трём видам её внутр. движений:

$$\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{эл} + \mathcal{E}_{кол} + \mathcal{E}_{вр}, \qquad (2)$$

причём по порядку величины

$$\mathcal{E}_{эл} : \mathcal{E}_{кол} : \mathcal{E}_{вр} = 1 : \sqrt{m/M} : m/M, \qquad (3)$$

где m — масса эл-на, а M имеет порядок массы ядер атомов в молекуле, т. е. $m/M \sim 10^{-5}$—10^{-3}, следовательно:

$$\mathcal{E}_{эл} \gg \mathcal{E}_{кол} \gg \mathcal{E}_{вр}. \qquad (4)$$

Обычно $\mathcal{E}_{эл}$ порядка неск. эВ (сотен кДж/моль), $\mathcal{E}_{кол} \sim 10^{-2}$—$10^{-1}$ эВ, $\mathcal{E}_{вр} \sim 10^{-5}$—$10^{-3}$ эВ.

Система уровней энергии молекулы характеризуется совокупностями далеко отстоящих друг от друга электронных уровней энергии (разл. $\mathcal{E}_{эл}$ при $\mathcal{E}_{кол} = \mathcal{E}_{пр} = 0$), расположенных значительно ближе друг к другу колебательных уровней (разл. $\mathcal{E}_{кол}$ при заданном $\mathcal{E}_{эл}$ и $\mathcal{E}_{вр} = 0$) и ещё более близких друг к другу вращательных уровней (значения $\mathcal{E}_{вр}$ при заданных $\mathcal{E}_{эл}$ и $\mathcal{E}_{кол}$).

Электронные уровни энергии *а* и *б* на рис. 1 соответствуют равновесным конфигурациям *молекулы*. Каждому электронному состоянию соответствует определённая равновесная конфигурация и определённое значение $\mathcal{E}_{эл}$; наименьшее значение соответствует осн. электронному состоянию (осн. электронный уровень энергии молекулы). Набор электронных состояний молекулы определяется св-вами её электронной оболочки. В принципе значения $\mathcal{E}_{эл}$ можно рассчитать методами квант. химии, однако эта задача решается только приближённо и для сравнительно простых молекул. Важную информацию об электронных уровнях молекул (их расположении и их хар-ках), определяемую её хим. строением, получают, изучая М. с.

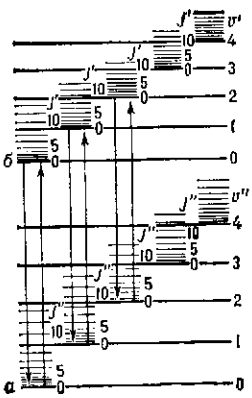


Рис. 1. Схема уровней энергии двухатомной молекулы. *а* и *б* — электронные уровни; v' и v'' — квант. числа колебат. уровней; J' и J'' — квант. числа вращат. уровней.

Весьма важная хар-ка электронного уровня энергии — значение *квантового числа* S, определяющего абс. величину полного спинового момента всех эл-нов. Химически устойчивые молекулы имеют, как правило, чётное число эл-нов, и для них $S = 0, 1, 2, \ldots$; для осн. электронного уровня типично $S=0$, для возбуждённых — $S=0$ и $S=1$. Уровни с $S=0$ наз. синглетными, с $S=1$ — триплетными (т. к. их *мультиплетность* $\varkappa = 2S+1 = 3$).

В случае двухатомных и линейных трёхатомных молекул электронные уровни характеризуются значением квант. числа Λ, определяющего абс. величину проекции полного орбитального момента всех эл-нов на ось молекулы. Уровни с $\Lambda = 0, 1, 2, \ldots$

обозначаются соответственно Σ, Π, Δ, . . ., а ж указывается индексом слева вверху (напр., $^3\Sigma$, $^2\Pi$). Для молекул, обладающих центром симметрии (напр., CO_2, CH_6), все электронные уровни делятся на чётные и нечётные (*g* и *u* соответственно) в зависимости от того, сохраняет или нет определяющая их волновая функция знак при обращении в центре симметрии.

Колебательные уровни энергии можно найти квантованием колебат. движения, к-рое приближённо считают гармоническим. Двухатомную молекулу (одна колебат. степень свободы, соответствующая изменению межъядерного расстояния *r*) можно рассматривать как гармонич. *осциллятор*, квантование к-рого даёт равноотстоящие уровни энергии:

$$\mathcal{E}_{кол} = h\nu\,(v + {}^1/_2), \qquad (5)$$

где ν — осн. частота гармонич. колебаний молекулы, $v = 0, 1, 2, \ldots$ — колебат. квант. число.

Для каждого электронного состояния многоатомной молекулы, состоящей из $N \geqslant 3$ атомов и имеющей f колебат. *степеней свободы* ($f = 3N-5$ и $f = 3N-6$ для линейных и нелинейных молекул соответственно), получается f т. н. нормальных колебаний с частотами ν_i ($i = 1, 2, 3, \ldots, f$) и сложная система колебат. уровней энергии:

$$\mathcal{E}_{кол} = \sum_{i=1}^{f} h\nu_i\,(v_i + {}^1/_2). \qquad (6)$$

Набор частот норм. колебаний в осн. электронном состоянии явл. важной хар-кой молекулы, зависящей от её хим. строения. В определённом норм. колебании участвуют либо все атомы молекулы, либо их часть; атомы совершают гармонич. колебания с одинаковой частотой ν_i, но с разл. амплитудами, определяющими форму колебания. Норм. колебания разделяют по форме на валентные (изменяются длины хим. связей) и деформационные (изменяются углы между хим. связями — валентные углы). Для молекул низшей симметрии (см. *Симметрия молекулы*) $f = 2$ и все колебания невырожденные; для более симметричных молекул имеются дважды и трижды вырожденные колебания, т. е. пары и тройки совпадающих по частоте колебаний.

Вращательные уровни энергии можно найти квантованием вращат. движения молекулы, рассматривая её как тв. тело с определёнными моментами инерции. В случае двухатомной или линейной трёхатомной молекулы её энергия вращения $\mathcal{E}_{вр} = M^2/2I$, где I — момент инерции молекулы относительно оси, перпендикулярной оси молекулы, а M — вращат. момент кол-ва движения. Согласно правилам квантования, $M^2 = \frac{h}{4\pi^2} J(J+1)$, где $J = 0, 1, 2, \ldots$ — вращательное квант. число; для $\mathcal{E}_{вр}$ получаем:

$$\mathcal{E}_{вр} = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) = hBJ(J+1), \qquad (7)$$

где вращат. постоянная $B = \frac{h}{8\pi^2 I}$ определяет масштаб расстояний между уровнями энергии, уменьшающийся с увеличением масс ядер и межъядерных расстояний.

Разл. типы М. с. возникают при разл. типах переходов между уровнями энергии молекул. Согласно (1) и (2):

$$\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}' - \mathcal{E}'' = \Delta\mathcal{E}_{эл} + \Delta\mathcal{E}_{кол} + \Delta\mathcal{E}_{вр},$$

причём аналогично (4) $\Delta\mathcal{E}_{эл} \gg \Delta\mathcal{E}_{кол} \gg \gg \Delta\mathcal{E}_{вр}$. При $\Delta\mathcal{E}_{эл} \neq 0$ получаются электронные М. с., наблюдаемые в видимой и УФ областях. Обычно при $\Delta\mathcal{E}_{эл} \neq 0$ одновременно $\Delta\mathcal{E}_{кол} \neq 0$ и $\Delta\mathcal{E}_{вр} \neq 0$; разл. $\Delta\mathcal{E}_{кол}$ при заданном $\Delta\mathcal{E}_{эл}$ соответствуют разл. колебат. полосы (рис. 2), а разл. $\Delta\mathcal{E}_{вр}$ при заданных $\Delta\mathcal{E}_{эл}$ и $\Delta\mathcal{E}_{кол}$ отд. вращат. линии, на к-рые распадаются колебат. полосы (рис. 3). Совокупность полос с заданным $\Delta\mathcal{E}_{эл}$ (соответствующих чисто электронному переходу с частотой $\nu_{эл} = \Delta\mathcal{E}_{эл}/h$) наз. системой полос; полосы обладают разл. интенсивностью в зависимости от относит. вероятностей переходов (см. *Квантовый переход*).

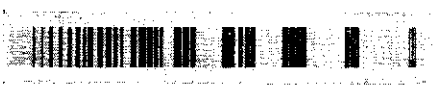


Рис. 2. Электронно-колебат. спектр молекулы N_2 в близкой УФ области; группы полос соответствуют разл. значениям $\Delta v = v' - v''$.

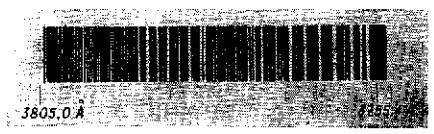


Рис. 3. Вращат. расщепление электронно-колебат. полосы 3805,0 Å молекулы N_2.

Для сложных молекул полосы одной системы, соответствующие данному электронному переходу, обычно сливаются в одну широкую сплошную полосу; могут накладываться друг на друга и неск. таких полос. Характерные дискретные электронные спектры наблюдаются в замороженных р-рах органич. соединений.

Электронные (точнее, электронно-колебательно-вращательные) спектры изучаются с помощью *спектральных приборов* со стеклянной (видимая область) и кварцевой (УФ область, см. *Ультрафиолетовое излучение*) оптикой. При $\Delta\mathcal{E}_{эл} = 0$, а $\Delta\mathcal{E}_{кол} \neq 0$ получаются колебат. М. с., наблюдаемые в ближней ИК области обычно в спектрах поглощения и КРС. Как правило, при заданном $\Delta\mathcal{E}_{кол}$ $\Delta\mathcal{E}_{вр} \neq 0$ и колебат. полоса распадается на отд. вращат. линии. Наиболее интенсивны в колебат. М. с. полосы, удовлетворяющие условию $\Delta v = v' - v'' = 1$ (для многоатомных молекул $\Delta v_i = v_i' - v_i'' = 1$ при $\Delta v_k = v_k' - v_k'' = 0$; здесь i и k определяют разл. нормальные колебания). Для чисто гармонич. колебаний эти правила отбора выполняются строго; для ангармонич. колебаний появляются полосы, для к-рых $\Delta v > 1$ (обертоны); их интенсивность обычно мала и убывает с увеличением Δv. Колебат. М. с. (точнее, колебательно-вращательные) изучают с помощью ИК спектрометров и фурье-спектрометров, а спектры КРС — при помощи светосильных спектрографов (для видимой области) с применением лазерного возбуждения. При $\Delta\mathcal{E}_{эл} = 0$ и $\Delta\mathcal{E}_{кол} = 0$ получаются чисто вращат. спектры, состоящие из отд. линий. Они наблюдаются в спектрах поглощения в далёкой ИК области и особенно в микроволновой области, а также в спектрах КРС. Для двухатомных, линейных трёхатомных молекул и достаточно симметричных нелинейных молекул эти линии равноотстоят (в шкале частот) друг от друга.

Чисто вращат. М. с. изучают с помощью ИК спектрометров со спец. дифракц. решётками (эшелеттами), фурье-спектрометров, спектрометров на основе лампы обратной волны, микроволновых (СВЧ) спектрометров (см. *Субмиллиметровая спектроскопия*, *Микроволновая спектроскопия*), а вращат. спектры КРС — с помощью светосильных спектрометров.

Методы молекулярной спектроскопии, основанной на изучении М. с., позволяют решать разнообразные задачи химии. Электронные М. с. дают информацию об электронных оболочках, возбуждённых уровнях энергии и их хар-ках, об энергии *диссоциации* молекул (по схождению уровней энергии к границе диссоциации). Исследование колебат. спектров позволяет находить *характеристические частоты* колебаний, соответствующие наличию в молекуле определённых типов хим. связей (напр., двойных и тройных связей С—С, связей С—Н, N—Н для органич. молекул), определять пространств. структуру, различать цис- и транс-изомеры (см. *Изомерия молекул*). Особо широкое распространение получили методы *инфракрасной спектроскопии* — один из наиболее эффективных оптич. методов изучения строения молекул. Наиболее полную информацию они дают в сочетании с методами спектроскопии КСР. Исследование вращат. спектров, а также вращат. структуры электронных и колебат. М. с. позволяет по найденным из опыта моментам инерции молекул находить с большой точностью параметры равновесных конфигураций — длины связей и валентные углы. Для увеличения числа определяемых параметров исследуют спект-

ры изотопич. молекул (в частности, молекул, в к-рых водород заменён дейтерием), имеющих одинаковые параметры равновесных конфигураций, но разл. моменты инерции.

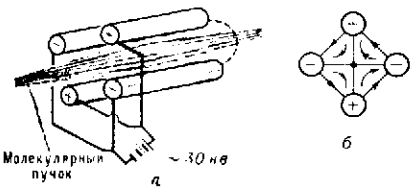
М. с. применяются также в *спектральном анализе* для определения состава в-ва.

● Кондратьев В. Н., Структура атомов и молекул, 2 изд., М., 1959; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Герцберг Г., Спектры и строение двухатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; его же, Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; его же, Электронные спектры и строение многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1969; Применение спектроскопии в химии, под ред. В. Веста, пер. с англ., М., 1959. См. также лит. при ст. *Лазерная спектроскопия*.

М. А. Ельяшевич.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР, первый квант. генератор, в к-ром эл.-магн. колебания СВЧ генерировались за счёт вынужденных квант. переходов молекул NH_3 (см. *Квантовая электроника*). М. г. был создан в 1954 Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым (СССР) и независимо от них Ч. Таунсом, Дж. Гордоном и Х. Цайгером (США). Оба варианта М. г. работали на пучке молекул аммиака NH_3 (см. *Молекулярные и атомные пучки*) и генерировали эл.-магн. колебания с частотой 24 840 МГц (λ=1,24 см).

Молекулы NH_3, обладающие электрич. дипольным моментом, пролетая через неоднородное электрич. поле, по-разному отклоняются этим полем в зависимости от их энергии (см. *Штарка эффект*). В первом М. г. сортирующая система представляла собой квадрупольный конденсатор, состоящий из четырёх параллельных стержней спец. формы, соединённых



а — Квадрупольный конденсатор; *б* — конфигурация электрич. поля (стрелки — силовые линии).

попарно с высоковольтным выпрямителем (рис., *а*). Электрич. поле (рис., *б*) такого конденсатора неоднородно и вызывает искривление траекторий молекул, летящих вдоль его оси. Молекулы NH_3, находящиеся в верх. энергетич. состоянии, отклоняются к оси конденсатора и попадают внутрь *объёмного резонатора*. Молекулы, находящиеся в ниж. энергетич. состоянии, отбрасываются в стороны. Попадая внутрь резонатора, возбуждённые молекулы излучают под воздействием эл.-магн. поля резонатора, фотоны остаются внутри резонатора, усиливая его поле и увеличивая вероятность вынужденного излучения для молекул, пролетающих позже (обратная связь). Если вероятность вынужденного излучения фотона больше, чем вероятность его поглощения в стенках резонатора, то интенсивность эл.-магн. поля резонатора на частоте перехода быстро возрастает за счёт внутр. энергии молекул. Возрастание прекращается, когда поле в резонаторе достигает величины, при к-рой вероятность вынужденного испускания становится столь большой, что за время пролёта резонатора успевает испустить фотон как раз половина молекул пучка. При этом для пучка в целом вероятность поглощения становится равной вероятности вынужденного испускания (насыщение). Мощность, генерируемая М. г. на пучке молекул NH_3 ~10^{-8} Вт; стабильность частоты ω колебаний $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-7}-10^{-11}$. Были созданы М. г. и на др. дипольных молекулах, с ω в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн.

● Ораевский А. Н., Молекулярные генераторы, М., 1964. *М. Е. Жаботинский.*

МОЛЬТЕРА ЭФФЕКТ, эмиссия эл-нов в вакуум из тонкого диэлектрич. слоя на проводящей подложке при наличии сильного электрич. поля (10^6 В/см) в слое. Открыт амер. радиоинженером Л. Молтером (L. Malter) в 1936 в слое $Al_2O_3+Cs_2O$ на Al. Эмиссионный ток быстро растёт с ростом анодного напряжения. М. э. обусловлен наличием сильного электрич. поля в слое, что приводит к *автоэлектронной эмиссии* из подложки в слой, к «разогреву» эл-нов и к ударной ионизации в основной толще слоя. Основное падение напряжения сосредоточивается вблизи подложки. В результате часть быстрых эл-нов вылетает в вакуум. В пористых слоях М. э. обусловлен также лавинной ударной ионизацией, развивающейся в порах; эл-ны вылетают преим. из пор.

● См. лит. при ст. *Электронная эмиссия*.

Б. С. Кульварская.

МОЛЬ (моль, mol), ед. СИ кол-ва в-ва. В 1 М. содержится столько молекул (атомов, ионов или к.-л. др. структурных элементов в-ва), сколько атомов содержится в 0,012 кг ^{12}C (нуклида углерода *атомной массой* 12), см. *Авогадро постоянная*.

МОМЕНТ ИНЕРЦИИ, величина, характеризующая распределение масс в теле и являющаяся наряду с массой мерой инертности тела при поступат. движении. В механике различают М. и. осевые и центробежные. Осевым М. и. тела относительно оси z наз. величина, определяемая равенством:

$$I_z = \sum m_i h_i^2 \text{ или } I_z = \int_V \rho h^2 dV, \quad (1)$$

где m_i — массы точек тела, h_i — их расстояния от оси z, а ρ — массовая плотность, V — объём тела. Величина I_z явл. мерой инертности тела при его вращении вокруг оси (см. *Вращательное движение*). Осевой М. и. можно также выразить через линейную величину r, наз. радиусом инерции, по формуле $I_z = Mr^2$, где M — масса тела. Размерность М. и. — L^2M; а единицы — кг·м^2 или г·см^2.

Центробежным М. и. относительно системы прямоугольных осей x, y, z, проведённых в точке O, наз. величины, определяемые равенствами:

$$I_{xy} = \sum m_i x_i y_i,\ I_{yz} = \sum m_i y_i z_i,$$
$$I_{zx} = \sum m_i z_i x_i \quad (2)$$

или же соответствующими объёмными интегралами. Эти величины явл. характеристиками динамич. неуравновешенности тел. Напр., при вращении тела вокруг оси z от значений I_{xz} и I_{yz} зависят силы давления на подшипники, в к-рых закреплена ось.

М. и. относительно параллельных осей z и z' связаны соотношением:

$$I_z = I'_z + Md^2, \quad (3)$$

где z' — ось, проходящая через центр масс тела, а d — расстояние между осями.

М. и. относительно любой проходящей через начало координат O оси Ol с направляющими косинусами α, β, γ находится по ф-ле:

$$I_{Ol} = I_x\alpha^2 + I_y\beta^2 + I_z\gamma^2 - 2I_{xy}\alpha\beta - $$
$$- 2I_{yz}\beta\gamma - 2I_{zx}\gamma\alpha. \quad (4)$$

Зная шесть величин I_x, I_y, I_z, I_{xy}, I_{yz}, I_{zx}, можно последовательно, используя ф-лы (4) и (3), вычислить всю совокупность М. и. тела относительно любых осей. Эти шесть величин определяют т. н. тензор инерции тела. Через каждую точку тела можно провести три такие взаимноперпендикулярные оси, наз. главными осями инерции, для к-рых $I_{xy}=I_{yz}=I_{zx}=0$.

Тогда, зная главные оси инерции и М. и. относительно этих осей, можно определить М. и. тела относительно любой оси.

М. и. тел сложной конфигурации обычно определяют экспериментально. Понятием о М. и. широко пользуются при решении многих задач механики и техники.

● Фаворин М. В., Моменты инерции тел. Справочник, М., 1970; Гернет М. М., Ратобыльский В. Ф., Определение моментов инерции, М., 1969. См. также лит. при ст. *Механика*.

С. М. Таре.

МОМЕНТ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ (кинетический момент, угловой момент), одна из мер механич. движения *материальной точки* или системы. Особенно важную роль М. к. д. играет при изучении вращат. движения. Как и для момента силы, различают М. к. д. относительно центра (точки) и относительно оси.

Для вычисления М. к. д. $\boldsymbol{K}$ материальной точки относительно центра O или оси z справедливы все ф-лы, приведённые для вычисления *момента силы*, если в них заменить вектор $\boldsymbol{F}$ вектором количества движения $m\boldsymbol{v}$. Т. о., $\boldsymbol{K}_O = [\boldsymbol{r} \cdot m\boldsymbol{v}]$, где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор движущейся точки, проведён-

ный из центра O, а K_z равняется проекции вектора $\boldsymbol{K}_O$ на ось z, проходящую через точку O. Изменение М. к. д. точки происходит под действием момента $\boldsymbol{m}_O(\boldsymbol{F})$ приложенной силы и определяется теоремой об изменении М. к. д., выражаемой ур-нием $d\boldsymbol{K}_O/dt=\boldsymbol{m}_O(\boldsymbol{F})$. Когда $\boldsymbol{m}_O(\boldsymbol{F})=0$, что, напр., имеет место для центр. сил, движение точки подчиняется *площадей закону*. Этот результат важен для небесной механики, теории движения ИСЗ, косм. летат. аппаратов и др.

Главный М. к. д. (или кинетич. момент) механич. системы относительно центра O или оси z равен соответственно геом. или алгебр. сумме М. к. д. всех точек системы относительно того же центра или оси, т. е. $\boldsymbol{K}_O=\Sigma\boldsymbol{K}_{Oi}$, $K_z=\Sigma K_{zi}$. Вектор $\boldsymbol{K}_O$ может быть определён его проекциями K_x, K_y, K_z на координатные оси. Для тела, которое вращается вокруг неподвижной оси z с угловой скоростью ω, $K_x=-I_{xz}\omega$, $K_y=-I_{yz}\omega$, $K_z=I_z\omega$, где I_z — осевой, а I_{xz}, I_{yz} — *центробежные моменты инерции*. Если ось z является гл. осью инерции для начала координат O, то $K_O=I_z\omega$.

Изменение гл. М. к. д. системы происходит под действием только внеш. сил и зависит от их гл. момента M_O^e. Эта зависимость определяется теоремой об изменении гл. М. к. д. системы, выражаемой ур-нием $dK_O/dt=M_O^e$. Аналогичным ур-нием связаны моменты K_z и M_z^e относительно оси z. Если $M_O^e=0$ или $M_z^e=0$, то соответственно K_O или K_z будут величинами постоянными, т. е. имеет место закон сохранения М. к. д. (см. *Сохранения законы*). Т. о., внутр. силы не могут изменить М. к. д. системы, но М. к. д. отд. частей системы или угловые скорости под действием этих сил могут изменяться. Напр., у вращающегося вокруг вертикальной оси z фигуриста (или балерины) величина $K_z=I_z\omega$ будет постоянной, т. к. практически $M_z^e=0$. Но, изменяя движением рук или ног значение момента инерции I_z, фигурист может изменять угловую скорость ω. Понятие о М. к. д. широко используется в динамике тв. тела, особенно в теории *гироскопа*.

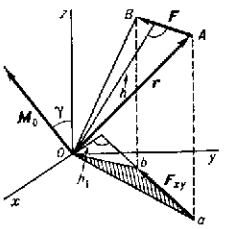
Размерность М. к. д.— L^2MT^{-1}, а единицы — кг·м²/с, г·см²/с. М. к. д. обладают также эл.-магн., гравитац. и др. физические поля. Большинству элем. ч-ц присущ собственный, внутр. М. к. д.— *спин*. Большое значение М. к. д. имеет в *квантовой механике*.

● См. лит. при ст. *Механика*. *С. М. Тарг.*

МОМЕ́НТ ОРБИТА́ЛЬНЫЙ, см. *Орбитальный момент*.

МОМЕ́НТ СИ́ЛЫ, величина, характеризующая вращат. эффект силы при действии её на тв. тело; одно из осн. понятий механики. Различают М. с. относительно центра (точки) и относительно оси.

М. с. относительно центра O — величина векторная. Его модуль $M_O=Fh$, где F — модуль силы, а h — плечо, т. е. длина перпендикуляра, опущенного из O на линию действия силы (рис.); направлен вектор $\boldsymbol{M}_O$ перпендикулярно плоскости, проходящей через центр O и силу $\boldsymbol{F}$ в сторону, откуда поворот, вызываемый силой, виден против хода часовой стрелки (в правой системе координат). С помощью векторного произведения М. с. выражается равенством $\boldsymbol{M}_O=[\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{F}]$, где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор, проведённый из O в точку приложения силы. Размерность М. с. — L^2MT^2, единицы — Н·м, дин·см или кгс·м.



М. с. относительно оси — величина алгебраическая, равная проекции на эту ось М. с. относительно любой точки O оси или же численной величине момента проекции F_{xy} силы $\boldsymbol{F}$ на плоскость xy, перпендикулярную оси z, взятого относительно точки пересечения оси с плоскостью. Т. е. $M_z=M_O\cos\gamma=F_{xy}h_1$ или $M_z=-F_{xy}h_1$.

Знак минус (последнее выражение) берётся, когда поворот силы F с положит. направления оси z виден по ходу часовой стрелки (тоже в правой системе). М. с. относительно осей x, y, z могут также вычисляться по ф-лам:

$$M_x=yF_z-zF_y,\quad M_y=zF_x-xF_z,$$
$$M_z=xF_y-yF_x,$$

где F_x, F_y, F_z — проекции силы $\boldsymbol{F}$ на оси; x, y, z — координаты точки A приложения силы.

Если система сил имеет равнодействующую, то её момент вычисляется по *Вариньона теореме*.

● См. лит. при ст. *Механика*. *С. М. Тарг.*

МОНОКРИСТА́ЛЛ, кристаллич. индивид, имеющий во всём объёме единую кристаллич. решётку (см. *Кристаллы*). Внеш. форма М. определяется их ат. структурой и условиями *кристаллизации*: в равновесных условиях М. приобретают хорошо выраженную естеств. огранку. Примеры хорошо ограненных природных М.— кварц, каменная соль, исландский шпат, алмаз, рубин. М. могут не иметь правильной огранки (напр., закруглённые искусственно выращиваемые «були» рубина, М. кремния).

Многие М. обладают особыми физ. св-вами: алмаз очень твёрд, *сапфир*, *кварц*, *флюорит* — исключительно прозрачны, *нитевидные кристаллы* корунда рекордно прочны. Многие М. чувствительны к внеш. воздействиям (света, механич. напряжений, магн. и электрич. полей, радиации и др.). Поэтому они применяются в качестве разного рода преобразователей в радиоэлектронике, *квантовой электронике*, акустике и др. В связи с этим возникла потребность в М. разных размеров и форм: от микрокристаллов, плёнок и нитевидных кристаллов весом в неск. мг до крупных М. весом в десятки кг. Первоначально использовались природные М. кварца, флюорита, корунда, алмаза и др. Однако они содержат большое кол-во *дефектов*. Поэтому появилась необходимость искусств. выращивания М. При этом было создано множество ценных М., не имеющих природных аналогов (см. *Синтетические кристаллы*).

МОНОМОЛЕКУЛЯ́РНЫЙ СЛОЙ (монослой), слой в-ва толщиной в одну молекулу на поверхности раздела фаз. Образуется при *адсорбции*, поверхностной диффузии и в результате испарения растворителя из раствора, содержащего летучий компонент. Особый интерес представляют М. с. *поверхностно-активных веществ* на поверхности жидкости, резко изменяющие её св-ва; они могут образовываться за счёт адсорбции из газовой фазы или из раствора. В *газообразных* М. с. расстояние между молекулами велико по сравнению с их размерами, поэтому межмол. вз-ствие практически отсутствует. *Конденсированные* М. с. имеют предельно плотную упаковку молекул. Так, углеводородные цепи с полярной группой на конце располагаются в конденсированных М. с. в виде «частокола», занимающего всю площадь поверхности раздела фаз. Каждая молекула в таком «частоколе» расположена перпендикулярно или наклонно поверхности и независимо от длины молекулы занимает площадь в 20—25 Å². Высокомол. линейные молекулы, как правило, образуют М. с. с горизонт. ориентацией макромолекул. М. с. могут проявлять поверхностную вязкость и прочность, сильно отличающиеся от соответствующих хар-к объёмных фаз.

Структура и св-ва М. с. влияют на процессы массопереноса (*диффузию*, *испарение*), катализа, трения, адгезии и коррозии. От состояния М. с. часто определяющим образом зависит устойчивость высокодисперсных систем: эмульсий, суспензий, золей. Существенна роль М. с. в разнообразных биол. структурах (напр., биол. мембранах).

МОНОПО́ЛЬ ДИРА́КА, то же, что *магнитный монополь*.

МОНОПО́ЛЬНЫЙ МАСС-СПЕКТРО́МЕТР, устройство, в к-ром разделение ионов по величине отношения массы к заряду происходит в переменном электрич. поле, создаваемом цилиндрич. стержнем и заземлённым угловым электродом. См. *Масс-спектрометр*.

МОНОХРОМАТИ́ЧЕСКИЙ СВЕТ, *монохроматическое излучение* в диапазоне частот, непосредственно воспринимаемых человеч. глазом (см. *Свет*).

МОНОХРОМАТИ́ЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (от греч. mónos — один, единый и chróma — цвет), электромагнитное

излучение одной определённой и строго постоянной частоты. Происхождение термина «М. п.» связано с тем, что различие в частоте световых волн воспринимается человеком как различие в цвете. Однако по своей природе *электромагнитные волны* видимого диапазона, лежащие в интервале 0,4—0,7 мкм, не отличаются от эл.-магн. волн др. диапазонов (ИК, УФ, рентгеновского и т. д.), по отношению к к-рым также используют термин «монохроматический» (одноцветный), хотя никакого ощущения цвета эти волны не дают.

Теория эл.-магн. излучения, основанная на *Максвелла уравнениях*, описывает любое М. и. как гармонич. колебание, происходящее с неизменной амплитудой и частотой в течение бесконечно долгого времени. Плоская монохроматич. волна эл.-магн. излучения служит примером полностью когерентного поля (см. *Когерентность*), параметры к-рого неизменны в любой точке пр-ва и известен закон их изменения во времени. Однако процессы излучения всегда ограничены во времени, а потому понятие М. и. явл. идеализацией. Реальное естеств. излучение обычно представляет собой сумму нек-рого числа монохроматич. волн со случайными амплитудами, частотами, фазами, поляризацией и направлением распространения. Чем уже интервал, к-рому принадлежат частоты наблюдаемого излучения, тем оно монохроматичнее. Так, излучение, соответствующее отд. линиям спектров испускания свободных атомов (напр., атомов разреженного газа), очень близко к М. и. (см. *Атомные спектры*); каждая из таких линий соответствует переходу атома из состояния m с большей энергией в состояние n с меньшей энергией. Если бы энергии этих состояний имели строго фиксированные значения E_m и E_n, атом излучал бы М. и. частоты $\nu_{mn}=(E_m-E_n)/h$. Однако в состояниях с большей энергией атом может находиться лишь малое время Δt (обычно 10^{-8} с — т. н. *время жизни* на энергетич. уровне), и согласно *неопределённостей соотношению* для энергии и времени жизни квант. состояния ($\Delta E\cdot\Delta t\geqslant h$) энергия, напр. состояния m, может иметь любое значение между $E_m+\Delta E$ и $E_m-\Delta E$. Поэтому излучение каждой линии спектра соответствует интервалу частот $\Delta\nu_{mn}=\Delta E/h=1/\Delta t$ (подробнее см. в ст. *Ширина спектральных линий*).

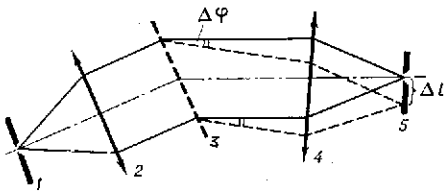
Т. к. идеальным М. и. не может быть по самой своей природе, то обычно монохроматическим считается излучение с узким спектр. интервалом, к-рый можно приближённо характеризовать одной частотой (или длиной волны).

Приборы, с помощью к-рых из реального излучения выделяют узкие спектр. интервалы, наз. *монохроматорами*. Чрезвычайно высокая монохроматичность характерна для излучения нек-рых типов *лазеров* (ширина спектр. интервала излучения достигает величины 10^{-6} Å, что значительно уже, чем ширина линий ат. спектров).

● Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978.

Л. Н. Капорский.

МОНОХРОМА́ТОР, спектральный оптич. прибор для выделения узких участков спектра *оптического излучения*. М. состоит (рис.) из входной щели *1*, освещаемой источником излучения, коллиматора *2*, диспергирующего элемента *3*, фокусирующего объектива *4* и выходной щели *5*. Диспергирующий элемент пространственно разделяет лучи разных длин волн λ, направляя их под разными углами φ, и в фокальной плоскости объектива *4* образуется спектр — совокупность изображений входной щели в лучах всех длин волн, испускаемых источником. Нужный участок спектра совмещают с выходной щелью поворотом диспергирующего элемента; изменяя ширину щели *5*, меняют спектр. ширину $\delta\lambda$ выделенного участка.



Диспергирующими элементами М. служат дисперсионные призмы и *дифракционные решётки*. Их угл. дисперсия $D=\Delta\varphi/\Delta\lambda$ вместе с фокусным расстоянием f объектива *4* определяет линейную дисперсию $\Delta l/\Delta\lambda=D\cdot f$ ($\Delta\varphi$ — угл. разность направлений лучей, длины волн к-рых отличаются на $\Delta\lambda$; Δl — расстояние в плоскости выходной щели, разделяющее эти лучи). Призмы дешевле решёток в изготовлении и обладают большой дисперсией в УФ области. Однако их дисперсия значительно уменьшается с ростом λ, и для разных областей спектра необходимы призмы из разных материалов. Решётки свободны от этих недостатков, имеют пост. высокую дисперсию во всём оптич. диапазоне и при заданном пределе разрешения позволяют построить М. с существенно большей светосилой, чем призменный М.

Кроме дисперсии, качество М. определяют его разрешающая способность и светосила. Разрешающая способность М., как и любого др. спектр. прибора, равна $\lambda/(\Delta\lambda)^*$, где $(\Delta\lambda)^*$ — наименьшая разность длин волн, ещё различимая в выходном излучении М.; она тесно связана с его *аппаратной функцией*, к-рую можно представить как распределение потока лучистой энергии по ширине изображения входной щели, освещаемой узко *монохроматическим излучением*. Светосила М. показывает, какая часть лучистой энергии, испускаемой источником в выделенном М. интервале $\delta\lambda$, проходит через М. Она зависит от геом. хар-к М. (в частности, от размеров щелей и диспергирующего элемента) и от потерь на отражение и поглощение в оптич. системе М.

Объективы М. (коллиматорный и фокусирующий) могут быть линзовыми и зеркальными. Зеркальные объективы пригодны в более широком спектр. диапазоне, чем линзовые, и, в отличие от последних, не требуют перефокусировки при переходе от одного выделяемого участка спектра к другому. Это особенно удобно в невидимых для глаза УФ и ИК областях спектра, где и применяется преим. зеркальная оптика.

М. явл. важнейшей составной частью источников монохроматич. освещения, а также спектрофотометров. В *спектрофотометрии* особенно важно избежать попадания в выходную щель М. рассеянного света с длинами волн, далёкими от выделяемого участка спектра. С этой целью часто применяют два М., конструктивно объединённых так, что выходная щель первого из них служит входной щелью второго. Одно из преимуществ таких двойных М.— их повышенная дисперсия.

● Топорец А. С., Монохроматоры, М., 1955; Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, Л., 1970.

А. Н. Гагарин.

МОСТ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ, измерительная цепь, используемая для измерения методом сравнения с *мерой* пассивных параметров электрич. цепей (сопротивления, индуктивности, ёмкости, угла диэлектрич. потерь), а также величин, функционально с ними связанных. М. и. наз. также измерит. приборы, содержащие эту цепь.

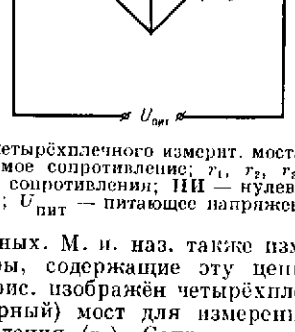


Схема четырёхплечного измерит. моста: r_x — измеряемое сопротивление; r_1, r_2, r_3 — известные сопротивления; НИ — нулевой индикатор; $U_{пит}$ — питающее напряжение.

На рис. изображён четырёхплечный (одинарный) мост для измерения сопротивления (r_x). Сопротивления r_x, r_1, r_2, r_3, образующие четырёхугольник, наз. плечами моста. На одну из

диагоналей моста подаётся напряжение от источника питания, в др. диагональ включён нулевой индикатор (чувствит. *гальванометр*). Регулируя сопротивление одного из плеч, добиваются равновесия моста, при к-ром ток в диагонали с нулевым индикатором равен нулю. Зная значение r_1 и отношение сопротивлений r_2 и r_3, соответствующие условию равновесия, можно вычислить r_x. В мостах пост. тока для достижения равновесия достаточно регулировать один параметр (элемент) моста; в мостах перем. тока, сопротивление плеч к-рого имеет не только активную, но и реактивную составляющую, для достижения той же цели необходима регулировка не менее двух параметров. Различают частотно-независимые и частотно-зависимые М. п. перем. тока. Для первых условие равновесия достигается при любой частоте питающего напряжения, для вторых — только при определ. частоте. Для измерения малых сопротивлений (до 10^{-6} Ом) с целью исключения влияния соединит. проводов и переходных сопротивлений контактов применяют схемы двойных мостов. Помимо М. п. с ручным уравновешиванием широко применяются автоматические М. п., в к-рых вместо нулевого индикатора используют нулевой усилитель. Усиленный сигнал рассогласования приводит во вращение реверсивный двигатель, к-рый изменяет сопротивление одного из плеч моста до момента достижения равновесия. М. п., особенно автоматические, применяются для измерения неэлектрич. величин, преобразованных в к.-л. пассивные параметры электрич. цепи. Наиболее распространены М. п. для измерения темп-ры в комплекте с термосопротивлением.

Неуравновешенный М. п. может служить *преобразователем измерительным*. Как правило, неуравновешенные М. п. применяются в приборах для измерения неэлектрич. величин. При нестабильном источнике питания в качестве измерит. механизма используют *логометр*.

Пром-стью выпускаются уравновешенные мосты пост. тока для измерения сопротивлений от 10^{-6} до 10^{14} Ом и выше с осн. относит. погрешностью от 0,005% до 5%. О М. п. перем. тока для измерения индуктивности и ёмкости см. *Индуктивности измеритель* и *Ёмкости измеритель*. Выпускаются также универс. М. п. для измерений как на пост., так и на перем. токе. Автоматич. М. п. имеют осн. погрешность в % от диапазона измерений до 0,025%. Требования к М. п. стандартизованы в ГОСТ 22261—76 (общие технич. условия), в ГОСТ 7165—78 (М. п. пост. тока), ГОСТ 9486—79 (М. п. перем. тока) и ГОСТ 7164—78 (М. п. автоматические).

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

МО́ЩНОСТЬ, физич. величина, измеряемая отношением работы к промежутку времени, в течение к-рого она произведена. Если работа производится равномерно, то М. определяется ф-лой $N=A/t$, где A — работа за время t, а в общем случае $N=dA/dt$, dA — элем. работа за элем. промежуток времени dt. М. измеряется в ваттах.

МО́ЩНОСТЬ ЗВУ́КА, энергия, передаваемая звук. волной через рассматриваемую поверхность в единицу времени. Среднее по времени значение М. з., отнесённое к единице площади, наз. *интенсивностью звука*.

МТС СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц (MTS система), система ед. физ. величин с осн. единицами *метр*, *тонна* (ед. массы), *секунда*. Была введена в СССР в 1933, но отменена в 1955 в связи с введением ГОСТа 7664—55 «Механические единицы». МТС с. е. была построена аналогично применяемой в физике *СГС системе единиц* и предназначалась для практич. измерений; с этой целью были выбраны бо́льшие по размеру единицы длины и массы. Важнейшие производные ед.: силы — стен (сн), давления — пьеза (пз), работы — стен-метр, или килоджоуль (кДж), мощности — киловатт (кВт).

МУЗЫКА́ЛЬНАЯ АКУ́СТИКА, область акустики, в к-рой изучают объективные физ. закономерности музыки в связи с её восприятием и исполнением. Исследуют хар-ки муз. звуков (высоту, громкость, спектр, переходные процессы и др.), разл. муз. системы и строи. М. а. изучает механизмы звукообразования и излучения муз. инструментов и певческих голосов. М. а. тесно связана с *физиологической акустикой* и *архитектурной акустикой*.

● Римский-Корсаков А. В., Развитие музыкальной акустики в СССР, «Изв. АН СССР. Серия физическая», 1949, т. 13, № 6; Музыкальная акустика, под ред. Н. А. Гарбузова, М., 1954.

МУЛЬТИПЛЕ́ТНОСТЬ (от лат. multiplex — многократный), число возможных ориентаций в пр-ве полного спина *атома* или *молекулы*. Согласно квант. механике, М. $\varkappa=2S+1$, где S — спиновое *квантовое число*. Для систем с нечётным числом N эл-нов $S=1/2, 3/2, 5/2, \ldots$ и М. чётная ($\varkappa=2, 4, 6, \ldots$), т. е. возможны дублетные, квартетные, секстетные и т. д. квант. состояния. Если N чётно, $S=0, 1, 2, \ldots$ и М. нечётная ($\varkappa=1, 3, 5, \ldots$); в этом случае возможны синглетные, триплетные, квинтетные и т. д. состояния. Так, для систем с 1 эл-ном (напр., H, He^+, H_2^+, для к-рых $S=1/2$) $\varkappa=2$, т. е. получаются лишь дублетные состояния; для систем с двумя эл-нами (He, H_2) — синглетные состояния ($S=0$, $\varkappa=1$, спины эл-нов антипараллельны) и триплетные состояния ($S=1$, $\varkappa=3$, спины эл-нов параллельны). Макс. М. для систем с N эл-нами $\varkappa=N+1$ соответствует параллельному направлению их спинов.

М. определяет кратность вырождения уровней энергии атома или молекулы. $2S+1$ квант. состояний, соответствующих уровню энергии с заданным S, отличаются значениями проекции полного спина и характеризуются квант. числом $m_S=S, S-1, \ldots, -S$, определяющим величину этой проекции. Вследствие *спин-орбитального взаимодействия* уровень энергии может расщепляться на $\varkappa$ подуровней (мультиплетное (тонкое) расщепление, приводящее к расщеплению спектр. линий, см. *Тонкая структура*).

Значения М. для квант. состояний атомов и молекул определяются числом эл-нов в незамкнутых оболочках, т. к. в заполненных оболочках спины эл-нов компенсируются. Для уровней энергии щелочных металлов с одним внеш. эл-ном $\varkappa=2$, для уровней энергии сложных атомов с незаполненными p-, d- и f-оболочками М. могут быть высокими. Для химически устойчивых молекул, имеющих, как правило, чётное число эл-нов, характерны М. $\varkappa=1$ для основного и $\varkappa=1$ и 3 для возбуждённых уровней энергии.

М. А. Ельяшевич.

МУЛЬТИПО́ЛЬ (от лат. multum — много и греч. pólos — полюс). Электрический М. — система электрич. зарядов («полюсов»), обладающая определённой симметрией. В зависимости от сложности М. имеет тот или иной порядок: М. нулевого порядка явл. заряд; М. 1-го порядка — диполь (система двух разноимённых, одинаковых по величине зарядов); М. 2-го порядка — квадруполь (система четырёх равных по величине зарядов, помещённых в вершины параллелограмма так, что каждая сторона соединяет разноимённые заряды); 3-го порядка — октуполь и т. д. Электрич. М. с не меняющимся во времени мультипольным моментом (см. ниже) создаёт статическое, электрич. поле, М. с перем. моментом излучает эл.-магн. волны. Поле М. на больших расстояниях R от него ($R\gg r$, r — размеры системы) можно представить как наложение полей М. разл. порядка. Для статич. полей потенциал М. l-того порядка (2^l-поля) убывает при $R\gg r$ как $1/R^{l+1}$ и обладает определённой угловой зависимостью. Перем. (излучаемые) поля М. любого порядка на расстояниях, много больших длины волны их излучения, меняются как $1/R$ и различаются только угл. зависимостью (такой же, как у статич. М.).

Осн. хар-ка М. — его мультипольный момент, к-рый определяет величину и угл. зависимость поля М., а также энергию его вз-ствия с внеш. полями. Мультипольный момент статич. системы зарядов зависит только от их величины и расположения. Так, дипольный момент электрич. диполя $\boldsymbol{p}=e\boldsymbol{l}$ (e — заряд, $\boldsymbol{l}$ — вектор,

начало к-рого совпадает с отрицат. зарядом диполя, конец — с положительным).

Потенциал $\varphi(R)$ пост. электрич. поля в точке R, создаваемого статич. системой зарядов e_i, находящихся в точках с координатами r_i (начало координат выбрано внутри системы), равен:

$$\varphi(R) = \sum \frac{e_i}{|R - r_i|}.$$

Магнитный М.— система магн. полюсов, аналогичная электрич. М., однако, поскольку магн. зарядов не существует, магн. М. миним. порядка явл. магн. диполь.

Представление системы движущихся зарядов или магн. полюсов в виде М. с перем. мультипольным моментом играет важную роль в классич. теории *излучения*, теории антенн и т. п. Понятие М. применяется также для описания перем. акустич., гравитац. и др. полей.

МУЛЬТИПО́ЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, электромагнитное излучение системы электрич. зарядов при изменении её электрич. или магн. моментов — дипольного, квадрупольного, октупольного и т. д. (см. *Мультиполь*). Наиб. интенсивным явл. электрич. дипольное (или просто дипольное) излучение, менее интенсивными — магн. дипольное (или просто магнитное) и электрич. квадрупольное (или просто квадрупольное) излучения; ещё менее интенсивны магн. квадрупольное и электрич. октупольное излучения и т. д. Подробнее см. в ст. *Излучение*.

МУ́ТНЫЕ СРЕ́ДЫ, среды с оптич. неоднородностями, на к-рых происходит рассеяние света. Оптич. неоднородности могут быть связаны с включением одного в-ва в другое (облака, туманы, дымы, эмульсии) и с флуктуациями плотности и анизотропии вследствие теплового движения (см. *Рассеяние света*). Это приводит к образованию микрообластей с показателем преломления, отличным от показателя преломления окружающей среды (напр., *опалесценция критическая*). В общем случае излучение, рассеянное М. с., состоит из лучей с разл. кратностью рассеяния. Однократное рассеяние света наблюдается при малой *оптической толщине* τ. С увеличением τ кратность рассеяния растёт, поскольку растёт вероятность облучения каждой из оптич. неоднородностей светом, рассеянным др. неоднородностями. Закономерности однократного и многократного светорассеяния существенно различны. Оптич. хар-ки М. с. с однократным рассеянием определяются размером оптич. неоднородностей (точнее, отношением размера к длине волны рассеиваемого излучения λ), их относит. показателем преломления, формой и числом в ед. объёма. Многократное рассеяние света в М. с. обусловлено помимо их структуры и такими факторами, как протяжённость, форма и границы всей среды в целом. Закономерности многократного рассеяния света сложны и меняются в зависимости от оптич. толщины. Полная хар-ка многократно рассеянного света даётся решением ур-ния *переноса излучения*.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951. *И. А. Войшвилло.*

МЮ-МЕЗО́НЫ, см. *Мюоны*.

МЮО́НИЙ (хим. символ Mu), связанная система μ^+e^-, состоящая из положительно заряженного мюона и эл-на. Строение М. аналогично строению атома водорода, в к-ром протон заменён μ^+; размеры М. прибл. такие же, как у атома водорода. М. образуется при столкновениях μ^+ с атомами путём присоединения одного из эл-нов ат. оболочки. В зависимости от взаимной ориентации спинов μ^+ и e^- М. образуется в ортосостоянии, со спином 1 (спины μ^+ и e^- параллельны) или парасостоянии, со спином 0 (спины антипараллельны). Одна из важнейших хар-к свободного М.— разность энергий орто- и парасостояний, равная $3\cdot10^{-6}$ эВ. Между этими двумя состояниями возможны переходы с испусканием эл.-магн. волн частоты 4463,16 МГц. Совпадение теоретич. предсказаний для частоты с результатами эксперимента — одно из лучших подтверждений справедливости *квантовой электродинамики*.

М. активно вступает в хим. реакции, характерные для атомарного водорода, и поэтому не сразу был обнаружен в конденсированных в-вах. Размеры и др. св-ва М. в конденсированном в-ве, напр. в кристалле, могут существенно отличаться от его св-в в вакууме. По хим. св-вам М. аналогичен атому водорода, хотя скорости реакций Mu могут в неск. раз отличаться от скоростей реакций атомарного водорода. Одна из ближайших задач химии М.— установить соответствия между этими двумя скоростями. В этом случае станет возможным измерять абс. скорости хим. реакций атома водорода, поскольку абс. скорости хим. реакций М. можно определить по наблюдению прецессии спина М. в магн. поле. Т. к. частота прецессии однозначно зависит от величины магн. поля, то, измеряя кол-во оборотов спина от момента образования М. до момента его вступления в хим. реакцию (когда хар-р прецессии меняется), можно определить абс. время вступления М. в хим. реакцию (см. *Мезонная химия*).

● Вайсенберг А. О., Мю-мезон, М., 1964; Гольданский В. И., Фирсов В. Г., Химия новых атомов, «Успехи химии», 1971, т. 40, в. 8. *Л. И. Пономарёв.*

МЮО́ННЫЙ АТО́М, *мезоатом* с отрицательно заряж. мюоном.

МЮО́ННЫЙ КАТА́ЛИЗ, явление синтеза (слияния) ядер изотопов водорода при норм. условиях, происходящее при существ. участии *мюонов*. В отсутствие мюонов вероятность таких реакций, напр. дейтерия $d+d \to {}^3He+n$; $t+p$ или дейтерия и трития $d+t \to {}^4He+n$, требует высоких энергий сталкивающихся ч-ц (эквивалентных нагреванию в-ва на неск. десятков — сотни млн. град.). При торможении отрицательно заряж. мюонов в смеси изотопов водорода образуются мюонные атомы (см. *Мезоатом*) $p\mu$ и $d\mu$. Из-за малых размеров и электронейтральности мезоатомы водорода ведут себя подобно нейтронам: они могут свободно проникать через электронные оболочки атомов и подходить на близкие расстояния к ядрам др. атомов. При этом происходят многообразные μ-атомные и μ-молекулярные явления, такие, как перехват мюонов ядрами более тяжёлых изотопов: $p\mu+d \to d\mu+p$, образование мюонных молекул: $d\mu+p \to pd\mu$ и т. д. В мюонных молекулах ядра удалены друг от друга на расстояния $\sim5\cdot10^{-11}$ см, что в сотни раз меньше ср. расстояний между ядрами в жидком и газообразном водороде. Поэтому в мюонных молекулах вероятность слияния ядер, напр. по реакциям $pd\mu \to {}^3He+\mu^-$, $dd\mu \to {}^3He+n+\mu^-$ и др., в миллионы раз больше, чем при столкновении μ-атома с ядром по реакции $d\mu+p \to {}^3He+\mu^-$. Освободившийся μ^- вновь может образовать мезоатом $d\mu$ и повторить ещё раз всю цепочку реакций $d\mu+p \to pd\mu \to {}^3He+\mu^-$ и т. д. В принципе число таких реакций ограничено лишь временем жизни мюона $\tau\approx2{,}2\cdot10^{-6}$ с. Однако в действительности почти всегда мюон в процессе реакции «прилипает» к образовавшемуся ядру гелия $pd\mu \to \mu^3He+\gamma$ и в дальнейшем не участвует в цикле последоват. реакций, приводящих к синтезу ядер. Эта реакция «отравления катализатора» не столь существенна при синтезе ядер дейтерия $dd\mu \to {}^3He+n+\mu^-$, в к-рой только 12% мюонов прилипают к ядру ^3He по реакции $dd\mu \to \mu^3He+n$.

На возможность каталитич. цепочки реакций указал Ф. Франк (США, 1947). В 1959 Я. Б. Зельдович выполнил первые расчёты этого процесса, а в 1957 амер. физик Л. Альварес наблюдал его экспериментально. К нач. 80-х гг. М. к. яд. реакций синтеза хорошо изучен как экспериментально, так и теоретически.

В 1977 в результате теоретич. расчётов было обнаружено существование у мезомолекулы $dt\mu$ слабосвязанного состояния с энергией ~1 эВ. Благодаря наличию такого состояния мезомолекулы $dt\mu$ должны образовываться резонансным образом с большой скоростью (в конденсированной среде за время $\gtrsim10^{-8}$ с). В 1979 этот вывод был подтверждён экспериментально в Лаборатории яд. проблем ОИЯИ (Дубна). Т. к. вероятность прилипания μ^- к ^4He, образовавшемуся в реакции $dt\mu \to {}^4He+n+\mu^-+17{,}6$ МэВ, составляет $\sim1\%$, то один μ^- в смеси дейтерия и трития может осуществить

~100 актов катализа и освободить при этом ~2 ГэВ энергии и ~100 нейтронов. Изучаются возможности практич. использования этого явления для получения яд. энергии.

● Зельдович Я. Б., Герштейн С. С., Ядерные реакции в холодном водороде, «УФН», 1960, т. 71, в. 4; Пономарев Л. И., Мюонный катализ ядерных реакций синтеза, «Природа», 1979, № 9.
Л. И. Пономарёв.

МЮОНЫ (устар. μ-мезоны), нестабильные заряж. элем. ч-цы со спином $^1/_2$, временем жизни $2{,}2\cdot10^{-6}$ с и массой, прибл. в 207 раз превышающей массу эл-на (в энергетич. ед. ок. 105,7 МэВ); относятся к классу *лептонов*. Отрицательно заряж. (μ^-) и положительно заряж. (μ^+) М. явл. ч-цей и *античастицей* по отношению друг к другу.

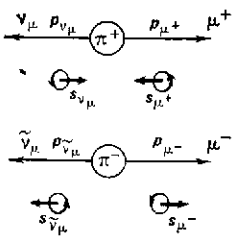
Открытие. М. были впервые обнаружены в косм. лучах (1936—37) амер. физиками К. Андерсоном и С. Неддермейером. Вначале М. пытались отождествить с ч-цей, к-рая, согласно гипотезе япон. физика Х. Юкавы, явл. переносчиком яд. сил. Однако такая ч-ца должна была бы интенсивно взаимодействовать с ядрами, тогда как опытные данные показывали, что М. слабо взаимодействует с в-вом. Этот «парадокс» был разрешён в 1947 после открытия *пи-мезона*, обладающего св-вами ч-цы, предсказанной Юкавой, и распадающегося на М. и *нейтрино*: $\pi^\pm \to \mu^\pm + \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu)$.

Источники. Осн. источником М. в косм. лучах и на ускорителях высоких энергий явл. распад π-мезонов (пионов) и *К-мезонов* (каонов), интенсивно рождающихся при столкновениях адронов — протонов с ядрами и др. Другим (слабым) источником М. может быть, напр., процесс рождения пар $\mu^+\mu^-$ фотонами высоких энергий, распады *гиперонов*, *«очарованных» частиц* и др. На уровне моря М. образуют осн. компоненту (~80%) всех ч-ц косм. излучения. На совр. ускорителях высокой энергии получают пучки М. с интенсивностью до 10^8—10^9 ч-ц в 1 с.

Спин мюонного нейтрино ν_μ, возникающего вместе с μ^+ при распадах π^+ и K^+, ориентирован против направления импульса ν_μ, а спин мюонного антинейтрино $\tilde{\nu}_\mu$ от распадов π^- и K^- — в направлении импульса $\tilde{\nu}_\mu$. Отсюда на основании законов сохранения импульса и момента кол-ва движения следует, что спин μ^+, образующегося от распада покоящихся π^+ или K^+, направлен против его импульса, а спин μ^- — в направлении импульса. Поэтому М. в зависимости от кинематич. условий их образования и спектра пионов и каонов оказываются частично или полностью поляризованными в направлении своего импульса (μ^-) или против него (μ^+).

Взаимодействие. *Слабое взаимодействие* М. вызывает их распад по схеме: $\mu^\pm \to e^\pm + \nu_e(\tilde{\nu}_e) + \tilde{\nu}_\mu(\nu_\mu)$; эти распады и определяют время жизни М. в вакууме. В в-ве μ^- «живёт» меньше: останавливаясь, он притягивается положительно заряж. ядром и образует мюонный атом (μ-мезоатом). В мезоатомах благодаря слабому вз-ствию может происходить процесс захвата μ^- ядром А: $\mu^- + {}_Z\mathrm{A} \to {}_{Z-1}\mathrm{A} + \nu_\mu$ (Z — заряд ядра). Этот процесс аналогичен *электронному захвату* и сводится к элем. вз-ствию $\mu^- + p \to n + \nu_\mu$. Вероятность захвата μ^- ядром растёт для лёгких элементов пропорц. Z^4 и при $Z \approx 10$ сравнивается с вероятностью распада μ^-. В тяжёлых элементах «время жизни» останавливающихся μ^- определяется в осн. вероятностью их захвата ядрами и в 20—30 раз меньше времени жизни в вакууме.

Из-за несохранения *чётности* в слабом вз-ствии при распаде $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ наиболее энергичные позитроны вылетают преим. в направлении спина μ^+, а эл-ны в распаде $\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ — преим. в направлении, противоположном спину μ^-



Распады покоящихся π^+- и π^--мезонов. Жирные стрелки указывают направление спинов s (поляризацию) ч-ц распада; p — импульсы соответствующих ч-ц.

(рис.). Т. о., изучая асимметрию вылетов эл-нов (позитронов) в этих распадах, можно определить направление спина $\mu^-(\mu^+)$.

Опыт показывает, что во всех известных вз-ствиях М. участвует в точности так же, как эл-н, отличаясь от него только массой. Это явление наз. μ—е-универсальностью. Вместе с тем М. и эл-н отличаются друг от друга нек-рым внутр. квант. числом — *лептонным зарядом* и такое же различие имеется для соответствующих им нейтрино. Доказательством этого служит тот факт, что нейтрино, возникающее вместе с М., не вызывает при столкновении с нуклонами рождение эл-на, а также то, что не наблюдаются распады $\mu^\pm \to e^\pm + \gamma$ и $\mu^\pm \to 2e^\pm + e^\mp$.

Существование μ—е-универсальности ставит перед теорией элем. ч-ц важную и до сих пор не решённую проблему: поскольку принято считать, что масса ч-ц имеет полевое происхождение (т. е. определяется вз-ствиями, в к-рых участвует ч-ца), то непонятно, почему эл-н и М., обладающие совершенно одинаковыми вз-ствиями, столь различны по своей массе. С проблемой μ—е-универсальности связан также вопрос о возможном существовании др. лептонов с массой, большей, чем у М. В 1975—76 в опытах на встречных e^+e^--пучках был открыт один из таких заряж. лептонов — τ-лептон (τ^+, τ^-) с массой ок. 1,8 ГэВ (см. *Тяжёлый лептон*).

Проникающая способность мюонов. М. высокой энергии тормозятся в в-ве за счёт эл.-магн. вз-ствия с эл-нами и ядрами в-ва. До энергии ~10^{11}—10^{12} эВ М. теряют энергию в осн. на ионизацию атомов среды, а при более высоких энергиях становятся существенными потери энергии за счёт рождения электрон-позитронных пар, испускания γ-квантов *тормозного излучения* и расщепления ат. ядер. Т. к. масса М. много больше массы эл-на, то потери энергии быстрых М. на процессы тормозного излучения и рождения пар значительно меньше, чем потери энергии быстрых эл-нов (на тормозное излучение) или γ-квантов (на рождение пар e^+e^-). Эти факторы обусловливают высокую проникающую способность М. как по сравнению с адронами, так и по сравнению с эл-нами и γ-квантами. В результате М. косм. лучей не только легко проникают через атмосферу Земли, но и углубляются (в зависимости от их энергии) на значит. расстояния в грунт. В подземных экспериментах М. космических лучей с энергией 10^{12}—10^{13} эВ регистрируются на глубине нескольких км.

Поведение мюонов, останавливающихся в веществе. Медленные М., теряя энергию на ионизацию атомов, могут останавливаться в в-ве. При этом μ^+ в большинстве в-в присоединяет к себе ат. эл-н, образуя систему, аналогичную атому водорода,— т. н. *мюоний*, к-рый может вступать в такие же хим. реакции, как и атом водорода. Отрицат. М., останавливающиеся в в-ве, образуют μ-мезоатомы, боровский радиус к-рых в $(m_\mu/m_e)Z$ раз меньше, чем у атома водорода, где m_μ — масса М., m_e — масса эл-на. Мезоатомы возникают в возбуждённых состояниях, а затем, испуская последовательно γ-кванты или передавая энергию ат. эл-нам, переходят в осн. состояние. Измеряя энергию γ-квантов, можно получить сведения о размерах ядер, распределении электрич. заряда в ядре и др. хар-ках ядра. В мезоатомах с тяжёлыми ядрами наблюдаются безрадиац. переходы мюонов в осн. состояние, сопровождающиеся возбуждением (в т. ч. делением) ядер. Своеобразно поведение в в-ве мезоатомов водорода и его изотопов — дейтерия, трития (см. *Мюонный катализ*). См. также *Мезоатом*, *Мезонная химия*.

● Вайссенберг А. О., Мю-мезон, М., 1964 (Современные проблемы физики); Бугаев Э. В., Котов Ю. Д., Розенталь И. Л., Космические мюоны и нейтрино, М., 1970; Зельдович Я. Б., Герштейн С. С., Ядерные реакции в холодном водороде, «УФН», 1960, т. 71, в. 4.
С. С. Герштейн.

Н

НАВЕДЁННАЯ ПРОВОДИ́МОСТЬ, то же, что *возбуждённая проводимость*.

НАВЬЕ — СТО́КСА УРАВНЕ́НИЯ [по имени франц. учёного Л. Навье (L. Navier) и англ. учёного Дж. Стокса (G. Stokes)], дифференциальные ур-ния движения вязкой жидкости (газа). Для несжимаемой (плотность $\rho=\text{const}$) и ненагреваемой (темп-ра $T=\text{const}$) жидкости Н.— С. у. в проекциях на оси прямоугольной декартовой системы координат (система трёх ур-ний) имеют вид:

$$\frac{\partial v_x}{\partial t}+v_x\frac{\partial v_x}{\partial x}+v_y\frac{\partial v_x}{\partial y}+v_z\frac{\partial v_x}{\partial z}=X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\nu\nabla^2 v_x, \qquad (1)$$

. . . . . .

Здесь t — время, x, y, z — координаты жидкой ч-цы, v_x, v_y, v_z — проекции её скорости, X, Y, Z — проекции объёмной силы, p — давление, $\nu=\mu/\rho$ — кинематич. коэфф. вязкости (μ — динамич. коэфф. вязкости),

$$\nabla^2 v_x=\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}.$$

Два других ур-ния получаются заменой x на y, y на z и z на x. Н.— С. у. служат для определения v_x, v_y, v_z, p как функций x, y, z, t. Чтобы замкнуть систему, к ур-ниям (1) присоединяют ур-ние неразрывности, имеющее для несжимаемой жидкости вид:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_y}{\partial y}+\frac{\partial v_z}{\partial z}=0. \qquad (2)$$

Для интегрирования ур-ний (1), (2) требуется задать начальные (если движение не явл. стационарным) и граничные условия, к-рыми для вязкой жидкости явл. условия прилипания к твёрдым стенкам. В общем случае (движение сжимаемой и нагреваемой жидкости) в Н.— С. у. учитывается ещё переменность ρ и зависимость μ от темп-ры, что изменяет вид ур-ний. При этом дополнительно используются ур-ние баланса энергии и *Клапейрона уравнение*. Н.— С. у. применяют при изучении движения реальных жидкостей и газов, причём в большинстве конкретных задач ограничиваются приближёнными решениями.

● См. лит. при ст. *Гидроаэромеханика*.

С. М. Таре.

НАИМЕ́НЬШЕГО ДЕ́ЙСТВИЯ ПРИ́НЦИП, один из *вариационных принципов механики*, согласно к-рому для данного класса сравниваемых друг с другом движений механич. системы действительным является то, для которого физ. величина, наз. действием, имеет наименьшее (точнее, стационарное) значение. Обычно Н. д. п. применяется в одной из двух форм.

а) Н. д. п. в форме Гамильтона — Остроградского устанавливает, что среди всех кинематически возможных перемещений системы из одной конфигурации в другую (близкую к первой), совершаемых за один и тот же промежуток времени, действительным является то, для к-рого *действие* по Гамильтону S будет наименьшим. Матем. выражение Н. д. п. имеет в этом случае вид: $\delta S=0$, где δ — символ неполной (изохронной) вариации (т. е. в отличие от полной вариации в ней время не варьируется).

б) Н. д. п. в форме Мопертюи — Лагранжа устанавливает, что среди всех кинематически возможных перемещений системы из одной конфигурации в близкую к ней другую, совершаемых при сохранении одной и той же величины полной энергии системы, действительным является то, для к-рого действие по Лагранжу W будет наименьшим. Матем. выражение Н. д. п. в этом случае имеет вид $\Delta W=0$, где Δ — символ полной вариации (в отличие от принципа Гамильтона — Остроградского, здесь варьируются не только координаты и скорости, но и время перемещения системы из одной конфигурации в другую). Н. д. п. в этом случае справедлив только для консервативных и притом *голономных систем*, в то время как в первом случае Н. д. п. является более общим и, в частности, может быть распространён на неконсервативные системы. Н. д. п. используются для составления ур-ний движения механич. систем и для исследования общих св-в этих движений. При соответствующем обобщении понятий Н. д. п. находит приложения в механике непрерывной среды, в электродинамике, квант. механике и др.

● См. лит. при ст. *Вариационные принципы механики*.

С. М. Таре.

НАИМЕ́НЬШЕГО ПРИНУЖДЕ́НИЯ ПРИ́НЦИП, то же, что *Гаусса принцип*.

НАИМЕ́НЬШЕЙ КРИВИЗНЫ ПРИ́НЦИП, то же, что *Герца принцип*.

НАЙКВИ́СТА ФО́РМУЛА (теорема Найквиста), соотношение, определяющее величину тепловых флуктуаций тока или напряжения в электрич. цепи. Получено амер. физиком Х. Найквистом (H. Nyquist) в 1928. Согласно Н. ф., обусловленное тепловыми флуктуациями ср. значение квадрата напряжений на концах проводника с сопротивлением R, находящегося в состоянии теплового равновесия при абс. темп-ре T, равно:

$$\overline{V^2}=4RkT\Delta\nu, \qquad (1)$$

где $\Delta\nu$ — полоса частот, внутри к-рой измеряются флуктуации напряжения. При низких темп-рах и достаточно высоких частотах ν, когда $h\nu\geqslant kT$, вместо формулы (1) пользуются более общим выражением:

$$\overline{V^2}=2Rh\nu\,\mathrm{cth}\,(h\nu/2kT)\,\Delta\nu. \qquad (2)$$

● Киттель Ч., Элементарная статистическая физика, пер. с англ., М., 1960. См. также лит. при ст. *Флуктуации электрические*.

Э. М. Эпштейн.

НАКА́ЧКА в квантовой электронике, процесс создания неравновесного состояния вещества под воздействием электромагнитных полей, при соударениях с заряж. или нейтр. частицами, при резком охлаждении предварительно нагретых газовых масс и т. п. Н. может перевести в-во из состояния термодинамич. равновесия в активное состояние (с *инверсией населённостей*), в к-ром оно может усиливать и генерировать эл.-магн. волны (см. *Квантовая электроника*, *Лазер*, *Квантовый усилитель*). Термин «Н.» применяется также в радиотехнике и оптике для обозначения процессов воздействия на элементы параметрич. систем.

НАКОПИ́ТЕЛЬ заряженных частиц (накопительное кольцо), элемент системы встречных пучков, представляющий собой кольцевую вакуумную камеру, находящуюся в магн. поле, в к-рой накапливаются и длительно циркулируют ч-цы от большого числа циклов ускорения заряж. ч-ц. См. *Встречных пучков системы*.

НАЛОЖЕ́НИЯ ПРИ́НЦИП, то же, что *суперпозиции принцип*.

НАМАГНИ́ЧЕННОСТЬ, характеристика магн. состояния макроскопич. тела; в случае однородно намагниченного тела Н. $\boldsymbol{J}$ определяется как *магнитный момент* $\boldsymbol{M}$ ед. объёма тела: $\boldsymbol{J}=\boldsymbol{M}/V$. В случае неоднородно намагниченного тела Н. определяется для каждой точки тела (точнее, для каждого физически малого объёма dV): $\boldsymbol{J}=d\boldsymbol{M}/dV$, где $d\boldsymbol{M}$ — магн. момент объёма dV. Ед. Н. в *Международной системе единиц* — ампер на метр (1 А/м — Н., при к-рой 1 м³ в-ва обладает магн. моментом 1 А·м²), в *СГС системе единиц* — эрг/(Гс·см³).

Н. тел зависит от внеш. магн. поля и темп-ры (см. *Парамагнетизм*, *Ферромагнетизм*). У ферромагнетиков зависимость $\boldsymbol{J}$ от напряжённости внеш. поля $\boldsymbol{H}$ выражается кривой намагничивания (см. *Намагничивания кривые*, *Гистерезис*). Н. тела зависит от напряжённости внеш. поля $\boldsymbol{H}$, магн. св-в в-ва этого тела, его формы и расположения во внеш. поле. Между напряжённостью поля в в-ве H_B и полем H существует соотношение: $H_B=H-NJ$, где N — *размагничивающий фактор*. В изотропных в-вах направление $\boldsymbol{J}$ совпадает с направлением $\boldsymbol{H}$, в анизотропных направления $\boldsymbol{J}$ и $\boldsymbol{H}$ в общем случае различны.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., М., 1971 (Берклеевский курс физики, т. 2).

НАМАГНИЧЕННОСТЬ ОСТА́ТОЧНАЯ, *намагниченность* J_r, к-рую имеет ферромагн. материал при напряжённости магн. поля H, равной нулю. Н. о. зависит как от магн. св-в материала, так и от его магн. предыстории. (Н. о.— один из осн. параметров магн. *гистерезиса*.) Н. о. обусловлена задержкой изменения J при уменьшении H (после предыдущего намагничивания образца) из-за влияния *магнитной анизотропии* и структурных неоднородностей образца. При переходе от состояния макс. намагниченности (в пределе — магн. насыщения J_s) к состоянию Н. о. векторы J_s в отд. кристаллах поликрист. образца поворачиваются от направления H к направлению *осей лёгкого намагничивания*, ближайших к H. Т. о., $J_r = \Sigma_i J_s v_i \cos\theta_i - \Delta J$, где сумма берётся по всем i кристаллитам с объёмами v_i и углами θ_i между H и их осью лёгкого намагничивания; ΔJ — суммарная намагниченность зародышей *доменов* с обратным направлением намагниченности, возникших при уменьшении H до нуля и представляющих собой исходную ступень новой доме́нной структуры. В простейшем случае циклич. перемагничивания по симметричному циклу Н. о. возрастает при возрастании макс. напряжённости поля от цикла к циклу, стремясь к конечному пределу, наз. Н. о. данного материала. Н. о. материала (в-ва) не следует смешивать с Н. о. тела, т. е. со ср. намагниченностью тела в состоянии, когда $H=0$. Н. о. в-ва определяется при равенстве нулю магн. поля внутри тела (оно складывается векторно из полей всех внеш. источников и размагничивающего поля самого намагниченного тела). Наиболее устойчивой Н. о. обладают высококоэрцитивные материалы (см. *Коэрцитивная сила*). При нагревании ферромагнетиков до темп-ры, превышающей *Кюри точку*, они теряют ферромагнитные св-ва, а вместе с тем и Н. о. К уменьшению Н. о. приводят также механические сотрясения и вибрации. Явление Н. о. имеет широкое практическое применение (см. *Магнит постоянный*).

● См. лит. при ст. *Магнетизм*.

НАМАГНИЧИВАНИЕ, процессы установления *намагниченности*, протекающие в в-ве при действии на него внеш. магн. полем. В *диамагнетиках* Н. состоит в возникновении микроскопических индукц. токов, создающих намагниченность, направленную против внеш. магн. поля. В *парамагнетиках* происходит ориентация хаотически колеблющихся *магнитных моментов* атомов или ионов в направлении поля. При этом энергия от системы магн. моментов передаётся крист. решётке в-ва и процесс Н. характеризуется временем спин-решёточной *релаксации*.

Более сложные процессы происходят при намагничивании *ферромагнетика*. В состоянии полного размагничивания ферромагн. образец состоит из большого числа *доменов*, каждый из к-рых намагничен до насыщения, но при этом их векторы намагниченности J_s направлены так, что суммарный магнитный момент образца $M = \Sigma_i J_{si} = 0$. Н. состоит в переориентации векторов намагниченности доменов в направлении приложенного поля; включает процессы смещения, вращения и *парапроцесс*.

Процесс с м е щ е н и я в многодоменном ферромагнетике заключается в перемещении границ между доменами; объём доменов, векторы J_s к-рых составляют наименьший угол с направлением напряжённости магн. поля H, при этом увеличивается за счёт соседних доменов с энергетически менее выгодной ориентацией J_s относительно поля. При своём смещении границы доменов могут менять форму, размеры и собств. энергию. Эти факторы в одних случаях способствуют, в других препятствуют процессу смещения. Обычно задержка смещения (и Н.) происходит при встрече границы домена с к.-л. неоднородностями структуры ферромагнетика (атомами примесей, дислокациями, микротрещинами и др.). Для возобновления смещения необходимо вновь изменять H (либо темп-ру или давление).

Процесс в р а щ е н и я состоит в повороте векторов J_s в направлении поля H. Причиной возможной задержки или ускорения процесса вращения явл. *магнитная анизотропия* ферромагнетика (первоначально векторы доменов направлены вдоль *осей лёгкого намагничивания*, в общем случае не совпадающих с направлением H). При полном совпадении J_s с направлением H достигается т. н. техническое *магнитное насыщение*, равное величине J_s ферромагнетика при д а н н о й темп-ре.

Парапроцесс в большинстве случаев даёт очень малый прирост намагниченности, поэтому Н. ферромагнетиков определяется в осн. процессами смещения и вращения.

Если ферромагнетик, находящийся в состоянии полного размагничивания ($J=0$), намагничивать в монотонно и медленно возрастающем поле, то получающуюся зависимость $J(H)$ наз. кривой первого (первоначального) Н. (см. *Намагничивания кривые*). Эту кривую обычно подразделяют на пять участков (рис. 1, *а* и *б*). Участок I — область начального, или обратимого, намагничивания, где $J = \varkappa_a H$. В этой области протекают гл. обр. процессы упругого смещения границ доменов (при пост. начальной *магнитной восприимчивости* $\varkappa_a$). Участок II (область Рэлея) характеризуется квадратичной зависимостью J от H (в этой области $\varkappa$ линейно возрастает с H). В области Рэлея Н. осуществляется благодаря процессам смещения, как о б р а т и м ы м, линейно зависящим от H, так и н е о б р а т и м ы м, квадратично зависящим от H (см. *Рэлея закон намагничивания*). Область наиб. проницаемостей (III) характеризуется быстрым ростом J, связанным с необратимым смещением междоменных границ. Н. на этом участке происходит скачками (см. *Баркгаузена эффект*). В области приближения к насыщению (IV) осн. роль играют процессы вращения. Участок V — область парапроцесса.

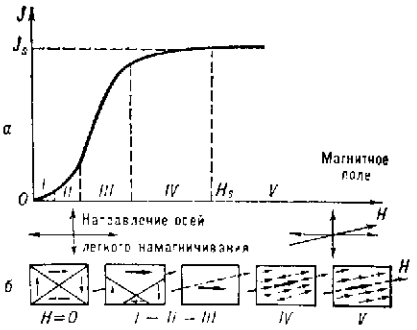


Рис. 1. *а* — кривая первого намагничивания; *б* — схематич. изображение процессов намагничивания в многодоменном ферромагнетике.

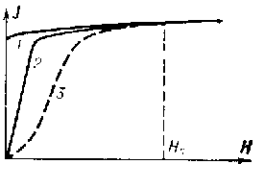


Рис. 2. Безгистерезисная кривая намагничивания: теоретическая (*1*) и экспериментальная (*2*). Для сравнения приведена кривая первого намагничивания (*3*). Наклон кривой (*2*) обусловлен неоднородностями материала (пустотами, трещинами и т. п.), на к-рых образуются внутренние размагничивающие поля.

Если после достижения состояния магн. насыщения J_s (в поле H_s) начать уменьшать H, то будет уменьшаться и J, но по кривой, лежащей выше кривой первого намагничивания (магн. *гистерезис*). Гистерезис сказывается и при Н.— он затрудняет рост J с увеличением поля, при отсутствии гистерезиса значение J уже в слабых полях приближается к J_s, отличаясь от J_s

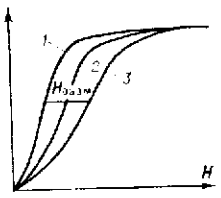


Рис. 3. Кривые намагничивания ферромагн. образцов разл. длины и формы: *1* — тороид; *2* — длинный тонкий образец; *3* — короткий толстый образец; $H_{разм}$ — внутр. размагничивающее поле, зависящее от формы образца.

на величину, обусловленную процессами вращения. Вклад процессов смещения и вращения в результирующую намагниченность ферромагн. образца на различных участках кривой намагничивания зависит от его *текстуры магнитной*, наличия дефектов крист. решётки, формы образца и др. факторов. Существенное влияние

формы образца на ход кривой Н. обусловлено действием собств. магн. поля образца (*размагничивающего фактора*, рис. 3).

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

НАМАГНИЧИВАНИЯ КРИВЫЕ, графики, таблицы или формулы, показывающие зависимость *намагниченности* J или *магнитной индукции* B от *напряжённости магнитного поля* H. Если известна зависимость $J(H)$, то по ней можно построить для того же вещества кривую индукции $B(H)$, так как одновременно значения B, J, H, относящиеся к одному элементу объёма вещества, связаны соотношением: $B=H+4\pi J$ (в *СГС системе единиц*) или $B=\mu_0(H+J)$ (в ед. СИ, здесь μ_0 — *магнитная постоянная*).

Н. к. *магнитных материалов* зависят не только от физ. св-в материалов и внеш. условий, но и от последовательности прохождения различных

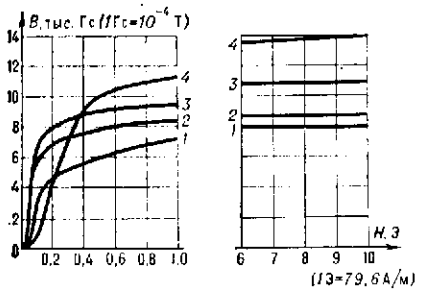


Рис. 1. Кривые первого намагничивания пермаллоевых сплавов: *1* — хромовый пермаллой (78% Ni, 3,8% Cr, остальное Fe); *2* — молибденовый пермаллой (79% Ni, 4% Mo, 0,2% Mn, остальное Fe); *3* — пермаллой с 75,8% Ni, 24,2% Fe; *4* — пермаллой с 45% Ni, 55% Fe.

магн. состояний, в связи с чем рассматривают неск. видов Н. к.: а) кривые первого намагничивания (рис. 1) — последовательности значений $J(H)$ или $B(H)$ в-ва при монотонном возрастании H из нач. состояния с $B=H-J=0$ (при этом H не меняет направления); б) кривые цикличного перемагничивания (статич. петли *гистерезиса*) —

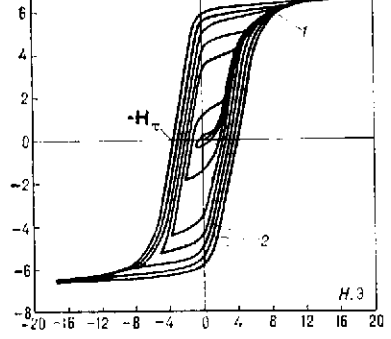


Рис. 2. Семейство симметричных петель гистерезиса (*2*) и осн. кривая намагничивания (*1*) для молибденового пермаллоя; H_c — коэрцитивная сила.

зависимости $B(H)$ или $J(H)$, получаемые после многократного прохождения определ. интервала значений H и прямом и обратном направлениях (рис. 2); в) основные (или коммутационные) кривые — геом. место вершин симметричных петель перемагничивания (рис. 2) и др.

По Н. к. определяют хар-ки магн. материалов (*намагниченность остаточную, коэрцитивную силу, магнитную проницаемость* и др.), они служат для расчётов *магнитных цепей* электромагнитов, магн. пускателей, реле и др. электротехнич. устройств и приборов.

● Бозорт Р. М., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956.

НАМАГНИЧИВАЮЩАЯ СИЛА, то же, что *магнитодвижущая сила*.

НАНО... (от греч. nános — карлик), приставка к наименованию единицы физической величины для образования названия *дольной единицы*, равной 10^{-9} от исходной единицы. Обозначения: н, n. Пример: 1 нм (нанометр)$=10^{-9}$ м.

НАПОР в гидравлике, линейная величина, выражающая удельную (отнесённую к ед. веса) механич. энергию потока жидкости в данной точке. Полный запас уд. энергии потока H (полный Н.) определяется *Бернулли уравнением*: $H=z+\frac{p_v}{\gamma}+\frac{v^2}{2g}$, где z — высота рассматриваемой точки над плоскостью отсчёта, p_v — давление жидкости, текущей со скоростью v, γ — уд. вес жидкости, g — ускорение силы тяжести. Два первых слагаемых трёхчлена определяют собой сумму удельных потенц. энергий положения (z) и давления (p_v/γ), т. е. полный запас удельной потенц. энергии, паз. гидростатическим Н., а третье слагаемое — удельную кинетич. энергию (скоростной Н.). Вдоль потока Н. уменьшается. Разность П. в двух поперечных сечениях потока реальной жидкости $H_1-H_2=h_v$ паз. потерянным П. При движении вязкой жидкости по трубам потерянный Н. вычисляется по *Дарси — Вейсбаха формуле*.

НАПРАВЛЕННОСТЬ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И ПРИЁМНИКОВ, способность излучать (принимать) звук. волны в одних направлениях в большей степени, чем в других. При излучении направленность акустич. преобразователя обусловливается интерференцией когерентных звук. колебаний, приходящих в каждую точку среды от отд. малых по сравнению с длиной волны в среде участков излучателя, а при приёме — интерференцией давлений на поверхности приёмника.

Н. а. и. и п. обычно описывают: характеристикой направленности — отношением звук. давления в данном направлении к его значению в направлении макс. излучения на том же расстоянии от излучателя, представленном в ф-ции направления, и коэффициентом концентрации, или коэфф. направленного действия, т. е. отношением интенсивности звука, создаваемой данным излучателем в направлении макс. излучения, к интенсивности ненаправленного излучателя той же мощности на том же расстоянии. Хар-ку направленности в сечении некрой плоскостью, проходящей через направление макс. излучения, представляют обычно в полярной системе координат (рис.).

НАПРЯЖЕНИЕ механическое, мера внутр. сил, возникающих при деформации материала. Для введения понятия «Н.» мысленно вырезается из среды нек-рый объём, по поверхности F к-рого распределены силы вз-ствия с остальной частью среды, возникающие при деформации. Если ΔP — равнодействующая (гл. вектор) сил вз-ствия на элементе поверхности ΔF, содержащем рассматриваемую точку A, то предел отношения $\Delta P/\Delta F$ при $\Delta F\to 0$ наз. вектором напряжения S_n в точке A на площадке с нормалью n. Величины проекций вектора Н. на нормаль n и на касательную плоскость наз. нормальным σ_n и касательным τ_n напряжениями. Н. наз. условным, если при его вычислении сила относится к площади сечения в недеформированном состоянии, и истинным, если учтено изменение площади при деформации. Чтобы определить напряжённое состояние в точке, надо найти величины, по к-рым можно вычислить Н. на любой из бесчисл. множества площадок, проходящих через эту точку. Вектор Н. S_1, действующий на элем. площадке, перпендикулярной оси Ox_1, в проекциях на оси координат $Ox_1x_2x_3$ обозначают через σ_{11}, σ_{12}, σ_{13}, а для элем. площадок, перпендикулярных осям Ox_2 и Ox_3,— через σ_{21}, σ_{22}, σ_{23} и σ_{31}, σ_{32}, σ_{33}. При этом σ_{11}, σ_{22}, σ_{33} — нормальные Н., а $\sigma_{12}=\sigma_{21}$, $\sigma_{23}=\sigma_{32}$, $\sigma_{31}=\sigma_{13}$ — касательные П. Шесть величин σ_{ij} $(i,j=1,2,3)$ образуют тензор напряжений в рассматриваемой точке. Н. на любой площадке в той же точке вычисляется через величины σ_{ij}, т. е. тензор Н. полностью определяет напряжённое состояние в точке. Если известны σ_{ij} как ф-ции координат, то они определяют напряжённое состояние всего тела. Напряжённое состояние наз. однородным, если σ_{ij} не зависят от координат точки. Величина $\sigma=\frac{1}{3}(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})$ наз. средним (гидростатическим) Н. В каждой точке тела есть три взаимно перпендикулярные площадки, на к-рых касательные Н. равны нулю. Перпендикуляры к ним наз. главными осями П. в точке, а нормальные Н. на них σ_1, σ_2, σ_3 — главные

ными Н. См. также *Девиатор напряжений*, *Интенсивность напряжений*.

Непосредственно Н. не измеряется. В однородном напряжённом состоянии Н. вычисляется через величины действующих на тело сил. В неоднородном напряжённом состоянии Н. определяется косвенно — по эффектам его действия, напр. по пьезоэлектрич. эффекту, эффекту двойного лучепреломления (см. *Поляризационно-оптический метод исследования*).

● Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959.

В. С. Ленский.

НАПРЯЖЁНИЕ электрическое, см. *Электрическое напряжение*.

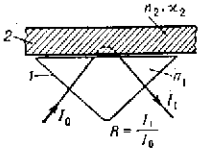
НАПРЯЖЁНИЯ ГЛАВНЫЕ, см. *Напряжение* механическое.

НАПРЯЖЁННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, векторная величина $\boldsymbol{H}$, являющаяся количеств. хар-кой магн. поля. Н. м. п. не зависит от магн. св-в среды. В вакууме Н. м. п. совпадает с *магнитной индукцией* $\boldsymbol{B}$, численно $H=B$ в *СГС системе единиц* и $H=B/\mu_0$ в *Международной системе единиц* (СИ), μ_0 — *магнитная постоянная*. В среде Н. м. п. $\boldsymbol{H}$ определяет тот вклад в магн. индукцию $\boldsymbol{B}$, к-рый дают внеш. источники поля: $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{B}-4\pi\boldsymbol{J}$ (в системе ед. СГС) или $\boldsymbol{H}=(\boldsymbol{B}/\mu_0)-\boldsymbol{J}$ (в СИ), где $\boldsymbol{J}$ — *намагниченность* среды. Если ввести *магнитную проницаемость* среды μ, то для изотропной среды $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{B}/\mu\mu_0$ (в СИ). Единица Н. м. п. в СИ — ампер на метр (А/м), в системе ед. СГС — *эрстед* (Э); 1 А/м$=4\pi\times10^{-3}$ Э$\approx1{,}256\cdot10^{-2}$ Э.

Н. м. п. прямолинейного проводника с током I (в СИ) $H=I/2\pi a$ (a — расстояние от проводника); в центре кругового тока $H=I/2R$ (R — радиус витка с током I); в центре соленоида на его оси $H=nI$ (n — число витков на ед. длины соленоида). Практич. определение H в ферромагн. средах (в магн. материалах) основано на том, что тангенциальная составляющая $\boldsymbol{H}$ не изменяется при переходе из одной среды в другую. Методы измерения Н. м. п. рассмотрены в ст. *Магнитные измерения*, *Магнитометр*.

НАПРЯЖЁННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, векторная величина $\boldsymbol{E}$, являющаяся осн. количеств. хар-кой электрич. поля; определяется отношением силы, действующей со стороны поля на электрич. заряд, к величине заряда (при этом заряд должен быть малым, чтобы не изменять ни величины, ни распределения тех зарядов, к-рые порождают исследуемое поле). В вакууме Н. э. п. удовлетворяет принципу суперпозиции, согласно к-рому полная напряжённость поля в точке равна геом. сумме напряжённостей полей, создаваемых отд. заряж. ч-цами. Для электростатич. поля Н. э. п. может быть представлена как градиент электрич. потенциала φ: $\boldsymbol{E}=-\mathrm{grad}\,\varphi$. В системе СИ Н. э. п. измеряется в В/м.

НАРУШЕННОЕ ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ (НПВО), явление, основанное на проникновении световой волны из оптически более плотной среды (с показателем преломления n_1) в менее плотную среду (с показателем преломления n_2) на глубину порядка длины волны при *полном внутреннем отражении*. Нарушение полного внутр. отражения заключается в том, что коэфф. отражения света R от границы раздела сред становится меньше единицы вследствие поглощения света в слое, в к-рый проникает волна в отражающую среду. Степень ослабления отражённой волны зависит от поляризации падающей волны и пропорц. показателю поглощения $\varkappa_2$ второй среды, а спектр НПВО подобен спектру поглощения этой среды. Нарушение полного внутр. отражения, несущественное для геом. оптики, послужило основой для развития т. н. спектроскопии НПВО, имеющей ряд преимуществ перед традиц. методами исследования спектров отражения и поглощения. Особенно эффективен метод НПВО для исследований поверхностных оптич. св-в объектов, а также для сильно поглощающих сред. Схема измерения оптич. постоянных приведена на рисунке (I_0 — интенсивность падающей, а I — отражённой световой волны). Для выполнения условия полного внутр. отражения ($n_2<n_1$) исследуемое в-во приводится в идеальный контакт с оптич. элементом (обычно призмой), прозрачным в выбранном диапазоне частот, с большим n_1 (кристаллы — корунд, фианит, германий и др., оптич. керамика, халькогенидные стёкла и т. п.). Нужный контакт легко достигается при исследовании жидкостей. Тв. тела приводятся в *оптический контакт* с вспомогат. оптич. элементом или в кач-ве среды с большим n_1 используется специально выбранная жидкость. В рентг. диапазоне эл.-магн. волн вспомогательный оптич. элемент не требуется, поскольку все в-ва в этой области имеют $n_2<1$ и условие $n_2<n_1$ выполняется на границе с воздухом. На практике спектры НПВО получают при углах падения i, значительно больших критич. угла $i_{кр}=\arcsin(n_2/n_1)$, а показатель поглощения вычисляется из соотношения: $R=\exp(-\varkappa_2 d')$, где d' — путь, пройденный лучом света в исследуемой среде.



Для увеличения контрастности спектров НПВО увеличивают число отражений (метод многократного НПВО — МНПВО), что эквивалентно увеличению d'. Методы НПВО особенно эфф. для интервала $1\cdot10^{-2}<\varkappa_2<1$, тогда как при использовании метода поглощения в этом случае необходимы объекты микронной толщины. Малые $\varkappa_2$ измеряются при $i\approx i_{кр}$, и используется возникающая при этом поверхностная оптич. волна, распространяющаяся вдоль поверхности исследуемого тела на сравнительно большое расстояние. Из спектров НПВО и МНПВО можно определить оптич. постоянные n_2 и $\varkappa_2$ в-ва с помощью *Френеля формул* и *Крамерса — Кронига соотношения*.

Разл. модификации методов НПВО применяются для аналитич. целей и в физ. эксперименте: изучаются поверхностные эл.-магн. волны (*плазмоны*, *поляритоны*), адсорбционные явления, структура тонких слоёв и т. д. Явление НПВО следует учитывать при передаче световых сигналов на большое расстояние с помощью *световодов*.

● Харрик Н., Спектроскопия внутреннего отражения, пер. с англ., М., 1970; Золотарев В. М., Кисловский Л. Д., О возможностях изучения контуров полос в спектрофотометрии НПВО, «Оптика и спектроскопия», 1965, т. 19, в. 5, с. 809; Золотарев В. М., Лыгин В. И., Тарасевич Б. Н., Спектры внутреннего отражения поверхностных соединений и адсорбированных молекул, «Успехи химии», 1981, т. 50, в. 1, с. 24.

В. М. Золотарёв.

НАСЕЛЁННОСТЬ УРОВНЯ (заселённость уровня), число ч-ц в ед. объема в-ва, находящихся в определённом энергетич. состоянии (на данном энергетич. уровне). См. *Уровни энергии*.

НАСЫЩЕННЫЙ ПАР, пар, находящийся в термодинамич. равновесии с жидкостью (или тв. телом) того же хим. состава. Жидкость и её Н. п. находятся в состоянии динамич. равновесия: число молекул, переходящих из жидкости в пар в ед. времени, равно числу молекул пара, возвращающихся в жидкость за то же время. Н. п., содержащий капельки жидкости, наз. влажным, а не содержащий — сухим. Состояние сухого Н. п. неустойчиво: при малейшем отводе теплоты он частично конденсируется и становится влажным, а при подводе теплоты превращается в *перегретый пар*. В интервале темп-р и давлений, в к-ром возможно термодинамич. равновесие жидкости и пара (между *тройной точкой* и *критической точкой*), каждому давлению соответствует определ. темп-ра насыщения пара.

НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА, наука о движении небесных тел. Она изучает поступат., вращат., деформационные движения естеств. и искусств. небесных тел под влиянием сил гравитац. вз-ствия, воздействия среды, эл.-магн. сил, сил светового давления и др. Проблемы Н. м.: 1) теория движения больших планет Солн. системы. Классическая Н. м. изучает движение больших планет, рассматривая их как материальные точки, тяготеющие друг к другу и к Солнцу по закону всемирного тяготения. Методы теории возмущений позволили описать движение планет достаточно точно. Выдающимся достижением классич. теории стало теор. открытие в 1845 Нептуна англ. астрономом Дж. Адамсом и франц. астрономом У. Леверье. В совр. эпоху практика косм. полётов существенно

повысила требования к точности теории движения планет. Это привело к появлению ряда фундам. работ (гл. обр. в СССР, США, Японии) по уточнению движения больших планет. 2) Теория движения малых планет (астероидов), в к-рой можно выделить два перспективных направления: построение уточнённых теорий движения отд. астероидов в связи с задачами освоения косм. пр-ва; построение глобальных теорий, объясняющих существующее распределение элементов орбит астероидов. 3) Создание теории движения комет, в частности в связи с перспективами косм. полётов к ним. 4) Задача о движении естеств. спутников планет. 5) Проблема трёх тел — важная модельная задача о движении трёх взаимно тяготеющих материальных точек, напр. косм. аппарата в системе Земля — Луна или астероида в системе Солнце — Юпитер. Особый интерес представляет изучение равновесного движения к.-л. тела в полях тяготения двух других тел — определение св-в т. н. «точек либрации», ввиду их перспективности для практики косм. полётов (см. *Трёх тел задача*). 6) Теория движения Луны — одна из сложных и до сих пор актуальных задач Н. м. 7) Проблема устойчивости Солн. системы. Постановка проблемы и первые результаты принадлежат франц. учёным П. Лапласу и Ж. Лагранжу. Достижения математики последних лет (теория Колмогорова — Арнольда — Мозера) позволили существенно продвинуть решение классич. проблемы об устойчивости Солн. системы. В. И. Арнольдом получен след. результат: большие полуоси орбит планет, их наклонения и эксцентриситеты вечно остаются вблизи исходных значений, если эксцентриситеты орбит и их наклонения малы (это условие выполняется), а периоды обращения несоизмеримы (условие нерезонансности движений в системе). В реальной Солн. системе дело обстоит, скорее, наоборот: резонансные соотношения между частотами, характеризующими орбит. движения тел Солн. системы, явл. правилом. 8) Резонансные проблемы небесной механики. Средние движения планет довольно точно удовлетворяют нек-рым резонансным соотношениям между частотами их обращения вокруг Солнца (наиб. известен резонанс 5 : 2 для Юпитера и Сатурна). Известны и резонансные соотношения между ср. движениями естеств. спутников планет. Осевое вращение Луны (и мн. других естеств. спутников планет) находится в соизмеримости 1 : 1 с орбит. движением; осевое вращение Меркурия имеет с орбит. движением соизмеримость 3 : 2. Обилие подобных фактов (здесь перечислена лишь малая их часть) позволяет предположить, что тенденция к резонансным движениям в Н. м. есть объективная закономерность, к-рую можно использовать, напр., для стабилизации движения ИСЗ. Построение теории, объясняющей эти факты во всей их полноте,— актуальная задача Н. м. 9) Теория вращат. движений естеств. небесных тел. Она развивалась классической Н. м. применительно к вращению Земли и Луны (лунно-солн. прецессия и нутация земной оси, законы Кассини вращения Луны, классич. линейная теория либрации Луны). В 20 в. эти теории продолжают успешно развиваться, расширяется область их приложения. Так, установлена двойная синхронизация (двойной резонанс) между осевым вращением и орбит. движением небесного тела, между движением оси вращения тела и возмущённой прецессией орбиты — т. н. обобщённые законы Кассини, к-рым подчиняется вращение Меркурия и ряда естеств. спутников планет. 10) Теория движения (поступательного и вращательного) искусств. небесных тел — большой раздел Н. м., появившийся в сер. 20 в. в связи с задачами, поставленными практикой косм. полётов. Эти задачи аналогичны задачам о движении естеств. небесных тел, но требуют, как правило, учёта большого числа факторов. Усложнение задач косм. полётов выдвигает повышенные требования не только к точности теории движения тел в космосе, но и к службе наблюдений.

Построение точных теорий движения искусств. косм. объектов способствует решению и нек-рых классич. задач Н. м., напр. определению фигур Земли, Луны и др. планет Солн. системы.

● Дубошин Г. Н., Небесная механика. Основные задачи и методы, 3 изд., М., 1975; его же, Небесная механика. Аналитические и качественные методы, 2 изд., М., 1978; Гребеников Е. Д., Рябов Ю. А., Новые качественные методы в небесной механике, М., 1971; Маркеев А. П., Точки либрации в небесной механике и космодинамике, М., 1978; Белецкий В. В., Очерки о движении космических тел, 2 изд., М., 1977; его же, Движение искусственного спутника относительно центра масс, М., 1965; Справочное руководство по небесной механике и астродинамике, 2 изд., М., 1976; Эльясберг П. Е., Введение в теорию полета искусственных спутников Земли, М., 1965.

В. В. Белецкий.

НЕВЕСО́МОСТЬ, состояние материального тела, движущегося в поле тяготения, при к-ром действующие на него силы тяжести или совершаемое им движение не вызывают давлений ч-ц тела друг на друга. Если тело покоится в поле тяжести Земли на горизонтальной плоскости, то на него действуют *сила тяжести* и направленная в противоположную сторону реакция плоскости, в результате чего возникают давления ч-ц тела друг на друга. Человеческий организм воспринимает такие давления, как ощущение «весомости». Аналогичный результат имеет место для тела, к-рое находится в лифте, движущемся по вертикали вниз с ускорением $a \neq g$, где g — ускорение свободного падения. Но при $a = g$ тело (все его ч-цы) и лифт совершают свободное падение и никаких взаимных давлений друг на друга не оказывают, т. е. имеет место Н. При этом на все ч-цы тела, находящегося в состоянии Н., действуют силы тяжести, но нет внеш. сил, приложенных к поверхности тела (напр., реакций опоры), к-рые могли бы вызвать взаимные давления ч-ц друг на друга. Подобное же состояние наблюдается для тел, помещённых в ИСЗ (или косм. корабле); эти тела и все образующие их ч-цы, получив вместе со спутником соответствующую нач. скорость, движутся под действием сил тяготения вдоль своих орбит с равными ускорениями, как свободные, и не оказывают давлений друг на друга, т. е. находятся в состоянии Н.

Вообще тело под действием внеш. сил будет в состоянии Н., если: а) действующие внеш. силы явл. только массовыми (силы тяготения); б) поле этих массовых сил локально однородно, т. е. силы поля сообщают всем ч-цам тела в каждом его положении одинаковые по величине и направлению ускорения; в) нач. скорости всех ч-ц тела по величине и направлению одинаковы (тело движется поступательно). Т. о., любое тело, размеры к-рого очень малы по сравнению с земным радиусом, совершая свободное поступат. движение в поле тяготения Земли, будет, при отсутствии других внеш. сил, находиться в состоянии Н. То же имеет место при движении в поле тяготения любых др. небесных тел.

Вследствие значит. отличия условий Н. от земных условий, в к-рых создаются и отлаживаются приборы и агрегаты ИСЗ, косм. кораблей и их ракетоносителей, проблема Н. занимает важное место среди др. проблем космонавтики.

Особенно необходимо учитывать своеобразие условий Н. при полёте обитаемых косм. кораблей: условия жизни человека в состоянии Н. резко отличаются от привычных земных, что вызывает изменения ряда его жизненных функций. Поэтому при длит. полётах человека на орбитальных (околоземных) или межпланетных станциях предполагается создавать искусств. «тяжесть», к-рую можно получить, напр., располагая рабочие помещения в кабинах, вращающихся вокруг центр. части станции (т. е. движущихся непоступательно). Вследствие этого вращения тела в кабине будут прижиматься к её боковой поверхности, к-рая будет играть роль «пола», а реакция «пола», приложенная к поверхностям тел, будет создавать искусств. «тяжесть».

С. М. Тарг.

НЕГОЛОНО́МНЫЕ СИСТЕ́МЫ, механич. системы, на к-рые, кроме геометрических, налагаются ещё кинематич. связи, не сводящиеся к геометрическим и наз. неголономными (см. *Голономные системы*). Пример Н. с.— шар, катящийся без проскальзывания по шероховатой плоскости. При этом налагается ограничение не только на положение

центра шара (геом. связь), но и на скорость точки его касания с плоскостью, к-рая в любой момент времени должна быть равна нулю (кинематич. связь, не сводящаяся к геометрической).

Движение Н. с. изучают с помощью спец. ур-ний (ур-ния Чаплыгина, Аппеля) или ур-ний, получаемых из дифф. *вариационных принципов механики*.

● Добронравов В. В., Основы механики неголономных систем, М., 1970. См. также лит. при ст. *Механика*. *С. М. Targ.*

НЕЁЛЯ ТО́ЧКА (антиферромагнитная точка Кюри), темп-ра T_N, выше к-рой антиферромагнетик превращается в парамагнетик (фазовый переход II рода). Вблизи T_N наблюдается специфич. температурная зависимость физ. св-в антиферромагнетиков (теплоёмкости, коэфф. теплового расширения, электропроводности и др.). Н. т. названа по имени франц. физика Л. Нееля (L. Néel). См. *Антиферромагнетизм*.

НЕЙМАНА ПРИНЦИП, постулат, устанавливающий связь симметрии макроскопич. физ. св-в кристалла с симметрией его внеш. формы. Согласно Н. п., группа симметрии любого спонтанно присущего кристаллу физ. св-ва должна включать в себя операции симметрии точечной группы симметрии кристалла (см. *Симметрия кристаллов*, *Кристаллофизика*, *Кюри принцип*). Установлен нем. физиком Ф. Э. Нейманом (F. E. Neumann).

НЕЙТРА́ЛЬНЫЙ ТОК в квантовой теории поля, *ток* в слабом вз-ствии («слабый ток»), к-рый описывает переходы без изменения электрич. зарядов ч-ц; аналог эл.-магн. тока. На опыте наблюдались лишь Н. т. без изменения *странности*, *«очарования»*, *лептонных зарядов* и др. квант. чисел. Н. т. открыты в 1973 при изучении процессов вз-ствия *нейтрино* высоких энергий ($\geq$1 ГэВ) с нуклонами. Наряду с обычными процессами образования мюонов $\mu^{\mp}$ при вз-ствии мюонных нейтрино и антинейтрино с нуклонами:

$$\nu_\mu + N \longrightarrow \mu^- + \text{адроны}, \quad (1)$$

$$\tilde{\nu}_\mu + N \longrightarrow \mu^+ + \text{адроны}, \quad (2)$$

сопровождающимися изменением заряда лептона,— *заряженными токами* (нейтральные ν_μ, $\tilde{\nu}_\mu$ переходят в заряженные μ^-, μ^+), наблюдались безмюонные нейтринные процессы — Н. т.:

$$\nu_\mu + N \longrightarrow \nu_\mu + \text{адроны}, \quad (3)$$

$$\tilde{\nu}_\mu + N \longrightarrow \tilde{\nu}_\mu + \text{адроны}. \quad (4)$$

Отношения R_ν и $R_{\tilde{\nu}}$ сечений процессов (3) и (1), (4) и (2) оказались равными: $R_\nu \approx 0{,}30$; $R_{\tilde{\nu}} \approx 0{,}35$.

Н. т. естественно возникают в единой теории слабого и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*). В соответствии с этой теорией процессы (3) и (4) обусловлены обменом нейтральным *промежуточным векторным бозоном* Z между нейтральными нейтринным и адронным слабыми токами (рис. 1) аналогично тому, как процесс рассеяния эл-нов на нуклонах $e^- + N \to e^- +$ + адроны обусловлен обменом фотоном между эл.-магн. электронным и адронным токами.

Обмен Z-бозоном между нейтринным и электронным слабыми Н. т.

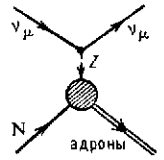


Рис. 1.

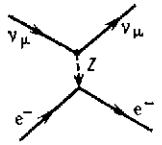


Рис. 2.

обусловливает процессы рассеяния ν_μ и $\tilde{\nu}_\mu$ на эл-нах (рис. 2). Такие процессы также наблюдались экспериментально; их сечения приблизительно в 10^4 раз меньше сечений процессов (3) и (4).

Обмен Z-бозоном между электронным Н. т. и адронным током обусловливает слабое вз-ствие эл-на с нуклоном. Такое вз-ствие приводит к нарушению сохранения *чётности* в ат. переходах, в глубоко неупругом рассеянии продольно поляризов. эл-нов на неполяризов. нуклонах и др. Ожидаемые эффекты чрезвычайно малы вследствие того, что между эл-нами и нуклонами имеется намного более интенсивное, чем слабое, эл.-магн. вз-ствие, сохраняющее чётность. В 1978 такие эффекты несохранения чётности были наблюдены.

Все имеющиеся данные по Н. т. согласуются с теорией Глэшоу — Вайнберга — Салама.

● Биленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. *С. М. Биленький.*

НЕЙТРИ́ННАЯ АСТРОФИЗИКА, исследует роль процессов с участием *нейтрино* в звёздах и др. косм. объектах. У стационарных звёзд гл. последовательности (см. *Звёзды*) нейтрино, для к-рых толща звёзд прозрачна, уносят часть энергии, выделяющейся в звёздных недрах при *термоядерных реакциях* (от 2 до 32% в *водородном цикле* и $\sim$7% в *углеродном цикле*). Роль нейтрино резко возрастает на поздних стадиях эволюции звёзд. Для этих стадий универс. теория *слабых взаимодействий* предсказывает ряд процессов рождения пар нейтрино ν — антинейтрино $\tilde{\nu}$, благодаря к-рым потери энергии с потоками нейтрино превосходят фотонные потери, что приводит к резкому (в десятки раз) ускорению темпа эволюции. В кач-ве процессов, ведущих к рождению пар ν, $\tilde{\nu}$, рассматривают аннигиляцию электронно-позитронных пар, *тормозное излучение*, фоторождение, распад *плазмона*, *синхротронное излучение*. Согласно теор. расчётам, особую роль нейтрино играют в ходе *гравитационного коллапса* звёзд большой массы, когда гл. источником нейтрино становятся бета-процессы в горячей плазме. Основными становятся бета-процессы: $e^- + (Z, A) \to (Z-1, A) + \nu$ и $e^+ + (Z-1, A) \to (Z, A) + \tilde{\nu}$. В кач-ве важнейшей пары ядер (Z, A) и $(Z-1, A)$, где Z — электрич. заряд, A — ат. масса ядра, служат свободные нуклоны — протон p (1,1) и нейтрон n (0,1). Если оба эти процесса равновероятны, то хим. состав звёздной плазмы не изменяется. Однако в ходе гравитац. коллапса вероятность первого процесса несколько преобладает. Тогда преимуществ. излучению нейтрино сопутствует, очевидно, процесс *нейтронизации вещества*.

В нек-рый момент гравитац. коллапса (при достижении в-вом плотности $\rho \sim 10^{12}$ г/см^3 и темп-ры $T \sim 10^{10}$ К) в-во звезды становится непрозрачным для нейтринного излучения, темп коллапса замедляется. Нейтрино становятся определяющим фактором в переносе энергии в непрозрачном ядре звезды, потоки же нейтрино с поверхности ядра звезды прогревают её внеш. слои, способствуя их термояд. взрыву и сбросу оболочки. В это время (примерно за 10 с) звезда испускает $\sim 10^{53}$—10^{54} эрг энергии в виде потоков ν и $\tilde{\nu}$ (почти равных по интенсивности) с энергией ч-ц 10—15 МэВ. Сбросу оболочки коллапсирующей звезды содействуют также эффекты когерентного рассеяния ν на ядрах с большими ат. массами и рассеяния ν на эл-нах.

Регистрация потоков нейтрино от Солнца, а также нейтринных импульсов от коллапсирующих звёзд в Галактике — осн. задачи нейтринной астрономии (раздела астрономии, изучающего небесные тела по их нейтринному излучению).

● Нейтрино. Сб. ст., пер. с англ., М., 1970; Березинский В. С., Зацепин Г. Т., Нейтринная астрофизика, М., 1975. *В. С. Имшенник.*

НЕЙТРИ́НО (ν), лёгкая (возможно, безмассовая) электрически нейтральная ч-ца со спином $^1/_2$ (в ед. $\hbar$), участвующая только в слабом и гравитац. вз-ствиях. Н. принадлежит к классу *лептонов*, а по статистич. св-вам явл. фермионом. Известны три типа Н.: электронное (ν_e), мюонное (ν_μ) и τ-Н. (ν_τ), каждый из к-рых при вз-ствии с др. ч-цами может превращаться в соответствующий заряж. лептон. В отрицательно заряженные лептоны превращаются лишь «левые» Н. (со *спиральностью* $\lambda = -^1/_2$), в положительно заряженные — только «правые» ($\lambda = +^1/_2$). Считается, что правые Н. явл. античастицами по отношению к левым, они наз. антинейтрино ($\tilde{\nu}$). Правым Н. приписывают *лептонный заряд* со знаком, противоположным лептонному заряду левых Н.

Отличительное св-во Н., определяющее его роль в природе,— огромная проникающая способность, особенно при низких энергиях. Это, с одной стороны, затрудняет детектирование Н., с другой — предоставляет

уникальную возможность изучения внутр. строения и эволюции косм. объектов. С увеличением энергии Н. сечения их вз-ствия с в-ном растут, а проникающая способность уменьшается.

Н., вероятно, столь же распространённые ч-цы, как и фотоны. Они испускаются при превращениях ат. ядер: β-распаде, захвате эл-нов (гл. обр. К-захвате) и мюонов, при распадах элем. ч-ц: π- и К-мезонов, мюонов и др. Процессы, приводящие к образованию Н., происходят в недрах Земли и её атмосфере, внутри Солнца и в звёздах. Предполагается, что мощные потоки Н. генерируются при *гравитационном коллапсе* звёзд, унося б. ч. высвобождающейся гравитац. энергии. В природе существуют Н. с энергиями ($\mathcal{E}_\nu$) в огромном интервале: от реликтовых Н. со ср. энергией $\mathcal{E}_\nu \sim 5\cdot10^{-4}$ эВ, заполняющих (как следует из модели горячей Вселенной) всё косм. пр-во с плотностью 100—150 пар $\nu\tilde{\nu}/см^3$ на каждый тип Н., до Н., рождаемых в соударениях косм. лучей с ядрами межзвёздной среды с $\mathcal{E}_\nu$ вплоть до 10^{20} эВ. В лаб. условиях интенсивными источниками Н. (точнее, антинейтрино) низких энергий явл. *ядерные реакторы*; потоки Н. более высоких энергий, достигающих сотен ГэВ, генерируются с помощью ускорителей заряж. ч-ц.

История открытия

Представление о Н. введено в 1930 швейц. физиком В. Паули с целью объяснить непрерывный энергетич. спектр эл-нов при β-распаде: общие принципы квант. механики и закон сохранения энергии требовали, чтобы эл-ны имели определ. энергию, равную энергии, выделяемой при β-распаде. Согласно гипотезе Паули, в β-распаде вместе с эл-ном рождается новая нейтральная сильно проникающая и, следовательно, трудно обнаружимая ч-ца с массой <0,01 массы протона. Распределение дискр. порции энергии между Н. и эл-ном и приводит к нарушению моноэнергетичности спектра эл-нов. Для того чтобы соблюдался и закон сохранения момента кол-ва движения, новой ч-це приписали полуцелый спин.

Последоват. теория β-распада, созданная итал. физиком Э. Ферми в 1934, естественно включила гипотезу Паули (в 1932 Ферми предложил называть новую ч-цу «Н.» — уменьшительное от *нейтрон*). В соответствии с теорией Ферми β-распад представляет собой превращение нейтрона (протона) внутри ядра в протон (нейтрон), эл-н (позитрон) и антинейтрино (Н.):

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e, \qquad (1)$$

$$p \to n + e^+ + \nu_e. \qquad (2)$$

Эксперименты по обнаружению нейтрино. В первых экспериментах регистрировались импульсы отдачи ядер при испускании Н. (А. И. Лейпунский, 1936, амер. физик Дж. Аллен, 1942). Хотя их результаты согласовывались с гипотезой Паули, прямым доказательством существования Н. считается наблюдение амер. физиками Ф. Райнесом и К. Коуэном в 1953—56 т. н. обратного β-распада:

$$\tilde{\nu}_e + p \to e^+ + n. \qquad (2')$$

Измеренное сечение этого процесса $\sigma_{\tilde{\nu}_e} = 9{,}4\,(1{,}3)\cdot10^{-44}$ см^2 находилось в согласии с сечением, рассчитанным по теории Ферми. Источником $\tilde{\nu}_e$ в опытах Райнеса и Коуэна служил яд. реактор (поток $\tilde{\nu}_e$, образовавшихся в нём в результате β-распадов осколков деления ^{235}U и ^{239}Pu, достигал 10^{13} $\tilde{\nu}_e$/см^2·с; ср. энергия $\mathcal{E}_{\tilde{\nu}_e} \sim$ ~4 МэВ). Реакция (2′) происходила на водороде, входящем в состав сцинтилляц. жидкости с добавкой солей кадмия, и регистрировалась по двум сцинтилляц. вспышкам. Первая вспышка вызвана γ-квантами от аннигиляции позитрона с эл-ном сцинтиллятора, вторая (через 5—10 мкс) — γ-излучением ядра кадмия, поглотившего нейтрон.

Свойства нейтрино

Типы нейтрино. Тип Н. определяется заряж. лептоном, вместе с к-рым оно рождается и взаимодействует (эл-н, мюон, τ-лептон). Источником электронных Н. явл. β-распад ядер (1), (2), распад мюонов:

$$\mu^- (\mu^+) \to e^- (e^+) + \tilde{\nu}_e\,(\nu_e) + \nu_\mu\,(\tilde{\nu}_\mu), \qquad (3)$$

распады мезонов и барионов, содержащих тяжёлые *кварки*: странные —

$$K^0_L \to \pi^- + e^+ + \nu_e,$$
$$K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e \qquad (4)$$

и «очарованные» —

$$D^0 \to K^- + e^+ + \nu_e,$$
$$D^+ \to K^0 + e^+ + \nu_e, \qquad (5)$$
$$E_c^{++} \to p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + e^+ + \nu_e$$

и т. д.

Мюонные Н., представление о к-рых было введено в 1957—59 в связи с отсутствием распада $\mu \to e + \gamma$ (М. А. Марков, амер. физик Ю. Швингер, япон. физик К. Нишиджима), рождаются в распадах мюонов (3) π- и К-мезонов:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu,\ K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu,$$
$$K^0 \to \mu^+ + \nu_\mu + \pi^-, \qquad (6)$$

а также, как и ν_e, в распадах более тяжёлых мезонов, напр. $D^+ \to K^- + \pi^+ + \mu^+ + \nu_\mu\,(K^- + \pi^+ + e^+ + \nu_e)$.

τ-Н. было введено в 1975 в связи с открытием третьего заряж. лептона ($\tau^\pm$). τ-Н. рождается в распадах τ-лептона: $\tau^- \to \nu_\tau + \pi^-$, $\tau^- \to \nu_\tau + \tilde{\nu}_e + e^-$ и т. д., а также в распадах мезонов, более тяжёлых, чем τ-лептон:

$$F^+ (D^+) \to \tau^+ + \nu_\tau \qquad (7)$$

и др.

Н. каждого типа могут рождаться парами и без участия соответствующего заряж. лептона, напр.:

$$e^+ + e^- \to \nu + \tilde{\nu},\ \gamma + e^- \to \nu + \tilde{\nu} + e^-,$$
$$\gamma + Z \to \nu + \tilde{\nu} + Z, \qquad (8)$$
$$e^+ + e^- \to \gamma + \nu + \tilde{\nu} \qquad (9)$$

(здесь ν — любой тип Н., Z — ядро). Реакции (8), по-видимому, играют существ. роль в эволюции звёзд. Реакцию (9) можно будет зарегистрировать при высоких энергиях (>90 ГэВ) в экспериментах на встречных пучках e^+e^-.

Н. во вз-ствиях с др. ч-цами в свою очередь рождают заряж. лептоны только своего типа; с хорошей точностью это св-во проверено для мюонных Н.: наблюдаются процессы типа

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p,$$
$$\tilde{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n \qquad (10)$$

(Брукхейвен, 1962; ЦЕРН, 1964), в то время как процессы типа $\nu_\mu + n \to e^- + p$ на опыте не обнаружены. Различие между тремя типами Н. описывается тремя сохраняющимися (или прибл. сохраняющимися) лептонными зарядами: электронным L_e, мюонным L_μ и таонным L_τ. Для ν_e, как и для e^-, $L_e = 1$, $L_\mu = L_\tau = 0$, для ν_μ и μ^- $L_\mu = 1$, $L_e = L_\tau = 0$ и т. д.

Вз-ствия Н. разных типов в тех случаях, когда массы лептонов несущественны, оказываются одинаковыми. Это лежит в основе т. н. μ — e (и, по-видимому, τ)-универсальности и выражается в том, что пары лептонов (ν_ee), ($\nu_\mu\mu$), ($\nu_\tau\tau$) входят в теорию вз-ствий симметрично. Вопрос о числе типов Н. (n_ν) остаётся открытым.

Измерение сечения реакции (9) (оно пропорц. n_ν в случае универсальности всех типов лептонов) даст возможность определить n_ν.

Нейтрино и антинейтрино. Представление о Н. и антинейтрино возникло в теории Ферми, согласно к-рой Н. рождается в паре с позитроном, а антинейтрино — с эл-ном (аналогично определяются мюонные и τ-антинейтрино и Н.). Н. и антинейтрино при рассеянии в свою очередь рождают лептон определ. знака электрич. заряда: Н.— отрицательного, антинейтрино — положительного. Так, при облучении четырёххлористого углерода (CCl_4) пучком антинейтрино от реактора (амер. физик Р. Дейвис, 1955—56) реакция $\tilde{\nu}_e + {}^{37}Cl \to {}^{37}Ar + e^-$ не была обнаружена (реакция превращения ^{37}Cl в ^{37}Ar для определения различия или тождественности ν_e и $\tilde{\nu}_e$ была предложена в 1946 Б. М. Понтекорво). Другое указание на различие ν_e и $\tilde{\nu}_e$ — отрицат. результат поиска безнейтринного двойного β-распада (напр., $^{48}Cd \to {}^{48}Ti + e^- + e^+$), об-

наружение к-рого свидетельствовало бы о возможности перехода $\nu_e \rightleftarrows \tilde{\nu}_e$.

Нетождественность Н. и антинейтрино и связанные с ней запреты опред. реакций описывают обычно сохраняющимся лептонным зарядом, к-рый имеет разные знаки для Н. ($L=+1$) и антинейтрино ($L=-1$). Такие же значения L приписываются соответствующим заряж. лептонам (e^-, μ^-, τ^-) и антилептонам (e^+, μ^+, τ^+).

Н. и антинейтрино во всех изученных процессах отличаются и знаками спиральности (см. ниже). Различными оказываются сечения вз-ствия Н. и антинейтрино с др. ч-цами, напр.:

$$\frac{\sigma(\tilde{\nu}_\mu + N \to \mu^+ + X)}{\sigma(\nu_\mu + N \to \mu^- + X)} = 0{,}38-0{,}48$$

(X — совокупность адронов).

Массы нейтрино. В уникальной работе, выполненной в Ин-те теор. и эксперим. физики (СССР, 1980), получено указание на то, что наблюдаемая форма энергетич. спектра эл-нов от β-распада трития ($^3H \to {}^3He + \tilde{\nu}_e + e^-$) соответствует значению массы электронного Н. в интервале 14 эВ$< m_{\nu_e} <$ <46 эВ. Для Н. др. типов экспериментально получены лишь верхние ограничения: $m_{\nu_\mu} \leqslant 0{,}65$ МэВ (по форме спектра распада $K^0_L \to \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$, Беркли, США, 1974) и $m_{\nu_\mu} < 0{,}52$ МэВ (по измерениям импульса мюона в распаде $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$, Швейц. ин-т яд. исследований, 1979; Станфорд, США, 1981), $m_{\nu_\tau} < 250$ МэВ (по распаду τ-лептона, Станфорд, США, 1979). Подтверждением того, что масса Н. не равна нулю, могло бы явиться обнаружение осцилляций в нейтринных пучках (см. ниже). Из космологич. соображений (использующих данные о возрасте Вселенной, *Хаббла постоянной* и темп-ре *реликтового излучения*) получается ограничение на суммарную массу всех типов стабильных Н. и антинейтрино: $\sum m_\nu < 100$ эВ. Если масса хотя бы одного из них действительно достигает 10—30 эВ, то из модели горячей Вселенной следует, что общая масса Н. во Вселенной более чем на порядок превышает общую массу остального в-ва. Это в свою очередь ведёт к фундам. космологич. и астрофиз. следствиям. Напр., Вселенная могла бы оказаться замкнутой, образование галактик и скоплений галактик должно было бы происходить вначале из «конденсаций» нейтринного газа (образующихся благодаря *гравитационной неустойчивости*), а затем к таким нейтринным «сгусткам» стягивалось бы обычное в-во. Это могло бы объяснить «скрытую» массу галактик и их скоплений (на существование к-рой указывают наблюдат. данные), а также нек-рые другие астрофизические «загадки».

Спиральность нейтрино. Определение спиральности основано на учёте закона сохранения момента кол-ва движения и измерениях поляризации ч-ц, рождённых вместе с Н. Для ν_e — это измерения поляризации возбуждённого ядра $^{152}Sm^*$ по поляризации γ-кванта в цепочке радиоакт. превращений:

$$^{152}Eu^m\ (J^P = 0^-) + e^- \longrightarrow$$
$$\longrightarrow {}^{152}Sm^*\ (J^P = 1^-) + \nu_e$$
$$\big\lfloor\!\longrightarrow {}^{152}Sm\,(0^+) + \gamma$$

(амер. физики М. Гольдхабер, Л. Гродзинс, А. Суньяр, 1958), где J, P — спин и *чётность* ядра. Для ν_μ — это измерения поляризации мюона в распаде $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$. Полученные значения спиральности согласуются с $\lambda = -1/2$ для Н. и $\lambda = 1/2$ для антинейтрино.

Теория свободного нейтрино. Н. с отличной от нуля массой могут, как и др. фермионы, описываться *Дирака уравнением*. Такие Н. имеют четыре состояния — «левые» и «правые» Н. и «левые» и «правые» антинейтрино и наз. четырёхкомпонентными. Левая поляризация наблюдаемых в эксперименте Н. и правая поляризация антинейтрино полностью обусловлены хар-ром их вз-ствий. Рождение и вз-ствия правополяризованных Н. и левополяризованных антинейтрино подавлены.

Другая возможность — двухкомпонентное Н. нулевой массы (итал. физик Э. Майорана, 1937). Для майорановских Н. $\nu \equiv \tilde{\nu}$, так что лептонный заряд не сохраняется и состояния Н., рождаемых вместе с заряж. лептоном и антилептоном, различаются только спиральностями. Теория с майорановскими Н. предсказывает, в частности, существование безнейтринного двойного β-распада.

Не исключено, что Н. нек-рых типов имеют строго нулевое значение массы. Такие Н., впервые рассмотренные Л. Д. Ландау, пакист. физиком А. Саламом, кит. физиками Ли Цзундао и Ян Чженьнином в 1957, описываются ур-нием Вейля (нем. математик Г. Вейль, 1929), имеют строго определ. значения спиральности и находятся в двух состояниях: «левое» Н. и «правое» антинейтрино (др. вариант: «правое» Н. и «левое» антинейтрино, к-рые экспериментально не обнаружены). Лептонные заряды в этом случае сохраняются.

Осцилляции и распад нейтрино. Если Н. обладают массой покоя и лептонные заряды не сохраняются, то становятся возможны нейтринные осцилляции (Б. М. Понтекорво, 1957), т. е. периодическое (полное или частичное) превращение одного типа Н. в другой, напр.: $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_\tau$, $\nu_e \rightleftarrows \nu_\tau$. Характерный масштаб l этих превращений определяется разностью квадратов масс Н.: $l = 2\pi\mathcal{E}_\nu/(m_i^2 - m_j^2)$. Нек-рые указания на осцилляции Н. следуют из измерений энергетич. спектра $\tilde{\nu}_e$ от реактора на разных расстояниях от центра активной зоны ($\Delta m^2_\nu \approx$ ≈ 1 эВ^2), а также из измерений потока солнечных Н. ($\Delta m^2_\nu \gg 10^{-10}$ эВ^2). В то же время измерения на Баксанском нейтринном телескопе потока ν_μ под землёй, рождаемых косм. лучами в верхних слоях атмосферы, дают $\Delta m^2_\nu \leqslant 6 \cdot 10^{-3}$ эВ^2 для $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_e$ при условии полного превращения ν_μ в ν_e (ИЯИ АН СССР, 1981). В этих же предположениях могут происходить распады Н.: $\nu_1 \to \gamma + \nu_2$, $\nu_1 \to 3\nu_3$, ..., где ν_1, ν_2, ν_3 — ч-цы с определ. массами, представляющие собой смесь ν_e, ν_μ, ν_τ.

Взаимодействия нейтрино

Б. ч. информации о вз-ствиях Н. была получена в экспериментах на ускорителях. Общая схема их такова: пучок ускоренных протонов рождает на ядрах мишени π- и К-мезоны. Мезоны попадают сначала в фокусирующее устройство, отбирающее ч-цы нужного заряда, а затем в распадный канал, где в реакциях (6) формируется нейтринный пучок. Распадный канал заканчивается мюонным фильтром — массивным (чаще стальным) поглотителем. Поток Н. через фильтр попадает на мишень-детектор — пузырьковую или искровую камеру и сцинтилляц. счётчики, прослоенные фильтрами из Fe и Al. Характерные размеры таких детекторов 4 м$\times$4 м$\times$ $\times$16 м, вес $\sim$1000 т.

Модификацией этой схемы явл. эксперименты по «сбрасыванию пучка», в к-рых ускоренные протоны падают на массивную толстую мишень. В мишени, не успевая распасться, поглощается бо́льшая часть π- и К-мезонов, так что становятся заметными потоки т. н. прямых Н. от распада короткоживущих (со временем жизни $<10^{-11}$ с) тяжёлых ч-ц (D-, F-мезонов, τ-лептонов) [см. реакции (5), (7)].

Типы взаимодействий нейтрино. Во вз-ствиях с др. ч-цами Н. может переходить как в заряж. лептон: $\nu_\mu \to \mu^-$, $\tilde{\nu}_e \to e^+$ и т. д. [см. реакции (2′), (10)], так и в нейтральный: $\nu_\mu \to \nu_\mu$, т. е. в Н. того же типа. Эти реакции описываются соотв. *заряженными токами* (ЗТ) и *нейтральными токами* (НТ). Заряж. токами обусловлены распады (1)—(7), т. е. процессы, в к-рых были обнаружены Н. и изучены их св-ва. НТ были впервые зарегистрированы в 1973 в пузырьковой камере (ЦЕРН): рассеяние $\nu_\mu\,(\tilde{\nu}_\mu)$ на нуклонах и эл-нах не сопровождалось вылетом $\mu^-(\mu^+)$ (т. н. безмюонные события):

$$\nu_\mu\,(\tilde{\nu}_\mu) + N \longrightarrow \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu) + X, \qquad (11)$$
$$\nu_\mu\,(\tilde{\nu}_\mu) + e^- \longrightarrow \nu_\mu\,(\tilde{\nu}_\mu) + e^-. \qquad (12)$$

Изучение ЗТ и НТ в рассеянии Н. на нуклонах и эл-нах даёт уникальную информацию о структуре нуклонов, о слабом вз-ствии элем. ч-ц, о рождении и св-вах новых тяжёлых ч-ц.

Взаимодействие нейтрино с электроном. Заряж. токами обусловлен процесс

$$\nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu)+e^- \longrightarrow \mu^-(\mu^+)+\nu_e \quad (13)$$

(ЦЕРН, 1979). При энергиях Н. $\mathcal{E}_\nu$ (в лаб. системе), заметно превышающих порог реакции (13) ($\mathcal{E}_\nu \gtrsim 20$ ГэВ), её сечение, согласно теории Ферми, линейно растёт с ростом $\mathcal{E}_\nu$:

$$\sigma_\nu = \frac{G_F^2}{\pi} 2m_e\mathcal{E}_\nu \approx 10^{-42}\mathcal{E}_\nu(\text{ГэВ}), \quad (14)$$

где G_F — фермиевская константа слабого вз-ствия, m_e — масса эл-на. Сечение процесса (12) с НТ имеет зависимость (14) уже при $\mathcal{E}_\nu >$неск. МэВ (порог отсутствует) и содержит дополнит. фактор подавления 0,1—0,4 (ЦЕРН, Лаборатория им. Ферми, США, 1979).

В рассеяние электронных Н. и антинейтрино на эл-не, напр. антинейтрино от реактора (Райнес и др., 1976), дают вклад как ЗТ, так и НТ.

Взаимодействие нейтрино с нуклонами представляет собой суммарный эффект рассеяния Н. на отд. кварках, составляющих нуклон. При низких энергиях ($\mathcal{E}_\nu < 1$ ГэВ) происходит упругое

$$\nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu)+p \longrightarrow \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu)+p \quad (15)$$

и квазиупругое (10) вз-ствие. При энергиях $\mathcal{E}_\nu \gtrsim 1$ ГэВ доминируют неупругие процессы: сначала с малым числом адронов в конечном состоянии, напр. однопионное рождение:

$$\nu_\mu + p \longrightarrow \nu_\mu + p + \pi^0, \quad (16)$$

$$\nu_\mu + p \longrightarrow \mu^- + p + \pi^+, \quad (17)$$

затем *глубоко неупругие процессы*:

$$\nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu)+N \longrightarrow \mu^-(\mu^+)+X \quad (18)$$

для ЗТ или (11) для НТ. Сечение процесса (18) явл. некогерентной суммой сечений рассеяния Н. на отд. точечных кварках и может быть представлено в виде $\sigma=(G_F^2/\pi)2m_p\mathcal{E}_\nu k$, где k — доля импульса нуклонов, к-рую несут кварки, взаимодействующие с Н. (m_p — масса протона).

Наблюдаемый рост сечений с увеличением $\mathcal{E}_\nu$: $\sigma(\nu_\mu+N\to\mu^-+X)=(0{,}61-0{,}74)\cdot 10^{-38}\,\mathcal{E}_\nu$ (ГэВ) см^2, $\sigma(\tilde{\nu}_\mu+N\to\mu^++X)=(0{,}26-0{,}30)\times 10^{-38}\,\mathcal{E}_{\tilde{\nu}}$(ГэВ) см^2, подтверждает локальный хар-р слабого вз-ствия и кварк-партонную структуру адрона. Слабое нарушение *масштабной инвариантности* [зависимость структурных ф-ций (см. *Формфактор*) нуклона от квадрата переданного четырёхмерного импульса q^2, рост $\sigma_{\tilde{\nu}}/\sigma_\nu$], обнаруженное во вз-ствии Н. (18), согласуется с предсказаниями *квантовой хромодинамики*.

Сечения процессов с НТ [реакции (11), (15), (16)] составляют 10—50% от соответств. сечений для ЗТ. При $\mathcal{E}_\nu >$неск. ГэВ они имеют одинаковые энергетич. зависимости, причём

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu_\mu + N \to \nu_\mu + X)}{\sigma(\nu_\mu + N \to \mu^- + N)} = 0{,}30(1).$$

Взаимодействия нейтрино при высоких энергиях. Все нейтринные эксперименты, и в первую очередь эксперименты по НТ, хорошо согласуются с моделью электрослабого вз-ствия Глэшоу — Вайнберга — Салама (1961—1968). В соответствии с этой моделью Н. взаимодействует с заряженными $W^\pm$ [с массой (в энергетич. ед.) $m_W \sim 80$ ГэВ] и нейтральным Z^0 ($m_Z \sim 90$ ГэВ) *промежуточными векторными бозонами*: $\nu_\mu \to \mu^- + W^+$, $\nu_\mu \to \nu_\mu + Z^0$, $\nu_e \to e^- + W^+$ и т. д. Обмен заряж. и нейтр. бозонами между парами фермионов приводит к наблюдаемым процессам соотв. с ЗТ и НТ. Для $\sqrt{s} \ll m_W$, где s — квадрат энергии в системе центра инерции, модель воспроизводит локальный хар-р четырёхфермионных процессов. При $\mathcal{E}_\nu \gtrsim m_W^2/2m_p$, т. е. при $\sqrt{s} \gtrsim m_W$, согласно модели Вайнберга — Салама — Глэшоу, сечение рассеяния Н. на эл-не (а также на кварке) должно прекратить линейный рост с увеличением $\mathcal{E}_\nu$ и выйти на константу: $\sigma_\nu = G_F^2 m_W^2/\pi$.

Сечение вз-ствия Н. с нуклоном продолжает быстрый (близкий к линейному) рост до энергий, заметно превышающих $m_W^2/2m_p$ [$\sqrt{s} \sim (6-10)m_W$], а при $\sqrt{s}$, значительно большем $10\,m_W$, оно растёт с увеличением s логарифмически. Такое поведение сечения обусловлено наличием в нуклоне «моря» виртуальных кварков и антикварков, каждый из к-рых несёт малую долю полного импульса нуклона (см. *Партоны*).

Эксперименты с нейтрино и новые частицы. Наряду с процессами (18) наблюдаются, хотя и с заметно меньшей вероятностью, т. н. многолептонные события, когда в конечном состоянии возникают два и более заряж. лептона. Такие процессы служат сигналом рождения и последующего полулептонного распада новых тяжёлых ч-ц (F-, D-мезонов и т. д.). В экспериментах по «сбрасыванию пучка» уже сами Н. (т. н. прямые Н.) явл. сигналом рождения новых короткоживущих ч-ц.

Нейтрино и лептокварковые переходы. В связи с построением объединённых моделей электрослабого и сильного вз-ствий возникло представление о новом типе вз-ствий, приводящем к т. н. лептокварковым переходам. При таком переходе Н., испуская, напр., гипотетич. Y-бозон ($m_Y \gtrsim 10^{14}$ ГэВ) с электрич. зарядом $-1/3$, может переходить в d-кварк. Такие переходы приводят к распаду протона, напр. $p \to \tilde{\nu} + \pi^+$, со временами $\tau_p \gtrsim 10^{31}$ лет.

● Ли Ц., Ву Ц., Слабые взаимодействия, пер. с англ., М., 1968; Марков М. А., Нейтрино, М., 1964; Бугаев Э. В., Котов Ю. Д., Розенталь И. Л., Космические мюоны и нейтрино, М., 1970; Нейтрино. Сб. статей, пер. с англ., М., 1970 (Современные проблемы физики); Биленький С. М., Понтекорво Б. М., Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино, «УФН», 1977, т. 123, в. 2; Хозе В. А., Тяжелый лептон $\tau^\pm$ в e^+e^--аннигиляции, там же, в. 4; Перл М., Открытие новой элементарной частицы — тяжелого τ-лептона, там же, 1979, т. 129, в. 4; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю., Масса нейтрино в физике элементарных частиц и космологии ранней Вселенной, «УФН», 1981, т. 135, в. 1; Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Космология и элементарные частицы, «УФН», 1980, т. 130, в. 4.

Г. Т. Зацепин, Ю. С. Копысов, А. Ю. Смирнов.

НЕЙТРО́Н (англ. neutron, от лат. neuter — ни тот, ни другой) (n), электрически нейтральная элем. ч-ца со спином $^1/_2$ и массой, незначительно превышающей массу протона; относится к классу адронов и входит в группу *барионов*. Из протонов и Н. построены все *ядра атомные*. Н. открыты в 1932 англ. физиком Дж. Чедвиком, установившим, что обнаруженное нем. физиками В. Боте и Г. Бекером проникающее излучение, к-рое возникает при бомбардировке ат. ядер α-частицами, состоит из незаряж. ч-ц с массой, близкой к протонной.

Н. устойчивы только в составе стабильных ат. ядер. Свободный Н.— нестабильная ч-ца, распадающаяся по схеме: $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ (*бета-распад* Н.); ср. время жизни Н. $\tau \approx 15{,}3$ мин. В в-ве свободные Н. существуют ещё меньше (в плотных в-вах — единицы — сотни мкс) вследствие их сильного поглощения ядрами. Поэтому свободные Н. возникают в природе или получаются в лаборатории только в яд. реакциях. Свободные Н., взаимодействуя с ат. ядрами, вызывают разл. *ядерные реакции*. Большая эффективность Н. в осуществлении яд. реакций, своеобразие вз-ствия с в-вом медленных Н. (резонансные эффекты, дифракц. рассеяние в кристаллах и т. п.) делают Н. исключительно важным орудием исследования в яд. физике и физике тв. тела (см. *Нейтронография*). В практич. приложениях Н. играют ключевую роль в яд. энергетике, в производстве трансурановых элементов и радиоакт. изотопов (искусств. радиоактивность), а также используются в хим. анализе (активац. анализ) и в геол. разведке (нейтронный каротаж).

Классификацию Н. по энергиям (быстрые, медленные, тепловые и т. д.) см. в ст. *Нейтронная физика*.

Основные характеристики нейтронов. Масса. Наиболее точно определена разность масс Н. и протона: $m_n - m_p = 1{,}29344(7)$ МэВ, измеренная по энергетич. балансу разл. яд. реакций. Отсюда (и известной m_p) $m_n = 939{,}5731(27)$ МэВ или $m_n \approx 1{,}675\times 10^{-24}$ г $\approx 1840\,m_e$ (m_e — масса эл-на).

Спин и статистика. Спин Н. J был измерен по расщеплению пучка очень медленных Н. в неоднородном магн. поле. Согласно квант. механике, пучок должен расщепляться на $2J+1$ отд. пучков. Наблюдалось расщепление на два пучка, т. е. для

Н. $J=1/2$ и Н. подчиняется *Ферми — Дирака статистике* (независимо это было установлено на основе эксперим. данных по строению ат. ядер).

Электрический заряд Н. $Q=0$. Прямые измерения Q по отклонению пучка Н. в сильном электрич. поле дают $Q<10^{-20}e$, а косвенные (по электрич. нейтральности макроскопич. объёмов газа) — $Q<2\cdot10^{-22}e$ (где e — величина заряда эл-на).

Другие квантовые числа. По своим св-вам Н. очень близок протону: n и p имеют почти равные массы, один и тот же спин, способны взаимно превращаться друг в друга (напр., в процессах β-распада), одинаковым образом проявляют себя в сильном вз-ствии. Такое глубокое сходство позволяет рассматривать Н. и протон как одну ч-цу — нуклон, к-рая может находиться в двух разных зарядовых состояниях. Нуклон в состоянии с $Q=+1$ есть протон, с $Q=0$ есть Н. Соответственно, нуклону приписывается (по аналогии с обычным спином) нек-рая внутр. хар-ка — изотопический спин I, равный $1/2$, «проекция» к-рого может принимать $2I+1=2$ значения: $+1/2$ и $-1/2$. Т. о., n и p образуют изотопич. дублет (см. *Изотопическая инвариантность*). Как компоненты изотопич. дублета, Н. и протон имеют одинаковые квант. числа: *барионный заряд* $B=+1$, *лептонный заряд* $L=0$, *странность* $S=0$ и положит. внутр. *чётность*. Изотопич. дублет нуклонов входит в состав более широкой группы «похожих» ч-ц — октет барионов. Все квант. хар-ки Н. объясняются кварковой моделью адронов, согласно к-рой Н. состоит из двух d-кварков и одного u-кварка (см. *Элементарные частицы*).

Магнитный дипольный момент Н., найденный из экспериментов по методу ЯМР, равен: $\mu_n=-1{,}91315(7)\mu_я$, где $\mu_я$ — яд. *магнетон*. Ч-ца с $J=1/2$, описываемая *Дирака уравнением*, должна обладать магн. моментом, равным магнетону, если она заряжена, и нулевым, если не заряжена. Наличие магн. момента у Н., так же как аномальная величина магн. момента протона ($\mu_p\approx2{,}79\mu_я$), указывает на то, что нуклоны обладают сложной внутр. структурой, т. е. внутри них существуют электрич. токи, создающие дополнит. аномальный магн. момент протона 1,79 $\mu_я$ и прибл. равный ему по величине и противоположный по знаку магн. момент Н. (−1,9 $\mu_я$). С другой стороны, согласно кварковой модели адронов, $\mu_n/\mu_p\approx-2/3$, что также согласуется с наблюдаемыми значениями μ_n и μ_p.

Электрический дипольный момент. С теор. точки зрения электрич. дипольный момент d любой элем. ч-цы должен быть равен нулю, если вз-ствия ч-ц инвариантны относительно *обращения времени* (T-инвариантны). Одна из проверок этого фундам. положения теории — поиски d у элем. ч-ц, и Н.— наиб. удобная ч-ца для таких поисков. Опыты показали, что $d_n<2\cdot10^{-25}$ см·e. Это означает, что сильное, эл.-магн. и слабое вз-ствия с большой точностью T-инвариантны.

Взаимодействие нейтронов. Н. участвуют во всех известных фундам. вз-ствиях элем. ч-ц.

Сильное взаимодействие. Изотопич. инвариантность сильного вз-ствия приводит к определ. связи между хар-ками разл. процессов с участием Н. и протона, напр. эфф. сечения рассеяния π^+-мезона на протоне и π^--мезона на Н. равны, т. к. системы π^+p и π^-n имеют одинаковый изотопич. спин $I=3/2$ и отличаются лишь проекциями изотопич. спина ($I_3=+3/2$ в первом и $I_3=-3/2$ во втором случае), одинаковы сечения рассеяния K^+-мезона на протоне и K^0-мезона на Н. и т. п. Справедливость такого рода соотношений экспериментально проверена в большом числе опытов. (Данные о вз-ствии разл. нестабильных ч-ц с Н. получают гл. обр. из экспериментов по рассеянию Н. на дейтроне.) Однако при низких энергиях вз-ствия n и p с заряж. ч-цами и ат. ядрами сильно различаются из-за наличия у протона электрич. заряда, обусловливающего существование дальнодействующих кулоновских сил между ним и др. заряж. ч-цами на таких расстояниях, на к-рых короткодействующие яд. силы практически отсутствуют. Отсутствие у Н. электрич. заряда позволяет ему проникать через электронные оболочки атомов и свободно приближаться к ядрам. Именно этим объясняется уникальная способность Н. сравнительно малых энергий вызывать разл. яд. реакции, в т. ч. деление тяжёлых ядер (см. *Деление атомного ядра*).

Рассеяние медленных Н. на протонах при энергиях до 15 МэВ сферически симметрично в системе центра инерции. Это указывает на то, что рассеяние определяется вз-ствием пр в состоянии относит. движения с орбит. моментом $l=0$ (т. н. S-волна). S-рассеяние превалирует над рассеянием в др. состояниях, когда длина *волны де Бройля* Н. $\lambda\gtrsim$ радиуса действия яд. сил. Т. к. при энергии 10 МэВ для Н. $\lambda\approx2\cdot10^{-13}$ см, эта особенность рассеяния Н. на протонах при таких энергиях даёт сведения о порядке величины радиуса действия яд. сил. Из теории *рассеяния микрочастиц* следует, что рассеяние в S-состоянии слабо зависит от детальной формы потенциала вз-ствия и с хорошей точностью описывается двумя параметрами: эфф. радиусом r потенциала и длиной рассеяния a. Для описания пр-рассеяния число параметров вдвое больше, т. к. система может находиться в двух состояниях с разными значениями полного спина: 1 (триплетное состояние) и 0 (синглетное состояние). Опыт показывает, что длины рассеяния Н. протоном и эфф. радиусы вз-ствия в синглетном и триплетном состояниях различны, т. е. яд. силы зависят от суммарного спина ч-ц. В частности, связ. состояние системы пр — ядро дейтерия может существовать лишь при спине 1. Длина рассеяния в синглетном состоянии, определённая из опытов по pp-рассеянию (два протона в S-состоянии, согласно *Паули принципу*, могут находиться только в состоянии с нулевым суммарным спином), равна длине пр-рассеяния в синглетном состоянии. Это согласуется с изотопич. инвариантностью сильного вз-ствия. Отсутствие связ. системы пр в синглетном состоянии и изотопич. инвариантность яд. сил приводят к выводу, что не может существовать связ. системы двух Н.— т. н. бинейтрон. Прямых опытов по nn-рассеянию не проводилось из-за отсутствия нейтронных мишеней, однако косв. данные (св-ва ядер) и более непосредственные — изучение реакций $^3H+^3H\to{}^4He+2n$, $\pi^-+d\to2n+\gamma$, согласуются с гипотезой изотопич. инвариантности яд. сил и отсутствием бинейтрона. (Если бы бинейтрон существовал, то в этих реакциях наблюдались бы при вполне определ. энергиях пики в энергетич. распределениях соотв. α-частиц и γ-квантов.) Хотя яд. вз-ствие в синглетном состоянии недостаточно велико, чтобы образовать бинейтрон, это не исключает возможности образования связ. системы из большого числа одних только Н.— нейтронных ядер (ядра из трёх-четырёх Н. не обнаружены).

Электромагнитное взаимодействие. Эл.-магн. св-ва Н. определяются наличием у него магн. момента, а также существующим внутри Н. распределением положит. и отрицат. зарядов и токов. Магн. момент Н. определяет поведение Н. во внеш. эл.-магн. полях: расщепление пучка Н. в неоднородном магн. поле, прецессию спина Н. Внутр. эл.-магн. структура Н. (см. *Формфактор*) проявляется при рассеянии эл-нов высокой энергии на Н. и в процессах рождения мезонов на Н. γ-квантами. Вз-ствие магн. момента Н. с магн. моментами электронных оболочек атомов существенно проявляется для Н., длина волны де Бройля к-рых $\lambda\gtrsim$ат. размеров (энергия $\mathcal{E}<10$ эВ), и широко используется для исследования магн. структуры и элем. возбуждений (*спиновых волн*) магнитоупорядоч. кристаллов (см. *Нейтронография*). Интерференция магн. рассеяния с ядерным позволяет получать пучки поляризованных медленных Н. Вз-ствие магн. момента Н. с электрич. полем ядра вызывает специфич. швингеровское рассеяние Н. (указано впервые амер. физиком Ю. Швингером). Полное сечение этого рассеяния невелико, однако при малых углах ($\sim3°$) оно становится сравнимым с сечением яд. рассеяния; Н., рассеянные на такие углы, в сильной степени поляризованы. Вз-ствие Н. с

эл-ном, не связанное с собств. или орбит. моментом эл-на, сводится в осн. к вз-ствию магн. момента Н. с электрич. полем эл-на. Хотя это вз-ствие очень мало, его удалось наблюдать в неск. экспериментах.

Слабое взаимодействие Н. проявляется в таких процессах, как распад Н.: $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$, захват электронного антинейтрино протоном: $\tilde{\nu}_e + p \to n + e^+$ и мюонного нейтрино нейтроном: $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$, яд. захват мюонов: $\mu^- + p \to n + \nu_\mu$, распады *странных частиц*, напр. $\Lambda \to \pi^0 + n$, а также в яд. реакциях, вызываемых Н. и идущих с нарушением пространств. чётности.

Гравитационное взаимодействие. Н.— единственная из имеющих массу покоя элем. ч-ц, для к-рой непосредственно наблюдалось гравитац. вз-ствие — искривление в поле земного тяготения траектории хорошо коллимированного пучка холодных Н. Измеренное гравитац. ускорение Н. в пределах точности эксперимента совпадает с гравитац. ускорением макроскопич. тел.

Нейтроны во Вселенной и околоземном пространстве. Вопрос о кол-ве Н. во Вселенной на ранних стадиях её расширения играет важную роль в космологии. Согласно модели горячей Вселенной, значит. часть первоначально существовавших свободных Н. при расширении успевает распасться. Часть Н., к-рая оказывается захваченной протонами, должна в конечном счёте привести прибл. к 30%-ному содержанию ядер He и 70%-ному — протонов. Эксперим. определение процентного содержания He во Вселенной — одна из критич. проверок модели горячей Вселенной. Эволюция звёзд в ряде случаев приводит к образованию *нейтронных звёзд* (к числу к-рых относятся, в частности, *пульсары*). В первичной компоненте косм. лучей Н. из-за своей нестабильности отсутствуют. Однако вз-ствие ч-ц косм. лучей с ядрами атомов земной атмосферы приводит к генерации Н. в атмосфере. Реакция $^{14}N(n, p)^{14}C$, вызываемая этими Н.,— осн. источник радиоакт. изотопа углерода ^{14}C в атмосфере, откуда он поступает в живые организмы; на определении содержания ^{14}C в органич. остатках основан радиоуглеродный метод геохронологии. Распад медленных Н., диффундирующих из атмосферы в околоземное косм. пр-во, явл. одним из источников эл-нов, заполняющих внутр. область *радиационных поясов Земли*.

● Власов Н. А., Нейтроны, 2 изд., М., 1971; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965.

В. И. Лущиков.

НЕЙТРОНИЗА́ЦИЯ ВЕЩЕ́СТВА, процесс превращения протонов p в нейтроны n как в свободном, так и в связ. состоянии (в ат. ядрах). Н. в. определяется законами *слабого взаимодействия* и обусловлена гл. обр. *электронными захватами*, хотя нек-рый вклад дают и позитронные распады. Электронный захват требует определ. кинетич. энергии эл-нов: она должна превышать энергетич. порог образования нейтрона (у p — 1,29 МэВ, у $^{12}_{6}C$ — 13,4 МэВ, у $^{56}_{26}Fe$ — 3,7 МэВ и т. д.). Необходимую энергию эл-ны могут приобретать, напр., в недрах звёзд на поздних стадиях их эволюции (при больших плотностях в-ва), когда газ эл-нов становится *вырожденным газом* (так, для превышения *Ферми энергией* эл-нов порогового значения у $^{56}_{26}Fe$ нужна плотность ок. 10^9 г/см^3). Электронный захват сопровождается уменьшением электронного давления и испусканием электронного *нейтрино*. Оба фактора способствуют развитию *гравитационного коллапса*. Н. в. интенсивно протекает при коллапсе и обусловливает переход звезды в нейтронное состояние, в к-ром число нейтронов прибл. в 10—100 раз превосходит число протонов (остаётся примесь сверхтяжёлых ядер с избытком нейтронов). Н. в.— термодинамически неравновесный процесс, поскольку из в-ва ускользают нейтрино; формально он описывается термодинамикой с перем. числом ч-ц. В нейтринном импульсе от коллапсирующей звезды (см. *Нейтринная астрофизика*) из-за Н. в. число нейтрино должно быть выше числа антинейтрино (в энергетич. выражении на $\sim 10^{52}$ эрг при полной энергии 10^{53}—10^{54} эрг).

В. С. Имшенник.

НЕЙТРО́ННАЯ ОПТИКА, раздел *нейтронной физики*, в рамках к-рого изучается вз-ствие медленных нейтронов со средой и с эл.-магн. и гравитац. полями. В условиях, когда длина *волны де Бройля* нейтрона $\lambda = h/mv$ (m — масса нейтрона, v — его скорость) сравнима с межат. расстояниями или больше их, существует нек-рая аналогия между распространением в среде фотонов и нейтронов. В Н. о., так же как и в световой оптике, есть неск. типов явлений, описываемых либо в лучевом приближении (преломление и отражение нейтронных пучков на границе двух сред), либо в волновом (дифракция в периодич. структурах и на отд. неоднородностях). *Комбинационному рассеянию света* соответствует неупругое рассеяние нейтронов; круговой поляризации света можно сопоставить (в первом приближении) поляризацию нейтронов. Аналогию между нейтронами и фотонами усиливает отсутствие у них электрич. заряда. Однако в отличие от квантов эл.-магн. поля нейтроны, двигаясь в среде, в осн. взаимодействуют с ат. ядрами, обладают магн. моментом и массой покоя, вследствие чего скорость распространения тепловых нейтронов в 10^5—10^6 раз меньше, чем для фотонов той же длины волны.

Показатель преломления n для нейтронов на границе вакуум — среда равен: $n = \lambda/\lambda_1 = v_1/v$, где λ_1, v_1 — длина волны и скорость нейтрона в среде, λ, v — в вакууме. Если ввести усреднённый по объёму в-ва потенциал U вз-ствия нейтрона с ядрами, то кинетич. энергия $\mathcal{E}_1$ нейтрона в среде равна: $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E} - U$, где $\mathcal{E}$ — кинетич. энергия нейтрона в вакууме. Потенциал U связан со св-вами среды: $U = h^2 N b/\pi m$, где N — число ядер в ед. объёма, b — когерентная длина рассеяния нейтронов ядрами. Отсюда

$$n^2 = \mathcal{E}_1/\mathcal{E} = 1 - h^2 N b/\pi m^2 v^2 = 1 - v_0^2/v^2, \quad (1)$$

где величина $v_0 = h/m\sqrt{Nb/\pi}$ наз. г р а н и ч н о й скоростью. Для большинства ядер $b > 0$, поэтому $U > 0$, $\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}$, $n < 1$. Нейтроны с $v < v_0$ имеют $\mathcal{E} < U$ и не могут проникнуть в среду. Такие нейтроны полностью отражаются от её поверхности (*ультрахолодные нейтроны*). В этом случае возможно создание сосудов для продолжит. хранения нейтронов. Для большинства в-в v_0 $\sim$неск. м/с (напр., для Cu $v_0 = 5{,}7$ м/с). Для небольшого числа ядер (^{1}H, ^{7}Li, ^{48}Ti, ^{53}Mn, ^{62}Ni и др.) $b < 0$, $U < 0$ и граничная скорость не существует. При $v > v_0$ полное отражение возможно лишь в том случае, если нормальная к границе среды компонента скорости нейтрона $v_н < v_0$. Угол скольжения φ при этом должен удовлетворять условию: $\sin\varphi < \sin\varphi_{кр} = v_0/v$, где $\varphi_{кр}$ — т. н. критич. угол. С ростом скорости нейтронов $n \to 1$, а $\varphi_{кр} \to 0$, напр. для тепловых нейтронов в меди $v = 2200$ м/с; $(1-n) = 3{,}3 \cdot 10^{-6}$; $\varphi_{кр} = 8{,}9'$.

Учёт поглощения и рассеяния нейтронов в среде приводит к комплексному показателю преломления:

$$n^2 = (1 - v_0^2/v^2) + i\alpha^2/v^2 = (n' + in'')^2, \quad (2)$$

где $\alpha^2 = hN\sigma v/2\pi m$, σ — эфф. *сечение* всех процессов, приводящих к ослаблению нейтронного пучка, n' и n'' — действительная и мнимая части показателя преломления. Для ультрахолодных нейтронов ($v < v_0$) $n' < n''$, и их отражение аналогично отражению света от металлов (см. *Металлооптика*). Для в-в с $b < 0$ $n^2 > 1$ и Н. о. аналогична световой оптике *диэлектриков*. В частности, углы падения и преломления нейтронного пучка связаны *Снелля законом преломления*.

Учёт внешних магн. и гравитац. полей приводит к выражению для показателя преломления:

$$n^2 = 1 - h^2 N b/\pi m^2 v^2 \pm \pm 2\mu B/mv^2 + 2gH/v^2, \quad (3)$$

где знаки $\pm$ соответствуют двум возможным ориентациям магн. момента μ нейтрона относительно вектора магн. индукции $\boldsymbol{B}$ (т. е. двум возможным поляризациям нейтрона), g — ускорение свободного падения, H — высота. Аналогичное выражение описывает преломление света в средах с плавно меняющимся показателем преломления (рефракцию). Из двузначности третьего слагаемого, чувствительного

к поляризации нейтронов, следует, что, выбрав подходящий материал для отражающего зеркала, магн. поле и угол скольжения, можно создать устройство, в к-ром полное отражение испытывают только нейтроны одной поляризации (—). Такие устройства используются в кач-ве поляризаторов и анализаторов нейтронов (см. *Поляризованные нейтроны*).

Если нейтроны взаимодействуют только с магн. полем, то:

$$n^2 = 1 \pm 2\mu B/mv^2. \qquad (4)$$

При этом для нейтронов с $v^2 < 2\mu B/m$ создаются условия для полного отражения от границы объёма, содержащего магн. поле. В неоднородных полях grad $B \neq 0$ возможна рефракция нейтронных пучков. Двузначность ф-лы (4) означает существование в магн. поле разных показателей преломления для нейтронов разл. поляризации, что аналогично двойному лучепреломлению света. Это же явление в Н. о. можно наблюдать без магн. поля в средах, содержащих поляризов. ядра (см. *Ориентированные ядра*) — ядерный псевдомагнетизм. Двойное лучепреломление имеет место, когда яд. амплитуда рассеяния зависит от направления спина нейтрона.

Дифракция нейтронов во многом подобна дифракции рентгеновских лучей. Осн. отличия связаны с тем, что нейтроны рассеиваются ядрами и магн. *внутрикристаллическими полями*. Это облегчает исследование ат. структуры кристаллов в ситуациях, практически недоступных для рентг. лучей (см. *Нейтронография*).

● Франк И. М., Некоторые новые аспекты нейтронной оптики, «Природа», 1972, № 9. См. также лит. при ст. *Нейтронная физика*.

Ю. М. Останевич.

НЕЙТРО́ННАЯ РАДИОГРА́ФИЯ, получение «нейтронного изображения» объекта в результате воздействия на фоточувствит. слой ч-ц — продуктов яд. реакций, возникающих при облучении объекта нейтронами (в результате захвата нейтронов образуются радиоакт. ядра). Н. р. применяется гл. обр. для исследования металлов, сплавов, минералов и др. с целью выявления примесей и их расположения. Метод Н. р. основан на разной вероятности захвата нейтронов разл. ат. ядрами. Если облучённый объект покрыть спец. фотоэмульсией, чувствительной к γ-излучению, на проявленном снимке получаются участки с разл. степенью почернения: более тёмные участки соответствуют ядрам, сильнее поглощающим нейтроны. Наличие и размещение нек-рых примесей в образце можно определять не только по вторичному излучению, но также и по ослаблению первичного нейтронного потока в результате поглощения нейтронов ядрами примесей. При этом между образцом и фотослоем помещают фольгу из элемента, к-рый под действием нейтронов становится γ-активным (Gd, Dy, In). В этом случае более светлые пятна соответствуют более сильному поглощению нейтронов.

НЕЙТРО́ННАЯ СПЕКТРОСКО́ПИЯ, раздел *нейтронной физики*, в к-ром изучаются энергетич. зависимость эффективных поперечных сечений σ разл. процессов вз-ствия нейтронов с ат. ядрами и св-ва образующихся возбуждённых состояний ядер. Характер вз-ствия зависит от энергии $\mathcal{E}$ нейтрона. При $\mathcal{E} < \mathcal{E}_в$, где $\mathcal{E}_в$ — энергия низшего возбуждённого уровня ядра мишени, возможно только упругое рассеяние нейтронов на ядрах и нек-рые экзотермич. *ядерные реакции*, в первую очередь *радиационный захват* нейтрона (n, γ). На нек-рых лёгких ядрах большое сечение имеют реакции с вылетом заряж. ч-ц: ^{3}He(n, p)^{3}H; ^{6}Li(n, α)^{3}H; ^{10}B(n, α)^{7}Li. У самых тяжёлых ядер (U и *трансурановые элементы*) захват нейтронов может вызывать деление ядра (см. *Деление атомного ядра*).

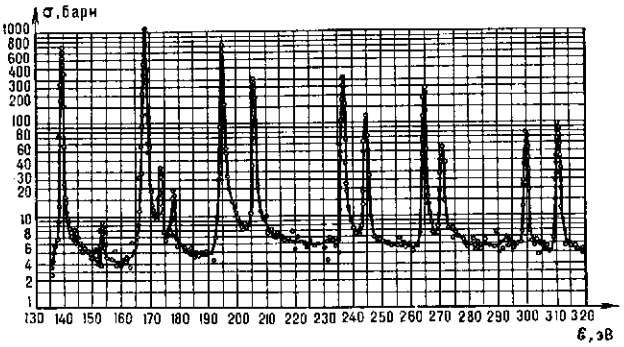


Рис. 1. Нейтронные резонансы.

Характерная особенность зависимости $\sigma(\mathcal{E})$ — наличие резонансов (рис. 1). Каждому резонансу соответствует возбуждённое состояние составного ядра с массовым числом $A+1$ (A — массовое число исходного ядра) и энергией возбуждения, равной сумме энергии связи $\mathcal{E}_{св}$ нейтрона в ядре и величины $\mathcal{E}_0 \cdot A/(A+1)$, где $\mathcal{E}_0$ — кинетич. энергия нейтрона, соответствующая макс. сечению. Зависимость сечения образования составного ядра σ_c вблизи резонанса описывается *Брейта — Вигнера формулой*:

$$\sigma_c = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_n \frac{g\Gamma_n\Gamma}{(\mathcal{E}-\mathcal{E}_0)^2+\Gamma^2/4}. \qquad (1)$$

Здесь $\lambda\!\!\!^{-}_n$ — длина *волны де Бройля* нейтрона, g — статистич. фактор, зависящий от *спинов* исходного и составного ядер, Γ — полная ширина резонанса, равная ширине пика на половине высоты, связанная со временем жизни τ образующихся возбуждённых состояний ядер соотношением: $\tau = \hbar/\Gamma$. Величина τ для разл. ядер лежит в диапазоне 10^{-14}—10^{-18} с. Вероятность распада составного ядра по тому или иному каналу (i) определяется т. н. парциальными ширинами: нейтронной шириной Γ_n (распад с вылетом нейтрона), радиац. шириной Γ_γ (распад с вылетом γ-кванта), делительной шириной Γ_f и т. д. Полная ширина равна сумме парциальных ширин:

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \Gamma_\alpha + \ldots, \qquad (2)$$

а сечение распада составного ядра по каналу i

$$\sigma_i = \sigma_c \Gamma_i/\Gamma. \qquad (3)$$

Эксперим. исследование зависимостей $\sigma(\mathcal{E})$ и $\sigma_i(\mathcal{E})$ позволяет определить хар-ки возбуждённых уровней составного ядра: энергию, полные и парциальные ширины, спины, *чётность*. Для измерения энергетич. зависимости эфф. сечений $\sigma(\mathcal{E})$ применяют нейтронные спектрометры, гл. обр. *спектрометры по времени пролёта* (рис. 2). Импульсный источник И генерирует нейтроны со сплошным энергетич. спектром в виде короткой вспышки длительностью Δt. Нейтроны, прошедшие через исследуемую мишень М, регистрируются детектором нейтронов Д (рис. 2, *а*), а электронный временно́й анализатор ВА фиксирует интервал времени t между вспышкой нейтронного источника и моментом регистрации нейтрона детектором. Время пролёта t (в мкс) связано с энергией нейтрона $\mathcal{E}$ (в эВ) соотношением: $\mathcal{E} = (72{,}3L)^2/t^2$, где L — расстояние от источника до детектора (в м). Энергетич. разрешение $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ спектрометра приближённо можно представить в виде:

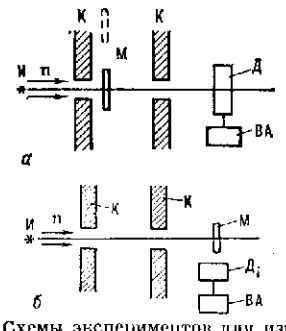


Рис. 2. Схемы экспериментов для измерения нейтронных эфф. сечений: *а* — полного сечения; *б* — парциальных сечений; К — коллиматоры.

$$\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = 2\Delta t/t = 2\Delta t v/L, \qquad (4)$$

где v — скорость нейтронов. В совр. нейтронных спектрометрах источниками нейтронов служат электронные или протонные ускорители с длительностью вспышки от 1 до 100 нс и интегр. выходом до 10^{14} нейтронов в 1 с.

Полное эфф. сечение σ_t определяют по т. н. пропусканию T нейтронов:

$$T = N/N_0 = \exp(-n\sigma_t), \qquad (5)$$

где N и N_0 — показания детектора с мишенью в пучке и вне пучка (рис. 2, *а*), n — толщина мишени (в числе ядер на 1 см^2). Для измерения парциальных сечений детектор $Д_i$, чувствительный только к данным продуктам распада, располагают вне пучка, рядом с мишенью (рис. 2, *б*). Для тонкой мишени скорость счёта пропорц. σ_i. Бо́льшую информацию о св-вах яд. уровней получают, если детектор может регистрировать энергетич. спектр продуктов реакции (γ-квантов, α-частиц, осколков деления).

Нейтронные ширины Γ_n резонансов при *s*-волновом взаимодействии (орбит. момент $l=0$) с увеличением энергии $\mathcal{E}$ растут в среднем пропорц. $\mathcal{E}^{1/2}$, поэтому чаще пользуются приведёнными нейтронными ширинами $\Gamma_n^0 = \Gamma_n/\mathcal{E}^{1/2}$. Последние сильно флуктуируют от резонанса к резонансу, подчиняясь т. н. распределению Портера — Томаса:

$$P(x) = (2\pi x)^{-1/2} \exp(-x/2), \qquad (6)$$

где $x = \Gamma_n^0/\langle\Gamma_n\rangle$. Энергетич. интервалы D между соседними резонансами также довольно широко распределены вокруг ср. значения $\langle D\rangle$, к-рое уменьшается с ростом A от 10^4 эВ для $A \approx 30$ до 1 эВ для $A \approx 240$. Захват нейтронов ядром с нечётным A приводит к меньшим значениям $\langle D\rangle$ по сравнению с соседними чётными ядрами из-за различия в энергии связи нейтрона. Существенно увеличивается $\langle D\rangle$ для *магических ядер*. Ср. значения $\langle\Gamma_n^0\rangle$ и $\langle D\rangle$ коррелируют между собой: если каждая из этих величин может меняться от ядра к ядру на 2—3 порядка, то их отношение $S_0 = \langle\Gamma_n^0\rangle/\langle D\rangle$, наз. **нейтронной силовой функцией**, изменяется с A слабо и плавно. Для $l=0$ силовая функция имеет максимумы ($S_0 = 4\cdot10^{-4}$) в области $A \approx 50$ и $A = 150$ и минимумы ($S_0 \approx 0{,}3\cdot10^{-4}$) при $A = 100$. Силовая ф-ция непосредственно связана с сечением образования составного ядра (усреднённым по мн. резонансам):

$$\langle\sigma_c\rangle = 2\pi^2\lambda_n^2\sqrt{\mathcal{E}}S_0. \qquad (7)$$

При взаимодействии с ядрами быстрых нейтронов ($0{,}1 \leqslant \mathcal{E} \leqslant 20$ МэВ) существенный вклад в сечение дают неупругое рассеяние (n, n′γ), реакции с вылетом заряженных частиц (n, p), (n, α) и др. Для измерения сечений используются монохроматич. пучки нейтронов, получаемые на электростатических ускорителях (генераторах Ванде-Граафа) в реакциях ^{3}H(p, n), ^{7}Li(p, n), ^{2}H(d, n), ^{3}H(d, n) и др., а также методом времени пролёта.

● См. лит. при ст. *Нейтронная физика*.

Л. Б. Пикельнер.

НЕЙТРО́ННАЯ ФИ́ЗИКА, совокупность исследований строения в-ва с помощью нейтронов, а также исследования св-в и структуры самих *нейтронов* (времени жизни, магн. момента и др.). Отсутствие у нейтрона электрич. заряда приводит к тому, что они в осн. взаимодействуют непосредственно с ат. ядрами, либо вызывая *ядерные реакции*, либо рассеиваясь на ядрах. Хар-р и интенсивность нейтронно-яд. вз-ствий (**нейтронные сечения**) существенно зависят от энергии нейтронов $\mathcal{E}$. В Н. ф. гл. обр. используются нейтроны с энергиями от 10^7 до 10^{-7} эВ (длины *волн де Бройля* λ_n от 10^{-12} до 10^{-5} см). Соответственно этому диапазону энергий и длин волн исследуются объекты с размерами от 10^{-12} см и характерными энергиями возбуждения 10^6—10^7 эВ (ат. ядра) до видимых в оптич. микроскоп объектов размерами 10^{-4} см (напр., макромолекулы биополимеров, см. *Биологические кристаллы*).

Нейтронное излучение условно разделяют на энергетич. диапазоны (см. табл.), отличающиеся методами получения и регистрации нейтронов, а также направлениями их использования. Нейтроны с энергией $\mathcal{E} > 100$ кэВ наз. **быстрыми**. Они способны испытывать на ядрах неупругое рассеяние и вызывать эндотермические яд. реакции, напр. (n), (n, 2n), (n, pn). Сечения этих реакций сравнительно плавно зависят от $\mathcal{E}$ (выше характерного для них энергетич. порога), и их исследование позволяет изучать механизм распределения энергии возбуждения между нуклонами, составляющими ядро.

Нейтроны с энергией $\mathcal{E} < 100$ кэВ часто наз. **медленными**, они в свою очередь делятся на резонансные и промежуточные. Медленные нейтроны в осн. упруго рассеиваются на ядрах или вызывают экзотермич. яд. реакции, в первую очередь радиац. захват, реакции типа (n, p), (n, α) и *деление атомных ядер*. Реакции ^{3}He(n, p)^{3}H; ^{10}B(n, α)^{7}Li используются для регистрации нейтронов; вторая из них — также для защиты от нейтронного излучения.

Назв. «резонансные нейтроны» обусловлено наличием резонансных максимумов (**нейтронных резонансов**) в энергетич. зависимости эфф. сечений $\sigma(\mathcal{E})$ вз-ствия нейтронов с в-вом. Исследования с резонансными нейтронами дают возможность изучать спектры возбуждений ядер (см. *Нейтронная спектроскопия*). В области энергии промежуточных нейтронов резонансная структура нейтронных сечений сглаживается из-за перекрытия соседних резонансов. Сечение любой яд. реакции, вызываемой достаточно медленными нейтронами, обратно пропорц. их скорости. Это соотношение наз. «законом $1/v$». Отклонения от этого закона наблюдаются, когда $\mathcal{E}$ становится сравнимой с энергией первого резонансного уровня.

Энергия тепловых нейтронов сравнима с энергией тепловых колебаний атомов в тв. теле (см. *Колебания кристаллической решётки*), а λ_n — с межат. расстояниями. При прохождении тепловых нейтронов через в-во они могут существенно менять свою энергию, приобретая или отдавая её тепловым колебаниям атомов или молекул. По величине таких изменений может быть получен фононный спектр в-ва. При рассеянии тепловых нейтронов на монокристаллах имеет место дифракция нейтронов (см. *Дифракция микрочастиц*, *Нейтронная оптика*). Наличие у нейтрона магн. дипольного момента вызывает магн. рассеяние нейтрона на атомарных эл-нах, что даёт возможность изучать структуру и динамику магн. материалов (см. *Нейтронография*).

Холодные нейтроны используются для изучения медленных диффузионных движений атомов и молекул в разл. средах, а также для исследования белковых макромолекул, полимеров, микродефектов и микронеоднородностей в р-рах и сплавах.

Ультрахолодные нейтроны полностью отражаются от большинства материалов за счёт своеобразного «отталкивания» их ядрами. Это отражение аналогично отражению света от металлич. зеркала и может быть описано для мн. в-в мнимым показателем преломления для нейтронного излучения с длиной волны $\lambda_n \geqslant 500$ Å. Ультрахолодные нейтроны способны накапливаться и длит. время (сотни с) храниться в замкнутых сосудах.

Предметом исследования Н. ф. явл. также св-ва самого нейтрона как

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны	Энергия $\mathcal{E}$, эВ	Скорость [1] v, см/с	Ср. длина волны [2] λ, см	Ср. темп-ра [3] $T_{ср}$, К
Быстрые	$>10^5$	$>1{,}4\cdot10^9$	$<10^{-12}$	10^{10}
Медленные промежуточные	10^4—10^5	$1{,}4\cdot10^8$	$3\cdot10^{-11}$	10^8
резонансные	$0{,}5$—10^4	$1{,}4\cdot10^7$	$3\cdot10^{-10}$	10^6
Тепловые	$0{,}5$—$5\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^5$	$2\cdot10^{-8}$	300
Холодные	$5\cdot10^{-3}$—10^{-7}	$4{,}4\cdot10^4$	$9\cdot10^{-8}$	10
Ультрахолодные	10^{-7}	$4{,}4\cdot10^2$	$9\cdot10^{-6}$	10^{-3}

[1] Скорость определяется из соотношения $\mathcal{E} = mv^2/2$, где m — масса нейтрона. [2] Длина волны де Бройля $\lambda = h/\sqrt{2m\mathcal{E}}$. [3] $T_{ср}$ определяется из условия $\mathcal{E} = kT$.

ласти 0,06 эВ. Соответствующая этой энергии длина *волны де Бройля* $\lambda \sim 1$ Å соизмерима с межатомными расстояниями в конденсиров. средах. Это делает возможным исследование взаимного расположения атомов в в-ве с помощью дифракции нейтронов (см. *Дифракция микрочастиц*). Соизмеримость энергии тепловых нейтронов с энергией тепловых колебаний атомов позволяет изучать динамич. св-ва в-ва (см. *Колебания кристаллической решётки*). Наличие у нейтрона магн. момента, к-рый может взаимодействовать с магн. моментами атомов, позволяет исследовать величину, расположение и взаимную ориентацию магн. моментов атомов. Н. применяется для исследования структурных, динамич. и магн. свойств практически всех известных форм конденсиров. сред от простых кристаллов и жидкостей до биол. макромолекул (см. *Биологические кристаллы*). Н. позволяет изучать микроструктуру сплавов, фазовые переходы и др.

Рассеяние нейтронов в-вом принято классифицировать по след. признакам: а) по изменению энергии нейтрона при рассеянии (у п р у г о е, н е у п р у г о е рассеяния); б) по характеру вз-ствия нейтрона с рассеивающим центром (я д е р н о е, м а г н и т н о е рассеяния); в) по степени когерентности волн де Бройля, рассеянных от множества центров, образующих изучаемое в-во. В общем случае интенсивность суммарной рассеянной волны (достаточно малым объёмом в-ва) можно представить в виде двух слагаемых,

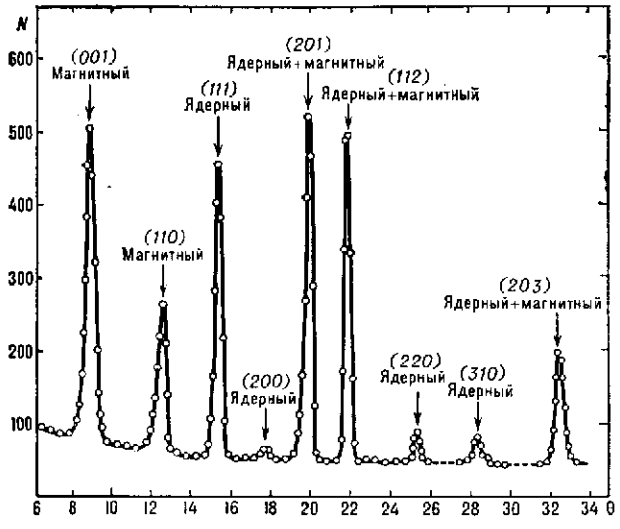


Рис. 1. Нейтронограмма антиферромагн. порошка $MoTe_2$ при 4,2 К с ядерными и магн. дифракц. максимумами (в скобках индексы кристаллографич. атомных плоскостей).

первое из к-рых пропорц. числу рассеивающих центров N (некогерентная составляющая), второе — N^2 (когерентная составляющая). Когерентная составляющая рассеяния явл. структурно-чувствительной, некогерентная составляющая отражает вз-ствие нейтрона с отд. рассеивающими центрами и поэтому даёт информацию только о динамических свойствах отдельных атомов или молекул.

Структурная нейтронография. В кристаллах упругое когерентное рассеяние нейтронов на ядрах наблюдается в виде узких дифракц. максимумов интенсивности (рефлексов, рис. 1), появляющихся для тех направлений, для к-рых выполнено *Брэгга — Вульфа условие*. Структурная Н. во многом похожа на *рентгеновский структурный анализ*. Отличия связаны с тем, что нейтроны рассеиваются ядрами, а рентгеновские лучи — атомными электронами. Н. применяется для решения задач, малодоступных для рентгеновского структурного анализа, в частности для определения координат атомов водорода, анализа соединений атомов с близкими ат. номерами Z и соединений лёгких атомов с тяжёлыми, исследования распределения изотопов. Совместное использование рентгеновского и нейтронного дифракц. методов позволяет исследовать пространств. распределение эл-нов, участвующих в образовании хим. связи. Особенности структурной Н.— изотропия яд. *формфакторов*, большая проникающая способность нейтронов, широкий диапазон длин волн, аномальная дисперсия для ряда элементов и др.

Наиболее сложные соединения, структура к-рых исследовалась нейтронографически,— витамин B_{12} и белок миоглобин.

Магнитное когерентное рассеяние нейтронов. Наличие магн. упорядочения обычно обнаруживается по появлению на нейтронограммах на фоне яд. рассеяния дополнит. максимумов когерентного магн. рассеяния, интенсивность к-рого зависит от темп-ры. По положению этих максимумов и их величине (рис. 1) можно определить тип магн. структуры кристалла и величины магн. моментов атомов. В случае монокристаллов можно определить также направление магн. моментов относительно кристаллографических осей и построить распределение в элементарной ячейке спиновой плотности — плотности магнитно-активных эл-нов, *спин* к-рых не скомпенсирован в пределах атома (см. *Парамагнетизм*).

Магн. рассеяние нейтронов обычно сопровождается ядерным и требуются спец. меры для их разделения. Наиболее эффективно это достигается применением пучков *поляризованных нейтронов*. Если магн. структура не совпадает с атомной (*антиферромагнетики* и магнетики с геликондальной структурой), то возникают чисто магн. рефлексы.

Движение атомов и молекул в конденсиров. средах описывается с помощью *квазичастиц*, в частности *фононов*. Неупругое когерентное рассеяние нейтронов на ядрах, сопровождающееся рождением или уничтожением одного фонона, позволяет изучать его св-ва — *дисперсии закон* $\mathcal{E}(p)$ ($\mathcal{E}$ — энергия квазичастицы, p — её квазиимпульс), время жизни и характер вз-ствия с др. квазичастицами. Магноны исследуются с помощью неупругого когерентного магн. рассеяния.

Некогерентное рассеяние нейтронов. Упругое некогерентное ядерное рассеяние даёт информацию только о вероятности процесса рассеяния без передачи энергии. Квазиупругое рассеяние (с очень малыми передаваемыми энергиями $\sim 10^{-3}$—10^{-7} эВ) даёт сведения о самодиффузии атомов и молекул в жидкостях, диффузии протонов в металлах, колебаниях макромолекул в растворах и др. Упругое некогерентное магн. рассеяние позволяет исследовать пространств. распределение магнитно-активных эл-нов в отд. парамагн. атомах.

Неупругое некогерентное яд. рассеяние в моно- и поликристаллах позволяет исследовать фононный спектр и динамику отд. некогерентно рассеивающих центров, напр. протонов в металлах, небольших молекул и мол. групп (NH_3CH_3 и др.) в сложных водородсодержащих кристаллах и т. п. Неупругое некогерентное магн. рассеяние применяется при исследовании структуры электронных уровней осн. мультиплетов парамагн. ионов в металлах и металлидах. Некогерентный неупругий процесс даёт информацию сразу о всех возможных возбуждениях, т. е. о плотности состояний квазичастиц.

Экспериментальные методы. Источником нейтронов в Н. обычно явл. *ядерный реактор*. Измерение энергии нейтрона производят: *а*) с помощью нейтронных дифракц. монохроматоров М (монокристаллы Cu, Zn и др., рис. 2, *а*, *в*) или многослойных отражающих зеркал; б) с помощью фильтров А (рис. 2, *г*) из в-в, обладающих «окном» прозрачности для нейтронов в определённой области энергий (напр., Be прозрачен для энергий $5 \cdot 10^{-3}$ эВ); в) по времени пролёта (рис. 2, *б*); г) методами монохроматизации поляризов. нейтронов (резонансный метод и метод спинового эха). Резонансный метод основан на явлении резонансного переворачивания спина нейтрона в стационарном магн. поле с пространств. периодичностью вдоль нейтронного пучка. При нек-ром выборе

периода и величины магн. поля нейтроны определённой энергии испытывают переворачивание спина и могут быть отделены от нейтронов др. энергий. Метод нейтронного спинового эха основан на ларморовской прецессии спина нейтрона во внеш. магн. поле.

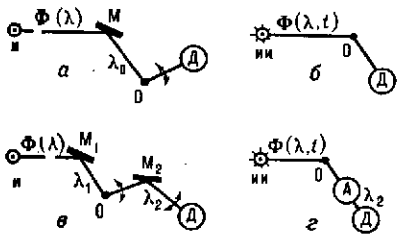


Рис. 2. Схемы нейтронографич. экспериментов: *И* — источник нейтронов, ИИ — импульсный источник, *М* — кристалл — монохроматор, О — исследуемый образец, Д — детектор, А — фильтр—анализатор; *а* и *б* — изучение упругого, *в* и *г* — неупругого рассеяний нейтронов.

Этот способ позволяет обнаружить изменение энергии нейтрона порядка 10^{-7}—10^{-10} эВ. Для анализа неупругого рассеяния нейтронов используется метод времени пролёта с фильтром перед детектором (рис. 2, *г*).

● Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Изюмов Ю. А., Озеров Р. П., Магнитная нейтронография, М., 1966; Кривоглаз М. А., Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами, М., 1967; Рассеяние тепловых нейтронов, под ред. П. Игелстаффа, пер. с англ., М., 1970; Нейтроны и твердое тело, под ред. Р. П. Озерова, т. 1—2, М., 1979—81; Александров Ю. А., Шарапов Э. И., Чер Л., Дифракционные методы в нейтронной физике, М., 1981; Динамические свойства твердых тел и жидкостей. Исследование методом рассеяния нейтронов, пер. с англ., под ред. С. Лавси, Т. Шпрингера, М., 1980.

А. М. Балагуров, Ю. М. Останевич.

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА, область акустики, изучающая явления, для описания к-рых обычные приближения линейной теории звука недостаточны и необходим учёт нелинейных членов ур-ний гидродинамики и ур-ния состояния. Обычно такие явления, т. н. нелинейные эффекты, возникают при распространении звук. волн большой интенсивности (т. н. волн конечной амплитуды) и проявляются во вз-ствии разл. мод гидродинамич. возмущений, отсутствующих в рамках линейного приближения, характеризующегося выполнением *суперпозиции принципа*. Нелинейные эффекты в акустич. поле можно рассматривать как результат изменения св-в среды, вызванного распространяющейся волной и влияющего как на распространение данной волны (самовоздействие), так и на распространение др. гидродинамич. возмущений (вз-ствие). К нелинейным эффектам относятся: изменение формы волны в процессе её распространения, т. е. изменение временной зависимости параметров волны, возникновение *комбинационных тонов* при рассеянии звука на звуке, самофокусировка волны, давление звук. излучения, акустич. течения, кавитация и др.

Характерной чертой нелинейных эффектов явл. их зависимость от амплитуды волны, в отличие от явлений линейной акустики (напр., дифракции волн, рассеяния звука), определяемых лишь частотой и скоростью звук. волны. Их относит. вклад характеризуется, безразмерной величиной — *Маха числом* $M=v/c=\rho'/\rho$, где v — амплитуда *колебательной скорости* частиц, c — скорость звука, ρ' — обусловленная волной избыточная плотность, ρ — равновесное значение плотности. Учёт нелинейных членов в ур-ниях гидродинамики и ур-ниях состояния приводит не только к нелинейным поправкам порядка M, малым при $M\ll 1$, но и к накапливающимся при распространении волны эффектам, к-рые радикально изменяют картину распространения волны даже при малых M. Пример такого накапливающегося эффекта — искажение формы волны при её распространении, обусловленное разницей в скоростях перемещения разл. точек профиля волны. Точки, соответствующие областям сжатия, «бегут» быстрее точек, соответствующих областям разрежения. Происходит это от того, что скорость звука в области сжатия больше, чем в области разрежения, а также из-за увлечения волной среды, к-рая в области сжатия движется в направлении распространения волны, а в области разрежения — в противоположном. Для волн малой интенсивности, когда $M\ll 1$, эта разница скоростей пренебрежимо мала и волна успевает затухнуть, прежде

Экспериментально зарегистрированный профиль первоначально синусоидальной волны на расстоянии 100 длин волн от излучателя. Амплитуда давления пилообразной волны 10 атм, частота 0,775 МГц.

чем в ней разовьются нелинейные эффекты. Распространение таких волн происходит практически без изменения их формы, в соответствии с решениями ур-ний линейной акустики, основанных на предположении о постоянстве скорости звука для всех точек профиля волны. Если же интенсивность волны достаточно велика, то влияние накапливающихся нелинейных эффектов сильнее, чем влияние диссипативных процессов, обусловливающих затухание волны, поэтому первоначально синусоидальная волна переходит в пилообразную (рис.). Расстояние, на к-ром происходит этот переход, зависит от амплитуды и длины волны. Со спектр. точки зрения, искажение формы волны означает нарастание высших гармоник. составляющих осн. частоты и явл. частным случаем *нелинейного взаимодействия акустических волн*.

Примером ненакапливающихся нелинейных эффектов может служить *давление звукового излучения*, обусловленное передачей импульса от волны к препятствию. Другой пример — *акустические течения*. Своеобразным нелинейным эффектом в акустич. поле, возникающем при распространении звука в жидкости, явл. *кавитация*, к-рая также сопровождается перераспределением энергии по спектру акустич. волны.

● Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Мощные ультразвуковые поля, под ред. Л. Д. Розенберга, М., 1968.

К. А. Наугольных.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА, раздел оптики, охватывающий исследования распространения мощных световых пучков в тв. телах, жидкостях и газах и их вз-ствия с в-вом. Сильное световое поле изменяет оптич. хар-ки среды (показатель преломления, коэфф. поглощения), к-рые становятся ф-циями напряжённости электрич. поля E световой волны, т. е. *поляризация среды* нелинейно зависит от E. Н. о. имеет много общего с нелинейной теорией колебаний (см. *Нелинейные системы*), *нелинейной акустикой* и др.

Историческая справка. Начало совр. этапа в развитии Н. о. (1961) связано с созданием *лазеров*, к-рое открыло возможности изучения и использования нелинейных явлений фактически во всех областях физ. и прикладной *оптики*. С появлением лазеров оптика получила источники когерентного излучения большой мощности. С помощью импульсных лазеров можно получить интенсивности света $I\sim 10^7$—10^9 Вт/см^2. Мощные лазерные системы позволяют получить $I\sim 10^{16}$ Вт/см^2. Напряжённости светового поля E (I пропорц. E^2) в таких пучках сравнимы или даже превышают внутриатомные поля. В таких световых полях возникают новые оптич. эффекты и существенно изменяется характер уже известных явлений.

Вместе с тем ясные представления о том, что законы линейной оптики (*суперпозиции принцип*) носят приближённый характер и применимы лишь для не слишком сильных световых полей, существовали и до появления лазеров. Ок. 50 лет назад С. И. Вавиловым были поставлены эксперименты с целью обнаружения нелинейных явлений. В 1923 Вавилов и В. Л. Лёвшин обнаружили уменьшение поглощения света урановым стеклом с ростом интенсивности света и объяснили это тем, что в сильном эл.-магн. поле большая часть атомов (или молекул) находится в возбуждённом состоянии и уже не может поглощать свет. Считая, что это лишь один из множества возможных оптич. нелинейных эффектов, Вавилов впервые ввёл термин «Н. о.». В 50-х гг. Г. С. Горелик тео-

ретически рассмотрел возможность наблюдения ряда нелинейных оптич. эффектов с помощью фотоэлектрич. умножителей. Один из них — смещение оптич. дублета с выделением разностной частоты, лежащей в диапазоне СВЧ (гетеродинирование света),— наблюдали в 1955 А. Форрестер, Р. Гудмундсен и П. Джонсон (США). К Н. о. в широком смысле относятся и хорошо известные электрооптические эффекты (линейный *Поккельса эффект* и квадратичный *Керра эффект*). Оказалось, что влияние низкочастотного электрич. поля на показатель преломления среды имеет ту же физ. природу, что и такие нелинейно-оптич. явления, как генерация оптич. гармоник и смешение частот (см. ниже).

В 1961 П. Франкен с сотрудниками (США) открыл эффект удвоения частоты света в кристаллах — генерацию 2-й гармоники. В 1962 наблюдалось утроение частоты (генерация 3-й гармоники). В 1961—63 в СССР (Р. В. Хохлов, С. А. Ахманов) и в США (Н. Бломберген) были получены фундаментальные результаты в теории нелинейных оптич. явлений, заложившие теор. основы Н. о. В 1962—63 открыто и объяснено вынужденное *комбинационное рассеяние света*, что послужило толчком к изучению вынужденного рассеяния др. видов. В 1965 обнаружена *самофокусировка света*. При этом мощный световой пучок, распространяясь в среде, во многих случаях не испытывает обычной, т. н. дифракционной, расходимости, а, напротив, самопроизвольно сжимается.

В 1965 были созданы *параметрические генераторы света*, в к-рых нелинейные оптич. эффекты используются для генерирования когерентного оптич. излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широком диапазоне длин волн λ. В 1967 началось исследование нелинейных явлений, связанных с распространением в среде сверхкоротких (длительностью до 10^{-12} с) световых импульсов. С 1969 развиваются методы нелинейной и активной спектроскопий (см. ниже).

Наиболее важные разделы совр. Н. о.: волновая Н. о., исследования нелинейной поляризации среды и нелинейная спектроскопия, прикладная Н. о.

Взаимодействие сильного светового поля со средой. Элем. процесс, лежащий в основе вз-ствия света со средой,— возбуждение атома или молекулы световым полем и переизлучение света возбуждённой ч-цей. Матем. описанием этих процессов явл. ур-ния, связывающие поляризацию $\boldsymbol{P}$ ед. объёма среды с напряжённостью поля $\boldsymbol{E}$ (материальные уравнения). Линейная оптика базируется на приближённом соотношении:

$$\boldsymbol{P} \quad \chi \boldsymbol{E}, \qquad (1)$$

где χ — *диэлектрическая восприимчивость*, зависящая только от св-в среды (см. *Диэлектрики*). Согласно (1), переизлучённое поле имеет ту же частоту, что и падающее, следовательно, ур-ние (1) не описывает ни возникновения оптич. гармоник, ни др. нелинейные эффекты. Это означает, что соотношением (1) можно пользоваться лишь в области слабых световых полей.

Суть приближений, лежащих в основе (1), можно понять, обращаясь к классич. модели осциллятора, используемой для описания вз-ствия света с в-вом. Поведение атома или молекулы в световом поле эквивалентно колебаниям осциллятора. Характер отклика ат. осциллятора на световую волну можно установить, сравнивая $\boldsymbol{E}$ с напряжённостью внутриатомного поля $E_a \simeq e/a^2 \simeq 10^8 - 10^9$ В/см (e — заряд эл-на, a — ат. радиус), определяющего силы связи в ат. осцилляторе. В пучках нелазерных источников $E \approx 1 - 10$ В/см, т. е. $E \ll E_a$, и ат. осциллятор можно считать гармоническим. Прямым следствием этого явл. (1). В пучках мощных лазеров можно получить E вплоть до $10^6 - 10^7$ В/см, уже сравнимые с E_a. При этом осциллятор становится ангармоническим, нелинейным, что приводит к нелинейной зависимости между поляризацией среды $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{E}$. При $(E/E_a) < 1$ $\boldsymbol{P}$ можно представить в виде разложения в ряд по параметру E/E_a:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \ldots \qquad (2)$$

Коэфф. $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ и т. д. наз. нелинейными восприимчивостями (по порядку величины $\chi^{(1)} \sim 1/E_a$; $\chi^{(2)} \sim 1/E_a^2$). Ур-ние (2) является основой Н. о. Если на поверхность среды падает монохроматич. световая волна $E = A\cos(\omega t - kx)$, где A — амплитуда, ω — частота, k — *волновое число*, x — координата точки вдоль направления распространения волны, t — время, то, согласно (2), поляризация среды наряду с линейным членом $P_л = \chi^{(1)}A\cos(\omega t - kx)$ содержит ещё и нелинейный член 2-го порядка:

$$P_{нл} = \chi^{(2)}E^2 = \frac{\chi^{(2)}A^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}A^2}{2}\cos 2(\omega t - kx). \qquad (3)$$

Последнее слагаемое в (3) описывает поляризацию, изменяющуюся с частотой 2ω, т. е. генерацию 2-й гармоники. Генерация 3-й гармоники, а также зависимость показателя преломления n от интенсивности описываются членом $\chi^{(3)}E^3$ в (2) и т. д. [член с $\chi^{(2)}$ описывает также линейный электрооптич. эффект, если в (2) представить E в виде: $E = E_0 + E_{св}$, где E_0 — статич. поле, $E_{св}$ — электрич. поле световой волны, а член с $\chi^{(3)}$ описывает эффект Керра].

Нелинейный отклик ат.или мол. осциллятора на сильное световое поле — наиболее универсальная причина нелинейных оптич. эффектов. Существуют и др. причины: напр., изменение показателя преломления n может быть вызвано нагревом среды лазерным излучением. Изменение темп-ры $\Delta T = \alpha E^2$ (α — коэфф. поглощения света) приводит к изменению n от n_0 до $n = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T}\Delta T$. Во мн. случаях существенным оказывается также эффект *электрострикции* (сжатие среды в световом поле E). В сильном световом поле E лазера электрострикц. давление, пропорц. E^2, изменяет плотность среды, что может привести к генерации звук. волн. С тепловыми эффектами связана самодефокусировка света.

Нелинейные восприимчивости $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, $\chi^{(4)}$ и т. д.— новые параметры вещества (рис. 1). Изучение их дисперсии (зависимости от ω) — предмет нелинейной спектроскопии. Для атомов методами *квантовой механики*

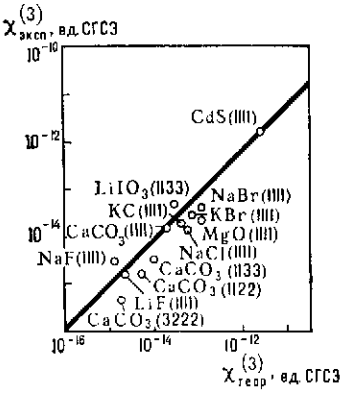


Рис. 1. Сравнение эксперим. значений кубичной восприимчивости $\chi^{(3)}$ для разл. кристаллов с теоретическими; т. к. $\chi^{(3)}$ — тензор 4-го ранга, то сравниваются конкретные компоненты тензора.

удаётся рассчитать нелинейные восприимчивости любого порядка. Их дисперсия имеет сложный вид, так как резонансы возникают не только при совпадении частот действующих полей с собственными частотами атома, но и при совпадении с ними тех или иных комбинаций этих частот. В не слишком сильных лазерных полях совпадение результатов теории и эксперимента оказывается хорошим.

Для простых молекул вблизи их колебательно-вращат. резонансов дисперсия нелинейной восприимчивости имеет много общего с дисперсией нелинейной восприимчивости атомов вблизи их электронных резонансов. Гораздо сложнее картина для электронных переходов в больших молекулах и конденсированных средах. Несмотря на то, что квантовомеханический расчёт в этих случаях невозможен, была развита феноменологическая теория, позволившая получить количественные результаты, во мн. случаях хорошо согласующиеся с экспериментом (рис. 1), и дать рецепты поиска новых нелинейно-оптич. материалов. В то время как значения

$\chi^{(2)}$ для подавляющего большинства оптич. материалов отличаются между собой не более чем на один порядок, значения $\chi^{(3)}$ отличаются на три порядка. Это свидетельствует об особой физ. информативности нелинейных св-в в-ва.

Оптические гармоники. На рис. 1 на вклейке к стр. 528 показано, как интенсивное монохроматич. излучение лазера на неодимовом стекле (λ = 1,06 мкм), проходя через оптически прозрачный кристалл ниобата бария, преобразуется в излучение с λ = 0,53 мкм, т. е. во 2-ю гармонику. При нек-рых условиях во 2-ю гармонику переходит более 60% энергии падающего излучения. Более сложные эффекты возникают, если в среде распространяются две или неск. интенсивных волн с разл. частотами, ω_1 и ω_2. Тогда наряду с гармониками каждой из волн ($2\omega_1$, $2\omega_2$ и т. д.) возникают волны с комбинац. частотами ($\omega_1+\omega_2$, $\omega_1-\omega_2$ и т. п.).

Генерация оптич. гармоник имеет много общего с умножением частоты в нелинейных элементах радиоустройств, однако в оптике эти эффекты явл. результатом вз-ствия со средой не колебаний, а волн. Т. к. свет распространяется в среде, размеры L к-рой существенно превышают λ, суммарный эффект генерации гармоник на выходе зависит от фазовых соотношений между осн. волной и гармониками внутри среды; возникает своеобразная интерференция, способная либо усилить, либо ослабить эффект. Можно ожидать, что вз-ствие двух волн, напр. ω и 2ω, максимально, а следовательно, максимальна и перекачка энергии от осн. волны ω к гармонике 2ω, если их фазовые скорости равны (условие фазового синхронизма). С квант. точки зрения, это условие соответствует закону сохранения импульса k при слиянии или распаде фотонов. Для трёх волн условия синхронизма имеют вид: $k_3=k_1+k_2$, где k_1, k_2 и k_3 — импульсы фотонов (в ед. n).

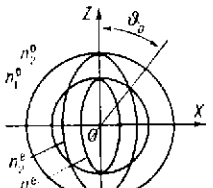


Рис. 2. Сечения поверхностей показателей преломления в кристалле KH_2PO_4 для частоты излучения неодимового лазера (индекс 1) и его 2-й гармоники (индекс 2). В плоскости OXZ сечения для обыкновенных волн (n^0) — окружности, для необыкновенных волн (n^e) — эллипсы. Под углом ϑ_0 к оптической оси OZ $n_1^0=n_2^e$, а следовательно, равны и фазовые скорости осн. обыкновенной и 2-й гармоники необыкновенной волн.

Равенство фазовых скоростей волн на разных частотах имеет место лишь в среде без дисперсии (см. *Дисперсия волн*). Однако выяснилось, что отсутствие дисперсии можно имитировать, используя вз-ствие волн разной поляризации в анизотропной среде, в частности в кристаллах (рис. 2). В нек-рых кристаллах есть направления, вдоль к-рых фазовая скорость одинакова для основной обыкновенной волны и необыкновенной волны 2-й гармоники (см. *Кристаллооптика* и рис. 2). Этот метод резко повысил эффективность нелинейных волновых взаимодействий. Если в 1961 кпд оптических удвоителей частоты составлял 10^{-10}—10^{-12}, то современные удвоители имеют кпд $\sim$0,8.

Оптич. умножители частоты используются для преобразования излучения ДВ лазеров в излучение КВ диапазонов. Обычно для этой цели служат процессы генерации 2-й и 3-й гармоник, но в нек-рых случаях интерес представляют и нелинейные явления более высокого порядка. Благодаря нелинейной поляризации n-го порядка $P^{(n)}=\chi^{(n)}E^n$ световая волна частоты ω возбуждает n-ю гармонику $\omega_n=n\omega$, и при достаточно больших n использование умножения частоты позволяет сразу продвинуться достаточно далеко в КВ область спектра. Однако нелинейные восприимчивости $\chi^{(n)}$ быстро уменьшаются с ростом n ($\chi^{(n)}\sim 1/E_a^{(n-1)}$), и поэтому для получения заметного нелинейного эффекта необходимы достаточно мощные световые пучки. Предел здесь определяется не мощностью лазеров, а конкурирующими нелинейными явлениями в в-ве и прежде всего его оптич. пробоем. Поэтому возможности использования высших нелинейностей в той или иной среде обусловливаются в первую очередь её *лучевой прочностью*. Т. к. эта величина возрастает по мере сокращения длительности лазерного импульса, то используются сверхкороткие импульсы длительностью 10^{-11}—10^{-12} с.

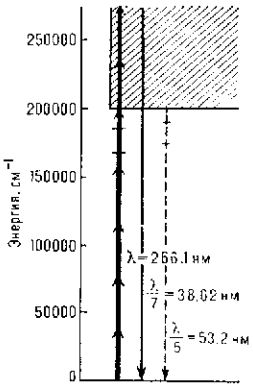


Рис. 3. Энергетич. схема генерации 5-й и 7-й оптич. гармоник в атомах He; горизонтальными штрихами отмечены положения энергетич. уровней атома He, заштрихована область сплошного спектра.

В благородных газах или парах металлов предельные плотности мощности для пикосекундных лазерных импульсов значительно выше, чем в конденсиров. средах (10^{12}—10^{13} Вт/см^2). В этих условиях становится эффективной генерация 5-й и даже 7-й гармоник, обусловленная нелинейностями $\chi^{(5)}$ и $\chi^{(7)}$ [в газе отличны от нуля только нечётные члены в (2)]. Указанные процессы были использованы для получения когерентного излучения в области далёкого вакуумного ультрафиолета. Мощные сверхкороткие лазерные импульсы с λ=2661 нм возбуждали газообразный He; на выходе кюветы с He было зарегистрировано излучение 5-й (λ=53,2 нм) и 7-й (λ=38,02 нм) гармоник (рис. 3). Это пока кратчайшая длина волны когерентного излучения.

Самофокусировка света. Самовоздействия. При мощности светового пучка, превышающей нек-рое критич. значение $P_{кр}$ в среде, вместо обычной дифракц. расходимости первоначально параллельного пучка может наблюдаться его самосжатие. Величина $P_{кр}$ различна для разных сред; для ряда органич. жидкостей $P_{кр}\sim$10—50 кВт; в нек-рых кристаллах и оптич. стёклах $P_{кр}$ не превышает неск. Вт. Иногда, напр. при распространении излучения мощных импульсных лазеров в жидкостях, самосжатие носит характер «схлопывания» пучка, к-рое сопровождается настолько быстрым нарастанием интенсивности светового поля, что это может вызвать световой пробой, *фазовые переходы* и др. изменения состояния в-ва. В др. случаях, напр. при распространении излучения *газовых лазеров* непрерывного действия в стёклах, нарастание интенсивности поля также заметно, хотя и не является столь быстрым. Самосжатие в некром смысле похоже на фокусировку пучка обычной линзой. Однако существенные различия наблюдаются за фокальной точкой; самофокусированный пучок может образовывать квазистационарные нити (волноводное распространение), последовательность движущихся фокальных точек и т. п.

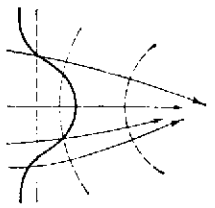


Рис. 4. Изменение хода лучей и самофокусировка света в среде с показателем преломления n, зависящим от интенсивности света; стрелками показан ход лучей; пунктир — поверхности постоянной фазы; сплошная линия — распределение интенсивности света.

Явление самофокусировки обусловлено тем, что в сильном световом поле изменяется показатель преломления среды (в опыте, изображённом на рис. 2 на вклейке к стр. 528, это происходит за счёт нагрева стекла лазерным излучением). Если знак изменения n таков, что область, занятая пучком, становится оптически более плотной, то периферийные лучи отклоняются к центру пучка (на рис. 4 изображены фазовые фронты и ход лучей в ограниченном пучке, распространяющемся в среде, с показателем преломления: $n=n_0+n_2E^2$, где n_0 — постоянная составляющая, не зависящая от E, а

$n_2>0$. Поскольку фазовая скорость света $v = c/n = c/(n_0+n_2E^2)$, а поле E на оси больше, чем на периферии, то фазовые фронты изгибаются и лучи отклоняются к оси пучка. Такая нелинейная рефракция может быть столь существенной (её величина нарастает вместе с концентрацией поля), что практически полностью подавляет дифракц. расходимость (см. рис. 3 на вклейке к стр. 528).

В реальном лазерном импульсе мощность изменяется во времени и соответственно изменяется во времени фокальная длина нелинейной линзы. В результате возникает движущийся фокус. Скорость его движения может достигать 10^9 см/с. Учёт быстрого движения фокусов в сочетании с аберрациями нелинейной линзы во мн. случаях позволяет построить полную теорию явления самофокусировки.

Обратный эффект — *самодефокусировка* возникает, если среда в области, занятой световым пучком, становится оптически менее плотной ($n_2<0$). В этом случае мощный лазерный пучок расходится гораздо быстрее, чем пучок малой интенсивности. Самодефокусировка наблюдается при распространении мощных лазерных пучков в атмосфере. Нелинейные волновые явления типа самофокусировки и самодефокусировки, в к-рых частота почти не изменяется, наз. самовоздействием света (эффекты типа генерации гармоник и смешения волн наз. нелинейными вз-ствиями). Наряду с самовоздействием волн, модулированных в пр-ве, наблюдается также самовоздействие волн, модулированных во времени. Распространение лазерного светового импульса в среде с показателем преломления вида: $n=n_1+n_2E^2$ сопровождается искажением его формы и *фазовой модуляцией*. В результате возникает сильное уширение спектра излучения и ширина спектра на выходе из среды в сотни и тысячи раз превышает ширину спектра на входе (самомодуляция). Эффекты самовоздействия определяют осн. черты поведения мощных световых пучков в большинстве сред, включая и *активные среды* самих лазеров. В частности, лавинное нарастание интенсивности светового поля при самофокусировке вызывает во мн. случаях оптич. пробой среды (рис. 5).

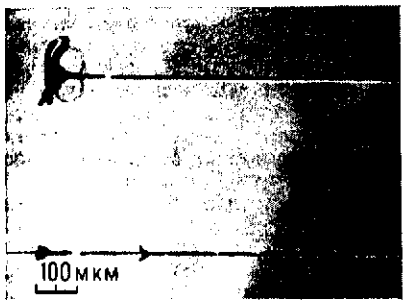


Рис. 5. Нитевидные разрушения оптич. стекла в поле мощного лазера; тонкая нить — след самофокусиров. светового пучка.

Самопросветление и нелинейное поглощение. Среды, непрозрачные для слабого излучения, могут стать прозрачными для высокоинтенсивного излучения (просветление), и, наоборот, прозрачные материалы могут «затемняться» по отношению к мощному излучению (нелинейное поглощение). Это объясняется зависимостью коэфф. поглощения от интенсивности света. Если интенсивность резонансного (по отношению к поглощающей среде) излучения велика, существенная доля ч-ц среды переходит из основного в возбуждённое состояние и населённости её верх. и ниж. уровней выравниваются. Наступает т. н. насыщение резонансного перехода (стационарное или квазистационарное), в результате к-рого среда перестаёт поглощать, т. е. становится прозрачной для данного резонансного излучения. Именно этот механизм просветления среды изучался в работах Вавилова (см. выше). Для получения эффекта насыщения в стационарных условиях необходима затрата нек-рой энергии, поэтому просветление среды сопряжено с определёнными потерями энергии светового пучка.

В поле коротких световых импульсов, длительность к-рых меньше характерных времён *релаксации* среды (для газов $\sim10^{-7}$—10^{-8} с, для конденсиров. сред $\sim10^{-11}$—10^{-12} с), наблюдается эффект просветления др. типа, наз. эффектом *самоиндуцированной прозрачности*. В этом случае короткий мощный световой импульс проходит через среду, вообще «не успев» поглотиться (слабое же квазинепрерывное излучение той же частоты может поглотиться этой средой практически полностью). Результатом вз-ствия такого очень короткого светового импульса со средой оказывается резкое уменьшение *групповой скорости* распространения светового импульса и изменение его формы. Эффекты нелинейного поглощения связаны с тем, что при вз-ствии интенсивного излучения частоты ω_0 с ч-цами заметную вероятность имеют *многофотонные процессы*.

Н. о. и нелинейная спектроскопия. Практически все осн. нелинейные оптич. явления (генерация гармоник и смешение частот, самофокусировка, самодефокусировка и самомодуляция лазерных пучков, нелинейное поглощение и просветление, самоиндуцированная прозрачность и т. п.) легли в основу спектроскопич. методов, применяемых для исследования газов, жидкостей и тв. тел — методов *нелинейной спектроскопии*.

Прикладная Н. о. — круг вопросов, связанных с использованием явлений Н. о. для создания новых источников когерентного оптич. излучения, преобразования частоты, детектирования, преобразования сигналов и изображений. Созданы мощные генераторы на длинах волн $\lambda=0{,}34$ мкм (2-я гармоника рубинового лазера) и на 2-й гармонике лазера на стекле с примесью Nd. Пром-сть выпускает оптич. умножители частоты, предназначенные для преобразования частоты лазеров на неодимовом стекле или на алюмоиттриевом гранате с примесью Nd ($\lambda=1{,}06$ мкм), позволяющие получить мощное когерентное излучение

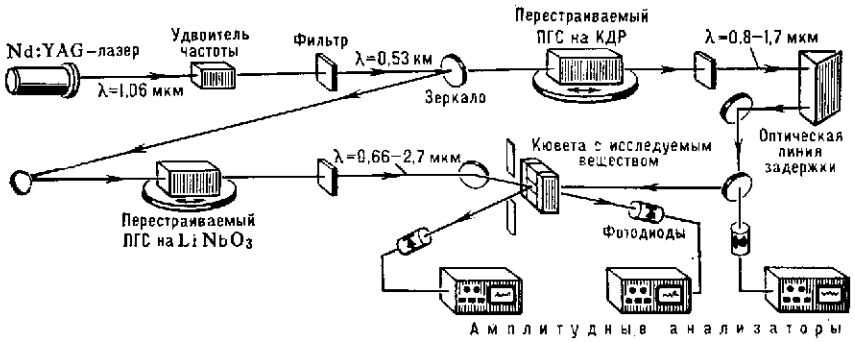


Рис. 6. Схема пикосекундного спектрометра, предназначенного для резонансной спектроскопии первичных стадий процесса фотосинтеза. Сверхкороткие импульсы 2-й гармоники лазера на алюмоиттриевом гранате YAG с примесью Nd ($\lambda=0{,}53$ мкм) возбуждают два перестраиваемых параметрич. генератора (ПГС) на кристаллах КДР и $LiNbO_3$. Такие генераторы позволяют получить мощные сверхкороткие импульсы длительностью $\sim10^{-11}$ с на любой длине волны в диапазоне 0,66—2,7 мкм. При изучении кинетики фотосинтеза генератор на кристалле КДР использовался для селективного возбуждения фотореакц. центров, а другой — для зондирования наведённых изменений поглощения.

на волнах $\lambda=0{,}53$ мкм (2-я гармоника), $\lambda=0{,}35$ мкм (3-я гармоника) и $\lambda=0{,}26$ мкм (4-я гармоника). Для этой цели подобраны кристаллы, обладающие высокой нелинейностью (большими значениями χ) и удовлетворяющие условиям фазового синхронизма.

Др. важный класс нелинейных оптич. устройств — перестраиваемые по частоте *параметрические генераторы света*. В основе их действия лежат нелинейные оптич. явления, связанные с нелинейностью, квадратичной по полю. В среде с поляризацией $P=\chi^{(2)}E^2$ нариду со «слиянием» фотонов

(генерацией гармоник и суммарных частот) возможен обратный процесс — когерентный «распад» фотона частоты Ω на два фотона, частоты к-рых ω_1 и ω_2 удовлетворяют условию $\Omega=\omega_1+\omega_2$. Процесс идёт эффективно, если одновременно выполнены условия волнового синхронизма: $k_\Omega=k_1+k_2$. На этом принципе основано действие параметрич. генератора света. При фиксированной частоте Ω (частоте накачки) частоты ω_1 и ω_2 можно варьировать в широких пределах (сохраняется лишь их сумма), изменяя параметры среды, влияющие на выполнение условий синхронизма. Параметрич. генератор света — удобный источник перестраиваемых по частоте сверхкоротких световых импульсов. На рис. 6 показана схема пикосекундного спектрометра с двумя параметрич. генераторами света (ПГС), применяемого в биологии. Нелинейные преобразователи частоты используются здесь для изучения процесса трансформации энергии оптич. возбуждения сложными мол. комплексами.

Методы Н. о. открывают новые возможности для создания корреляц. спектрографов и спектрографов с пространств. разложением спектра (см. *Спектральные приборы*, *Фурье спектроскопия*). На рис. 7 изображена схема нелинейного спектрографа с пространств. разложением спектра, в котором используется то обстоятельство, что дисперсия направлений синхронизма в нелинейных кристаллах может быть сильнее, нежели обычная дисперсия. Спектральный анализ в этом случае сопровождается увеличением частоты света (что особенно важно при спектр. исследованиях в ИК области) и усилением исследуемого сигнала.

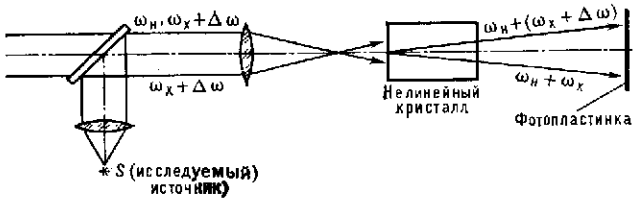


Рис. 7. Схема нелинейного спектрографа с пространств. разложением спектра. Частоты спектр. линий исследуемого источника $\omega_x+\Delta\omega$ складываются в нелинейном кристалле с частотой вспомогат. источника (генератора «накачки») $\omega_н$. На выходе кристалла интенсивное излучение суммарной частоты $\omega_н+\omega_x$ может наблюдаться только внутри весьма узкого угла, для к-рого выполнится условие волнового синхронизма.

Преобразование сигналов и изображений. Эффект сложения частот, лежащий в основе действия описанного спектрографа, находит также применение при регистрации слабых сигналов в ИК диапазоне. Если частота ω_x лежит в ИК диапазоне, а $\omega_н$ — в видимом, то в видимый диапазон попадает и суммарная частота $\omega_н+\omega_x$, причём коэфф. преобразования может быть $\gg 1$. В видимом же диапазоне регистрация сигнала производится с помощью высокочувствит. фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Т. о., система из нелинейного кристалла, в к-ром происходит сложение частот, и ФЭУ — чувствительный приёмник ИК излучения, применяемый, напр., в астрономии. Методы Н. о. стали использоваться в адаптивной оптике (см. *Обращённый волновой фронт*).

Заключение. С ростом напряжённости светового поля обнаруживаются всё новые нелинейные процессы. На первом этапе развития Н. о. использовался диапазон λ от 1,06 до 0,3 мкм. Переход к ИК-лазерам привёл к открытию нелинейности, связанной с поведением носителей заряда в *полупроводниках* (в видимом диапазоне она практически не проявляется). При помощи мощных источников УФ излучения стали возможны исследования нелинейного поглощения в диэлектрич. кристаллах с широкой запрещённой зоной и жидкостях, умножение частоты в области вакуумного УФ и мягкого рентгеновского излучения. Уже наблюдались когерентные нелинейные эффекты в рентгеновской области.

Успехи Н. о. стимулировали исследования нелинейных явлений в физике *плазмы*, акустике, радиофизике и вызвали интерес к общей теории нелинейных волн. В связи с Н. о. появились новые направления исследования в физике тв. тела и жидкостей, связанные с изучением их нелинейных св-в и оптич. прочности.

● Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Бломберген Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; Луговой В. Н., Прохоров А. М., Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде, «УФН», 1973, т. 111, в. 2, с. 203—48; Ахманов С. А., Чиркин А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971; Черникс Ф., Мидвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976; Летохов В. С., Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1975; Келих С., Молекулярная нелинейная оптика, пер. с польск., М., 1981.

С. А. Ахманов.

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ, часть *поляризации среды*, являющаяся нелинейной функцией напряжённости электрич. поля E, эл.-магн. волны, распространяющейся в среде, и обусловленная негармоничностью отклика элементарного ат. осциллятора на воздействие интенсивного излучения (см. *Нелинейная оптика*). Квадратичная Н. п. ответственна за *детектирование света*, генерацию второй гармоники, линейный электрооптич. эффект (см. *Поккельса эффект*), параметрич. генерацию света (см. *Параметрический генератор света*). Кубичная Н. п. обусловливает двухфотонное поглощение (см. *Многофотонные процессы*), генерацию 3-й гармоники, квадратичный электрооптич. эффект (см. *Керра эффект*), вынужденное *комбинационное рассеяние света*, вынужденное *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*, вынужденное рэлеевское рассеяние.

● См. лит. при ст. *Нелинейная оптика.*

А. В. Андреев.

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я, совокупность методов, в к-рых для исследования строения в-ва служат нелинейные оптич. явления. В Н. с. используются: генерация гармоник и смешение частот, нелинейное поглощение, *многофотонные процессы*, *самоиндуцированная прозрачность*, *фотонное эхо* и т. д. (см. *Нелинейная оптика*). Методы Н. с. основаны как на наблюдении этих явлений, так и на исследовании их зависимости от параметров излучения: частоты, поляризации, интенсивности, направления распространения и др. Наряду с принципиально новой информацией Н. с. позволяет получить данные, доступные методам традиционной линейной *спектроскопии*, но с существенно большей точностью, чувствительностью и разрешением. Н. с. даёт информацию о расположении энергетич. уровней, ширинах *квантовых переходов* и их вероятности, о временах *релаксации* и т. д. Первые работы по Н. с. появились в 1964—1966, однако широкое развитие они получили лишь после создания плавно перестраиваемых по частоте лазеров (см. *Лазерная спектроскопия*) и *параметрических генераторов света*, излучение к-рых обладает высокой степенью монохроматичности и стабильности.

Важным направлением Н. с. явл. спектроскопия высокого разрешения атомов и молекул. В газах при низком давлении атомы и молекулы испускают и поглощают свет на частотах, смещённых из-за *Доплера эффекта* относительно собств. частот неподвижных ч-ц. Линии поглощения и излучения ансамбля хаотически движущихся (тепловое движение) ч-ц состоят из множества близких линий, характерных для отд. ч-ц, имеющих определённую скорость, сливающихся в широкую линию (неоднородное уширение). Информация об истинной ширине линий отд. ч-ц (однородная ширина) оказывается замаскированной неоднородным уширением. Кроме того, спектр. линии отд. атомов могут иметь неск. близко расположенных компонентов. Если расстояние между компонентами $\Delta\omega$ меньше доплеровской ширины $\gamma_д$, то структура линии в обычных (линейных) спектрах излучения и поглощения не проявляется. Тем самым теряется информация о тонкой и сверхтонкой структуре квант. уровней атомов и молекул.

Для устранения доплеровского уширения и достижения высокого разрешения разработан ряд методов, основанных на нелинейных оптич. явлениях.

В методе **двухфотонной спектроскопии** газ облучается двумя лазерными пучками одинаковой частоты ω, распространяющимися навстречу друг другу и способными индуцировать двухфотонные переходы ч-ц с уровня $\mathcal{E}_1$ на уровень

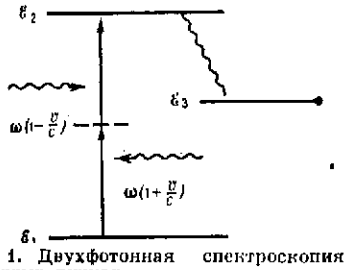


Рис. 1. Двухфотонная спектроскопия на встречных пучках.

$\mathcal{E}_2$ (рис. 1). Частота перехода неподвижного атома $\omega_{21}=(\mathcal{E}_2-\mathcal{E}_1)/\hbar$. Атом, движущийся со скоростью v в любом направлении, будет воспринимать частоту одного пучка, смещённую вследствие эффекта Доплера, как $\omega(1-v/c)$, а частоту пучка, распространяющегося в противоположном направлении, как $\omega(1+v/c)$. Если атом поглощает один фотон из одного пучка, а второй — из встречного, то сумма частот воспринимаемых фотонов не зависит от скорости v атома и равна 2ω. Это означает, что можно наблюдать линию двухфотонного резонанса, свободную от доплеровского уширения. Для регистрации двухфотонного возбуждения обычно используется *люминесценция* с возбуждённого уровня $\mathcal{E}_2$ на промежуточный

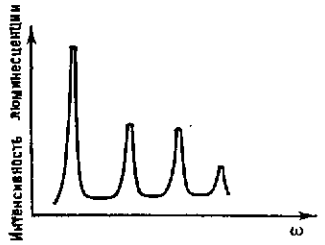


Рис. 2. Спектр двухфотонного поглощения на встречных пучках (тонкая и сверхтонкая структуры).

уровень $\mathcal{E}_3$, интенсивность к-рой пропорц. населённости уровня $\mathcal{E}_2$. Плавно изменяя частоту ω, можно получить контур линии двухфотонного поглощения, свободный от доплеровского уширения (рис. 2).

Др. важный метод Н. с.— т. н. **спектроскопия насыщения**, основан на том, что лазерный пучок наиболее сильно взаимодействует только с атомами, скорости к-рых таковы, что частота исследуемого квант. перехода, сдвинутая из-за эффекта Доплера, оказывается в резонансе с падающим излучением. В результате на контуре доплеровски уширенной линии появляется узкий пик или провал с шириной, равной однородной ширине.

Одно из достижений Н. с.— результаты, полученные методом т. н. **четырёхфотонной спектроскопии**, состоящим в смешении трёх волн на нелинейности, кубичной по полю: $P=\chi^{(3)}E^3$. Если такую поляризацию возбудить сразу триплетом световых волн с частотами ω_1, ω_2, ω_3, то за счёт нелинейного вз-ствия возникает спектр новых световых волн с частотами: $\omega_4=\omega_1+\omega_2+\omega_3$; $\omega_4'=-\omega_1+\omega_2-\omega_3$; $\omega_4''=\omega_1-\omega_2-\omega_3$ и т. п. Это и есть четырёхфотонные процессы (в каждом элем. акте участвуют четыре кванта излучения). Амплитуды волн пропорц. значениям $\chi^{(3)}$ на частотах ω_4. Если излучения с частотами ω_1, ω_2, ω_3 генерируются лазерами с перестраиваемой частотой, то, исследуя четырёхфотонные процессы, можно измерять дисперсию $\chi^{(3)}(\omega)$. Метод основан на наблюдении резонансных максимумов в частотной зависимости нелинейной восприимчивости 3-го порядка $\chi^{(3)}$. Это, с одной стороны, даёт новую информацию о в-ве, недоступную традиц. спектроскопии. С другой стороны, данные традиц. спектроскопии (положение и ширина спектр. линий, сечения рассеяния и т. п.) могут быть отсюда получены с большей чувствительностью и лучшим спектр. разрешением. Особенно важна дисперсия $\chi^{(3)}(\omega)$, связанная с процессом вида $\omega_4'=\omega_1+\omega_2-\omega_3$. Резонансы в $\chi^{(3)}(\omega)$ (а следовательно, и резонансное увеличение мощности излучения на частоте ω_4') возникают, когда либо сами частоты ω_1, ω_2, ω_3, либо их комбинации ($\omega_1+\omega_2$ и др.) совпадают с резонансными частотами атомов или молекул. Использование резонансов на суммарной и разностной частотах позволяет изучать резонансные процессы в в-ве в условиях, когда частоты всех световых волн, возбуждающих среду и генерируемых в ней за счёт нелинейных процессов, лежат в области прозрачности. Этот метод позволил с высокой степенью точности исследовать ряд экситонных резонансов в кристаллах (см. *Экситон*), комбинац. резонансов в газах и конденсиров. средах и др. В т. н. нестационарной Н. с. информация извлекается из прямых временны́х измерений нелинейного отклика квант. системы на возбуждающие световые импульсы. Напр., применение коротких световых импульсов (с длительностью $\sim 10^{-12}$ с) в активной спектроскопии комбинационного рассеяния позволяет раздельно измерять времена жизни молекул в возбуждённых состояниях (по затуханию сигнала некогерентного антистоксова рассеяния) и времена релаксации, определяющие ширину линии (по затуханию сигнала рассеяния в направлении фазового синхронизма, т. е. сигнала когерентного рассеяния).

● Нелинейная спектроскопия, пер. с англ., М., 1979; Летохов В. С., Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1975; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Спектроскопия рассеяния света и нелинейная оптика, «УФН», 1977, т. 123, в. 3, с. 405—71; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981. *Н. И. Драбович.*

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ, общее наименование для квант. теорий поля (КТП), описывающих взаимодействующие поля. Разл. поля могут взаимодействовать как друг с другом, так и сами с собой (самодействие). Ур-ния взаимодействующих полей всегда нелинейны: линейным ур-ниям соответствуют лишь свободные поля.

Среди Н. т. п. можно выделить два класса: теории, описываемые полиномиальными по полям ур-ниями, к-рые содержат поле лишь в виде степенной ф-ции, и теории, описываемые неполиномиальными ур-ниями. Последние часто называют существенно нелинейными КТП. В традиц. КТП (в частности, в квант. электродинамике) обычно использовались полиномиальные ур-ния. С развитием т. н. динамич. симметрий (см., напр., *Киральная симметрия*) всё чаще стали использоваться существенно нелинейные КТП. Они успешно описывают ми. известные виды вз-ствий элем. ч-ц. Особенно характерна неполиномиальная форма вз-ствия для гравитации.

Провести строгую с физ. точки зрения границу между полиномиальными и неполиномиальными теориями практически невозможно. Одни и те же виды вз-ствия элем. ч-ц, удовлетворяющие одной и той же динамич. симметрии, могут описываться как полиномиальными КТП, так и неполиномиальными (т. н. линейные и нелинейные реализации динамич. симметрии), при этом каждое из описаний имеет свои достоинства и недостатки. Напр., полиномиальная киральная теория (т. н. σ-модель) ренормируема, однако в ней появляются фиктивные скалярные ч-цы, от к-рых пока неизвестно, как избавляться. В неполиномиальных моделях возникают трудности с устранением бесконечностей. Обычный метод *перенормировок* квантовополевой теории возмущений здесь неприменим, и приходится использовать спец. способы для получения однозначных результатов. На этом пути уже достигнуты определённые успехи.

В 60—70-е гг. появилось направление, связанное с поисками решений классич. нелинейных и неполиномиальных ур-ний. Вместо обычного пути, т. е. квантования ур-ний линейного приближения и последующего учёта нелинейных членов по теории возмущений, пытаются учесть нелинейные

эффекты ещё до квантования. Оказалось, что среди решений нелинейных ур-ний важную роль играют поля, локализованные в небольшой области пр-ва, — т. н. солитоны. Эти решения напоминают волн. пакеты, отвечающие протяжённым ч-цам, и поэтому наз. частицеподобными. Задача квантования солитонных решений представляет значит. трудности.

● Волков М. К., Первушин В. Н., Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов, М., 1978.

М. К. Волков.

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН в твёрдых телах, одно из проявлений нелинейных эффектов, обусловленное тем, что акустич. волна большой (конечной) амплитуды при распространении в тв. теле изменяет его физ. св-ва. Это влияет как на распространение самой волны (самовоздействие, генерация акустич. гармоник, самофокусировка), так и на распространение др. волн в тв. теле (появление волн комбинац. частот, *модуляция колебаний* и т. д.). При больших смещениях сжатие и растяжение становятся неравноправными: сила отталкивания при сближении атомов нарастает быстрее, чем сила притяжения при увеличении расстояния между атомами (т. е. сжать уже сжатый образец труднее, чем растянуть уже растянутый). В этом случае для описания распространения волн конечной амплитуды необходимо пользоваться нелинейным *Гука законом* и нелинейным волновым ур-нием. При этом возникает зависимость фазовой скорости волны от её амплитуды и форма волны по мере её распространения изменяется (синусоидальная волна может выродиться в пилообразную). Искажение формы волны связано с изменением её спектра, к-рый обогащается гармониками. Т. о., нелинейность приводит к генерации гармоник в тв. теле. Если же в тв. тело или кристалл излучаются две или большее число акустич. волн одновременно, они будут взаимодействовать друг с другом, порождая новые волны комбинац. частот. Образование таких волн (суммарной и разностной частоты) происходит при выполнении условий синхронизма:

$$\omega_1 \pm \omega_2 = \omega_3, \qquad \boldsymbol{k}_1 \pm \boldsymbol{k}_2 = \boldsymbol{k}_3, \qquad (1)$$

где ω_1, ω_2, $\boldsymbol{k}_1$, $\boldsymbol{k}_2$ и ω_3, $\boldsymbol{k}_3$ — частоты и волновые векторы взаимодействующих и результирующих волн соответственно. Если акустич. волны рассматривать как поток *фононов*, то условия синхронизма можно интерпретировать как законы сохранения энергии и импульса фононов при вз-ствии:

$$\hbar\omega_1 \pm \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3, \qquad \hbar\boldsymbol{k}_1 \pm \hbar\boldsymbol{k}_2 = \hbar\boldsymbol{k}_3 \qquad (2)$$

($\hbar = h/2\pi$, а h — *Планка постоянная*). Н. в. а. в. можно рассматривать с квант. точки зрения как вз-ствие когерентных фононов, т. е. как фонон-фононное вз-ствие.

Для анализа вз-ствия акустич. волн между собой, а также с др. видами волн пользуются методом дисперсионных диаграмм, при к-ром каждой из волн, участвующих во вз-ствии, сопоставляют вектор (ω_i, k_i). При выполнении условий синхронизма три вектора (ω_1, k_1), (ω_2, k_2) и (ω_3, k_3), участвующих во вз-ствии волн, должны составить замкнутый треугольник.

Анизотропия кристаллов приводит к ряду особенностей Н. в. а. в. и генерации акустических гармоник. Так, генерация акустической гармоники может проходить с поворотом плоскости поляризации (см. *Кристаллоакустика*).

Н. в. а. в. может быть обусловлено геом. нелинейностью, определяемой квадратичным членом в тензоре деформации; решёточной нелинейностью, связанной с необходимостью в законе Гука учитывать модули упругости 3-го порядка. В пьезоэлектрич. кристаллах нелинейные эффекты зависят также от нелинейности пьезоэффекта и от электрострикции. В пьезополупроводниках дополнит. механизмом (часто играющим преобладающую роль перед всеми др. механизмами) явл. электронная (концентрационная) нелинейность (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*). В пьезоэлектрич. кристаллах наряду с Н. в. а. в. может иметь место нелинейное вз-ствие акустич. и эл.-магн. волн, к-рое обусловливает эффект электроакустич. эха. В случае *поверхностных акустических волн* (ПАВ) все рассмотренные выше закономерности Н. в. а. в. и генерации гармоник сохраняются. Однако имеются нек-рые особенности вследствие неоднородной структуры ПАВ.

Статич. эффекты, состоящие в изменении параметров акустич. волны под воздействием постоянных или медленно меняющихся механич. и электрич. полей, изучаются в нелинейной кристаллоакустике. Статич. эффекты служат для управления распространением акустич. волн в тв. телах (напр., для изменения фазы волны), для измерения внутр. напряжений и гл. обр. для измерения нелинейных коэфф. тв. тел.

Исследование Н. в. а. в. существенно для понимания природы фонон-фононных вз-ствий в тв. телах, определяющих процессы установления теплового равновесия, теплопроводности, теплового расширения тв. тел, электропроводности и сверхпроводимости. Фонон-фононные вз-ствия играют важную роль в процессах поглощения УЗ в кристаллах, особенно при низких темп-рах. Н. в. а. в. в тв. телах начинают использовать в устройствах *акустоэлектроники* для обработки сигнальной информации.

● Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; и х же, Нелинейные явления при распространении упругих волн в твердых телах, «УФН», 1970, т. 102, в. 4.

В. Е. Лямов.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ, колебательные системы, св-ва к-рых зависят от происходящих в них процессов. Колебания таких систем описываются нелинейными ур-ниями. Нелинейными явл.: механич. системы, где модули упругости тел зависят от деформаций последних или коэфф. трения между поверхностями тел зависят от относительной скорости этих тел (скорости скольжения); электрические системы, содержащие *сегнетоэлектрики*, диэлектрич. проницаемость к-рых зависит от напряжённости электрич. поля, и т. д. Указанные зависимости в механич. системах приводят соответственно либо к нелинейности связей между напряжениями и деформациями (нарушению *Гука закона*), либо к нелинейной зависимости сил трения от скорости скольжения, либо к нелинейной связи между действующей на тело силой и сообщаемым ему ускорением (если при этом скорость тела меняется по величине). Аналогично в электрич. системах оказываются нелинейными: связь между электрич. зарядами и напряжённостью создаваемого ими поля; связь между напряжением на концах проводника и силой протекающего по нему тока (нарушение закона Ома); связь между силой тока и напряжённостью создаваемого им магн. поля (магн. индукцией) в магнетике и др. Каждая из этих нелинейных связей приводит к тому, что дифференциальные ур-ния, описывающие поведение Н. с., оказываются нелинейными, откуда и назв. Н. с.

Все физ. системы явл. Н. с. Поведение Н. с. существенно отлично от поведения линейных систем. Одна из наиболее характерных особенностей Н. с.— нарушение в них *суперпозиции принципа*. Искажение в Н. с. формы гармонич. внеш. воздействия и неприменимость к Н. с. принципа суперпозиции позволяют осуществлять с их помощью генерирование и преобразования частоты эл.-магн. колебаний — выпрямление, умножение частоты, *модуляцию колебаний* и т. д.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959, гл. 4; Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959, гл. 2, § 1—4, 6—7, гл. 3, § 1—3, 6—7; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979.

НЕЛОКАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ, общее наименование всех обобщений *квантовой теории поля* (КТП), основанных на предположении о неточечности вз-ствия. Цель Н. т. п.— построение теории, не содержащей УФ *расходимостей*, присущих локальной КТП.

Имеются две точки зрения на подход к построению Н. т. п. Одна из них состоит в том, что нелокальную теорию следует понимать как принципиально новую теорию, в к-рой *фундаментальная длина* l рассматрива-

ется как новая постоянная, такая же универсальная, как скорость света c, заряд эл-на e и постоянная Планка $\hbar$. Постоянная l должна определить масштаб расстояний, на к-рых наступают принципиальные изменения в представлениях о физ. мире (см. *Квантование пространства-времени*).

Согласно другой точке зрения, Н. т. п. должна описывать нелокальные вз-ствия квантованных полей, не меняя фундам. основ КТП, т. е. не изменяя обычного описания невзаимодействующих ч-ц. Возникающие параметры размерности длины в этом подходе не явл. универсальными фундам. постоянными, а характеризуют лишь область нелокального вз-ствия рассматриваемых квантованных полей. Самосогласованную, без внутр. противоречий, теорию такого типа удаётся построить с помощью введения нелокальных *формфакторов* (особого «размазывания» вз-ствия ч-ц по нек-рой области пространства-времени), имеющих определённые матем. св-ва. Это означает, что явления, происходящие на малых расстояниях, могут быть феноменологически описаны с помощью нек-рых параметров, имеющих физ. смысл.

● Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, М., 1970; Ефимов Г. В., Нелокальные взаимодействия квантованных полей, М., 1977.

Г. В. Ефимов.

НЕЛОКА́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, механизм вз-ствия между полями, при к-ром поведение одного поля в какой-либо точке пространства-времени определяется значением др. поля в некоторой окрестности этой точки.

НЕОБРАТИ́МЫЕ ПРОЦЕ́ССЫ, физич. процессы, к-рые могут самопроизвольно протекать только в одном определённом направлении. К ним относятся: *диффузия*, *теплопроводность*, *термодиффузия*, вязкое течение и др., при к-рых происходит направленный пространств. перенос в-ва (диффузия и термодиффузия), теплоты (теплопроводность), импульса (вязкое течение). Все Н. п. явл. *неравновесными процессами*. Систему, в к-рой произошли Н. п., нельзя вернуть в исходное состояние без того, чтобы в окружающей среде не осталось к.-л. изменений. В замкнутых системах Н. п. сопровождается возрастанием *энтропии*. В *открытых системах* (к-рые могут обмениваться энергией или в-вом с окружающей средой) при Н. п. энтропия может оставаться постоянной или даже убывать за счёт обмена энтропией с внеш. средой. Однако во всех случаях остаётся положительным производство энтропии, т. е. её возрастание в системе за единицу времени из-за наличия Н. п.

Классич. термодинамика, изучающая равновесные (обратимые) процессы, для Н. п. устанавливает лишь неравенства, к-рые указывают возможное направление Н. п. (см. *Второе начало термодинамики*).

● См. лит. при статьях *Кинетика физическая* и *Термодинамика неравновесных процессов*.

Д. Н. Зубарев.

НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЕЙ СООТНОШЕ́НИЕ (неопределённости принцип), фундаментальное положение квант. теории, утверждающее, что любая физ. система не может находиться в состояниях, в к-рых координаты её центра инерции и импульс одновременно принимают вполне определённые, точные значения. Количественно Н. с. формулируется след. образом. Если Δx — неопределённость значения координаты x центра инерции системы, а Δp_x — неопределённость проекции импульса p на ось x, то произведение этих неопределённостей должно быть по порядку величины не меньше постоянной Планка $\hbar$. Аналогичные неравенства должны выполняться для любой пары т. н. канонически сопряжённых переменных, напр. для координаты y и проекции импульса p_y на ось y, координаты z и проекции импульса p_z. Если под неопределённостями координаты и импульса понимать среднеквадратичные отклонения этих физ. величин от их ср. значений, то Н. с. имеют вид:

$$\Delta p_x \Delta x \geqslant \hbar/2, \quad \Delta p_y \Delta y \geqslant \hbar/2, \quad \Delta p_z \Delta z \geqslant \hbar/2. \qquad (1)$$

Ввиду малости $\hbar$ по сравнению с макроскопич. величинами той же размерности *действия* Н. с. существенны в осн. для явлений атомных (и меньших) масштабов и не проявляются в опытах с макроскопич. телами.

Из Н. с. следует, что чем точнее определена одна из входящих в неравенство величин, тем менее определённо значение другой. Никакой эксперимент не может привести к одновременно точному измерению таких динамич. переменных; при этом неопределённость в измерениях связана не с несовершенством эксперим. техники, а с объективными св-вами материи.

Принцип неопределённости, открытый в 1927 нем. физиком В. Гейзенбергом, явился важным этапом в выяснении закономерностей внутриатомных явлений и построении квант. механики. Существ. чертой микроскопич. объектов явл. их корпускулярно-волновая природа (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Состояние ч-цы полностью определяется *волновой функцией*. Ч-ца может быть обнаружена в любой точке пр-ва, в к-рой волн. ф-ция отлична от нуля. Поэтому результаты экспериментов по определению, напр., координаты имеют вероятностный хар-р. Это означает, что при проведении серии одинаковых опытов над одинаковыми системами получаются каждый раз разные результаты. Однако нек-рые значения будут более вероятными, чем другие, т. е. будут появляться чаще. Относит. частота появления тех или иных значений координаты пропорц. квадрату модуля волн. ф-ции в соответствующих точках пр-ва. Поэтому чаще всего будут получаться те значения координаты, к-рые лежат вблизи максимума волн. ф-ции. Если максимум выражен чётко (волн. ф-ция представляет собой узкий *волновой пакет*), то ч-ца в осн. находится около этого максимума. Тем не менее нек-рый разброс в значениях координаты, нек-рая их неопределённость (порядка полуширины максимума) неизбежны. То же относится и к измерению импульса.

Т. о., понятия координаты и импульса в классич. смысле не могут быть применены к микроскопич. объектам. Пользуясь этими величинами при описании микроскопич. системы, необходимо внести в их интерпретацию квант. поправки. Такой поправкой и явл. Н. с.

Неск. иной смысл имеет Н. с. для энергии $\mathcal{E}$ и времени t:

$$\Delta\mathcal{E}\,\Delta t \geqslant \hbar. \qquad (2)$$

Если система находится в стационарном состоянии, то из Н. с. следует, что энергию системы даже в этом состоянии можно измерить лишь с точностью, не превышающей $\hbar/\Delta t$, где Δt — длительность процесса измерения. Причина этого — во вз-ствии системы с измерит. прибором, и Н. с. применительно к данному случаю означает, что энергию вз-ствия между измерит. прибором и исследуемой системой можно учесть лишь с точностью до $\hbar/\Delta t$ (в предельном случае мгновенного измерения возникающий энергетич. обмен становится полностью неопределённым). Соотношение (2) справедливо также, если под $\Delta\mathcal{E}$ понимать неопределённость значения энергии нестационарного состояния замкнутой системы, а под Δt — характерное время, в течение к-рого существенно меняются ср. значения физ. величин в этой системе.

Н. с. для энергии и времени приводит к важным выводам относительно возбуждённых состояний атомов, молекул, ядер. Такие состояния нестабильны, и из Н. с. вытекает, что энергии возбуждённых уровней не могут быть строго определёнными, т. е. обладают нек-рой шириной (т. н. естеств. *ширина уровня*). Если Δt — ср. время жизни возбуждённого состояния, то ширина его уровня энергии (неопределённость энергии состояния) составляет $\Delta\mathcal{E} \approx \hbar/\Delta t$. Др. примером служит *альфа-распад* радиоактивного ядра; энергетич. разброс $\Delta\mathcal{E}$ испускаемых α-ч-ц связан с временем жизни τ такого ядра соотношением: $\Delta\mathcal{E} \approx \hbar/\tau$.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика*.

О. И. Завьялов.

НЕ́ПЕР (Нп, Np), единица логарифмич. относит. величины (натураль-

ного логарифма отношения двух одноимённых физ. величин). Названа в честь шотл. математика Дж. Непера (J. Napier). $1\text{Нп}=\ln|F_2/F_1|$ при $F_2/F_1=e\approx2{,}718$, где F_2 и F_1 — значения напряжения, силы тока, давления и др. силовых физ. величин. Для энергетич. величин $1\text{ Нп}=0{,}5\ln|P_2/P_1|$ при $P_2/P_1=e^2$, где P_1, P_2 — электрич. мощность, плотность энергии и т. п. Ослабление силы тока на 1 Нп соответствует его уменьшению в $e\approx$ $\approx2{,}718$ раза, а ослабление электрич. мощности на 1 Нп соответствует её уменьшению в 7,39 раза. 1 Нп= $=0{,}8686$ *бел* $=8{,}686$ *децибел*.

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР, то же, что *сплошной спектр*.

НЕРАВНОВЕ́СНАЯ ПЛА́ЗМА, *плазма*, состояние к-рой не является состоянием полного термодинамич. равновесия. Примерами Н. п. могут быть: 1) т. н. «неизотермич.» плазма, в к-рой темп-ра эл-нов отличается от темп-ры ионов; 2) плазма, пространственно неоднородная, в частности ограниченная магн. полем; 3) плазма, содержащая отд. направленные потоки эл-нов или ионов. Как правило, неравновесность плазмы приводит к её неустойчивости, проявляющейся в нарастании возмущений и «раскачке» волн разл. типов. *Б. А. Трубников.*

НЕРАВНОВЕ́СНОЕ СОСТОЯ́НИЕ, в термодинамике — состояние системы, выведенной из *равновесия термодинамического*, в статистич. физике — из состояния статистич. равновесия. В системе, находящейся в Н. с., происходят *необратимые процессы*, к-рые стремятся вернуть систему в состояние термодинамич. (или статистич.) равновесия, если нет препятствующих этому факторов — отвода (или подвода) энергии или в-ва из системы (в систему). В противном случае возможно стационарное Н. с. (не изменяющееся со временем). Н. с. изучаются *термодинамикой неравновесных процессов* и статистич. теорией неравновесных процессов (*кинетикой физической*). *Д. Н. Зубарев.*

НЕРАВНОВЕ́СНЫЕ ПРОЦЕ́ССЫ в *термодинамике* и *статистической физике*, физ. процессы, включающие *неравновесные состояния*. Пример: процесс установления равновесия (термодинамич. или статистич.) в изолированной системе, находящейся в неравновесном состоянии. Если в такой системе существуют неоднородное поле темп-р, градиенты концентраций и скоростей упорядоченного движения ч-ц, то вызванные ими Н. п. теплопроводности, диффузии, вязкого течения будут способствовать устранению различия св-в в разных частях системы и установлению равновесия. В неизолированных системах Н. п. могут протекать стационарно (без изменений физ. состояния системы, пример — теплопередача при пост. разности темп-р за счёт теплопроводности). Н. п. явл. *необратимыми процессами*, связанными с *производством энтропии*. *Д. Н. Зубарев.*

НЕРАЗРЫ́ВНОСТИ УРАВНЕ́НИЕ, одно из ур-ний *гидродинамики*, выражающее закон сохранения массы для любого объёма движущейся жидкости (газа). В переменных Эйлера (см. *Эйлера уравнения* гидродинамики) Н. у. имеет вид:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\operatorname{div}(\rho\boldsymbol{v})\equiv\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x}+$$
$$+\frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z}=0,$$

где ρ — плотность жидкости, v — её скорость в данной точке, а v_x, v_y, v_z — проекции скорости на координатные оси. Если жидкость несжимаема ($\rho=$ $=\text{const}$), Н. у. принимает вид:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{v}=0 \text{ или } \frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_y}{\partial y}+\frac{\partial v_z}{\partial z}=0.$$

Для установившегося одномерного течения в трубе, канале и т. п. с площадью поперечного сечения S Н. у. даёт закон постоянства расхода $\rho Sv=$ $=\text{const}$.

НЕ́РНСТА ТЕОРЕ́МА, установленная нем. физиком В. Нернстом (W. Nernst; 1906) теорема термодинамики, согласно к-рой изменение *энтропии* (ΔS) при любых обратимых изотермич. процессах, совершаемых между двумя равновесными состояниями при температурах, приближающихся к абс. нулю, стремится к нулю: $\lim_{T\to0}\Delta S=0$.

Другая эквивалентная формулировка Н. т.: при помощи конечной последовательности термодинамических процессов нельзя достичь температуры, равной абсолютному нулю. Н. т. приводит к ряду важных термодинамических следствий, поэтому её называют *третьим началом термодинамики*.

● Клейн М., Законы термодинамики, в сб.: Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962, с. 23—34.

НЕ́РНСТА — ЭТТИНГСХА́УЗЕНА ЭФФЕ́КТ, возникновение в тв. проводниках при наличии градиента темп-ры ∇T и перпендикулярного к нему магн. поля $\boldsymbol{H}$ электрич. поля $\boldsymbol{E}_N$ (поля Нернста). Открыт в 1886 нем. физиком В. Нернстом (W. Nerust) и австр. физиком А. Эттингсхаузеном (A. Ettingshausen). Различают продольный Н.— Э. э., когда поле $\boldsymbol{E}_N$ возникает в направлении, параллельном градиенту темп-ры (изменение термоэдс с полем $\boldsymbol{H}$), и поперечный, когда поле $\boldsymbol{E}_N$ появляется в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$ и ∇T. Количеств. хар-кой поперечного Н.— Э. э. явл. коэфф. Нернста $N_\perp=E_N\nabla T$. Величина $N_\perp$ пропорц. H в случае слабых полей и H^{-1} в случае сильных полей (см. *Гальваномагнитные явления*). Н.— Э. э., как и др. *термогальваномагнитные явления*, обусловлен искривлением траектории носителей заряда в магн. поле.

НЕСАМОСТОЯ́ТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯ́Д, электрич. ток в газах, существующий при заданной разности потенциалов лишь при наличии внеш. ионизатора (см. *Электрический разряд в газах*).

НЕСТАТИ́ЧЕСКИЕ ПРОЦЕ́ССЫ в термодинамике, физ. процессы, к-рые осуществляются с конечной скоростью (не бесконечно медленно, как *квазистатические процессы*) и являются, следовательно, необратимыми (см. *Необратимые процессы*). При Н. п. каждое промежуточное состояние системы неравновесно. К Н. п. относятся все естественные (природные) процессы.

НЕСУ́ЩАЯ СПОСО́БНОСТЬ, понятие *пластичности теории*. Н. с. характеризуется предельной комбинацией нагрузок, при к-рых начинается неограниченное возрастание пластич. деформации конструкции из идеальнопластич. материала. Во многих случаях имеет смысл рассматривать Н. с. *жёстко-пластических тел*. Использование Н. с. для установления допустимых нагрузок приводит к уменьшению металлоёмкости конструкций.

НЁТЕР ТЕОРЕ́МА, фундаментальная теорема физики, устанавливающая связь между св-вами симметрии физ. системы и *сохранения законами*. Сформулирована нем. математиком Э. Нётер (E. Noether) в 1918. Н. т. утверждает, что для физ. системы, ур-ния движения к-рой имеют форму системы дифф. ур-ний и могут быть получены из *вариационного принципа механики*, каждому непрерывно зависящему от одного параметра преобразованию, оставляющему инвариантным *действие* (S), соответствует закон сохранения. Из условия обращения в нуль вариации действия, $\delta S=0$ (*наименьшего действия принцип*), получаются ур-ния движения системы. Каждому преобразованию, при к-ром действие не меняется, соответствует дифф. закон сохранения. Интегрирование ур-ния, выражающего такой закон, приводит к интегральному закону сохранения. Н. т. даёт наиб. простой и универсальный метод получения законов сохранения в классич. и квант. механике, в теории полей и т. д.

Непрерывными преобразованиями в пространстве-времени, оставляющими инвариантным действие (а следовательно, и ур-ния движения), являются: сдвиг во времени и в пр-ве, трёхмерное вращение, *Лоренца преобразования*. Согласно Н. т., из инвариантности относительно сдвига во времени следует закон сохранения энергии, относительно пространств. сдвигов — закон сохранения импульса, относительно пространств. вращения — закон сохранения момента кол-ва движения, относительно преобразований Лоренца — закон сохранения лоренцева момента, или обобщённый закон движения центра масс системы (центр масс релятив. системы движется равномерно и прямолинейно),

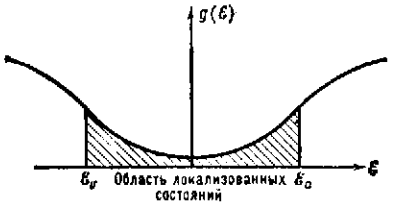
Н. т. относится не только к пространственно-временны́м симметриям. Так, из независимости динамики заряж. ч-ц в эл.-магн. полях от калибровочных преобразований (см. *Калибровочная симметрия*) следует закон сохранения заряда. Особенно важное значение Н. т. имеет в квант. теории поля, где законы сохранения, вытекающие из наличия определённой группы симметрии, явл. существ. источником информации о св-вах изучаемых объектов.

● Полак Л. С., Вариационные принципы механики, их развитие и применение в физике, М., 1960; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 2.

Д. Н. Зубарев.

НЕУПОРЯДОЧЕННЫЕ СИСТЕ́МЫ, вещества в конденсированном состоянии при отсутствии строгой упорядоченности в расположении их атомов и молекул (см. *Дальний и ближний порядок*). Н. с. явл. жидкие, аморфные и стеклообразные в-ва, а также тв. растворы. Особый класс Н. с. составляют нек-рые высокотемпературные фазы халькогенидов благородных *металлов*, где упорядоченную структуру образуют лишь анионы. Легированные крист. *полупроводники* при низких темп-рах с точки зрения их электронных св-в также представляют собой Н. с., образованные хаотически расположенными примесными атомами (см. *Сильнолегированный полупроводник*).

Теор. описание разл. Н. с. содержит ряд общих идей: 1) хим. связи ближайших соседей не позволяют существенно нарушать ближний порядок, вследствие чего зонная структура Н. с. не очень сильно отличается от структуры кристаллов (см. *Зонная теория*). Однако многочисл. нарушения идеальной решётки приводят к размытию краёв разрешённых зон и к образованию флуктуац. уровней в запрещённой зоне. В Н. с. при определённых условиях возникают строго локализованные эл. состояния, к-рые могут перемещаться только путём «прыжков», получая энергию от тепловых колебаний атомов. При темп-ре $T=0$К эти состояния вообще



не могут принимать участие в электропроводности. Локализованные состояния возникают в той области энергий, где плотность состояний $g(\varepsilon)$ мала (рис.). Энергии ε_c и ε_v, разделяющие локализованные и делокализованные состояния, играют роль границ разрешённых и запрещённых зон; их называют порогами подвижности.

В Н. с., как и в кристалле, вводят понятие ферми-уровня ε_F. Электропроводность σ Н. с. зависит от расположения ε_F относительно порогов подвижности. Если ε_F находится вне полосы локализов. состояний, то σ слабо зависит от T (металлич. проводимость). Если ε_F лежит внутри полосы, то σ экспоненциально зависит от T (*аморфный полупроводник*). По совр. представлениям порог подвижности существует лишь в трёхмерных Н. с. В одномерных и двухмерных Н. с. состояния локализованы при всех энергиях, так что при достаточно низких темп-рах электропроводность носит активационный характер. Низкотемпературные термодинамич. св-ва Н. с. определяются не только длинноволновыми фононами, но и локализованными двухуровневыми образованиями, возбуждение к-рых происходит за счёт туннелирования атома из одной позиции в другую. Этими возбуждениями объясняется наблюдаемая в нек-рых диэлектрич. стёклах линейная зависимость теплоёмкости от темп-ры и аномалии теплопроводности при очень низких темп-рах.

● Мотт Н., Электроны в неупорядоченных структурах, пер. с англ., М., 1969; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Садовский М. В., Локализация электронов в неупорядоченных системах, «УФН», 1981, т. 133, в. 2; Займан Дж., Модели беспорядка, пер. с англ., М., 1982.

А. Л. Эфрос.

НЕУПРУ́ГОЕ РАССЕ́ЯНИЕ, столкновение ч-ц, сопровождающееся изменением их внутр. состояния, превращением в др. ч-цы или дополнит. рождением новых ч-ц. Н. р. являются, напр., возбуждение или ионизация атомов при их столкновениях, яд. реакции, превращения элем. ч-ц при соударениях или множеств. рождение ч-ц. Для каждого типа (канала) П. р. существует своя наименьшая (пороговая) энергия столкновения, начиная с к-рой возможно протекание данного процесса. Полная вероятность рассеяния при столкновении ч-ц (характеризуемая полным эффективным *сечением* рассеяния) складывается из вероятностей упругого рассеяния и Н. р.; при этом между упругими и неупругими процессами существует связь, определяемая *оптической теоремой*.

С. С. Герштейн.

НИ́ЗКИЕ ТЕМПЕРАТУ́РЫ (криогенные температуры), обычно темп-ры, лежащие ниже точки кипения жидкого воздуха (ок. 80 К). Согласно рекомендации, принятой 13-м конгрессом Междунар. ин-та холода (1971), криогенными темп-рами следует называть темп-ры ниже 120 К.

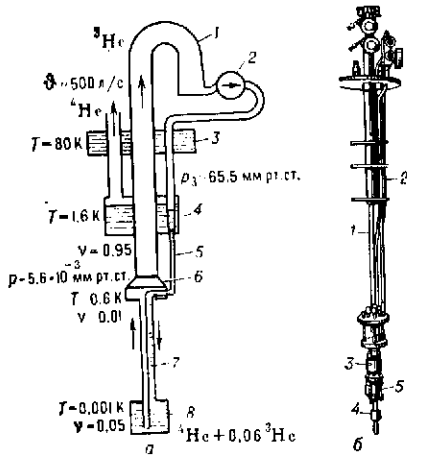
Получение Н. т. Для получения и поддержания Н. т. обычно используют сжиженные газы (хладагенты). В сосуде Дьюара, содержащем сжиженный газ, испаряющийся под атм. давлением, достаточно хорошо поддерживается пост. темп-ра $T_н$ кипения хладагента. Практически применяют след. хладагенты: воздух ($T_н\approx80$ К), азот ($T_н=77{,}4$ К), неон ($T_н=27{,}1$ К), водород ($T_н=20{,}4$ К), гелий ($T_н=4{,}2$ К). Для получения жидких газов служат спец. установки — ожижители, в к-рых сильно сжатый газ при расширении до обычного давления охлаждается и конденсируется (см. *Джоуля — Томсона эффект*).

Откачивая испаряющийся газ из герметизиров. сосуда, можно уменьшать давление над жидкостью и тем самым понижать темп-ру её кипения. Естеств. или принудит. конвекция и хорошая теплопроводность хладагента обеспечивают при этом однородность темп-ры во всём объёме жидкости. Таким путём удаётся перекрыть широкий диапазон темп-р: от 77 до 63 К при помощи жидкого азота, от 27 до 24 К — жидкого неона, от 20 до 14 К — жидкого водорода, от 4,2 до 1 К — жидкого гелия. Методом откачки нельзя получить темп-ру ниже *тройной точки* хладагента. При более низких темп-рах в-во затвердевает и теряет свои качества хладагента. Промежуточные темп-ры, лежащие между указанными выше интервалами, достигаются спец. методами. Охлаждаемый объект теплоизолируют от хладагента, помещая его, напр., внутрь вакуумной камеры, погружённой в сжиженный газ. При небольшом контролируемом выделении теплоты в камере (в ней имеется электрич. нагреватель) темп-ра исследуемого объекта повышается по сравнению с темп-рой кипения хладагента и может поддерживаться с высокой стабильностью на требуемом уровне. В др. способе получения промежуточных темп-р охлаждаемый образец помещают над поверхностью испаряющегося хладагента и регулируют скорость испарения жидкости нагревателем. Отвод теплоты от исследуемого объекта здесь осуществляет поток испаряющегося газа. Применяется также метод охлаждения, при к-ром холодный газ, получаемый при испарении хладагента, прогоняется через теплообменник, находящийся в тепловом контакте с охлаждаемым объектом.

Гелий при атм. давлении остаётся жидким вплоть до абс. нуля темп-ры (см. *Гелий жидкий*). Однако при откачке паров жидкого ^{4}He (природного изотопа гелия) обычно не удаётся получить темп-ру существенно ниже 1 К, даже применяя очень мощные насосы (этому мешают чрезвычайно малая упругость насыщенных паров ^{4}He и его *сверхтекучесть*). Откачкой паров изотопа ^{3}He ($T_N=3{,}2$ К) удаётся достичь темп-р $\sim0{,}3$К. Область темп-р ниже 0,3 К наз. сверхнизкими температурами. Методом адиабатич. размагничивания парамагн. солей (см. *Магнитное охлаждение*) удаётся достичь темп-р $\sim10^{-3}$ К. Тем же ме-

тодом с использованием яд. парамагнетизма в системе ат. ядер были достигнуты темп-ры $\sim 10^{-6}$ К. Принципиальную проблему в методе адиабатич. размагничивания (как, впрочем, и в др. методах получения Н. т.) составляет осуществление хорошего теплового контакта между объектом, к-рый охлаждают, и охлаждающей системой. Особенно это трудно достижимо в случае системы ат. ядер. Совокупность ядер атомов можно охладить до сверхнизких темп-р, но добиться такой же степени охлаждения в-ва, содержащего эти ядра, не удаётся.

Для получения темп-р порядка неск. мК широко пользуются более удобным методом — растворением жидкого ^{3}He в жидком ^{4}He. Применяют для этой цели рефрижераторы



а. Схема действия рефрижератора растворения ^{3}He в ^{4}He: пары ^{3}He откачиваются диффузионным насосом *1* и подаются затем ротац. насосом *2* к камере растворения *8*; *3* и *4* — ванны с жидким азотом и жидким гелием. Перед капилляром *5* пары ^{3}He конденсируются. Жидкий ^{3}He, дополнительно охлаждённый в теплообменнике *7*, поступает в камеру *8*. Отсюда атомы диффундируют сквозь раствор ^{3}He в ^{4}He в камеру испарения *6*, и цикл повторяется. Обозначения: T — темп-ра, p — давление, ν — концентрация ^{3}He, ϑ — производительность системы откачки. *б*. Осн. низкотемпературная часть рефрижератора растворения: *1* и *2* — трубы откачки ^{3}He и ^{4}He; *3* — камера испарения; *4* — камера растворения; *5* — блоки теплообменников.

растворения (рис.). Их действие основано на том, что ^{3}He сохраняет конечную растворимость (ок. 6%) в жидком ^{4}He вплоть до абс. нуля темп-ры. Поэтому при соприкосновении почти чистого жидкого ^{3}He с разбавленным раствором ^{3}He в ^{4}He атомы ^{3}He будут переходить в раствор. При этом поглощается теплота растворения и темп-ра раствора понижается. Растворение осуществляется в одном месте прибора (в камере растворения), а удаление атомов ^{3}He из раствора путём откачки — в другом (в камере испарения). При непрерывной циркуляции ^{3}He, осуществляемой системой насосов и теплообменников, можно поддерживать в камере растворения темп-ру 10—30 мК неограниченно долго. Гелий ^{3}He можно охладить ещё сильнее, используя *Померанчука эффект*. Жидкий ^{3}He затвердевает при давлениях более $3 \cdot 10^6$ Па. В области темп-р ниже 0,3 К увеличение давления (в пределе до $3{,}4 \cdot 10^6$ Па) сопровождается поглощением теплоты и понижением темп-ры равновесной смеси жидкой и тв. фаз (затвердевание идёт с поглощением теплоты). Этим методом были достигнуты темп-ры ~ 1—2 мК.

Измерение Н. т. Первичным термометрич. прибором для измерения термодинамич. темп-ры вплоть до 1 К служит *газовый термометр*. Др. вариантами первичного термометра явл. акустич. и шумовой термометры, действие к-рых основано на связи термодинамич. темп-ры соответственно со значением скорости звука в газе и интенсивностью тепловых флуктуаций напряжения в электрич. цепи. Первичные прецизионные термометры используются в осн. для определения темп-р легко воспроизводимых фазовых равновесий в однокомпонентных системах (т. н. р е п е р н ы х т о ч е к), к-рые служат опорными температурными точками *Международной практической температурной шкалы* (МПТШ-68).

Для измерения темп-ры от 630,74°С до 13,81 К по МПТШ-68 с точностью $\sim 0{,}001$ К служит платиновый *термометр сопротивления*. МПТШ-68 пока не продлена ниже 13,8 К ввиду отсутствия в этой области Н. т. вторичного термометра, не уступающего по чувствительности, точности и воспроизводимости показаний платиновому термометру сопротивления при более высоких темп-рах. В диапазоне 0,3—5,2 К низкотемпературная *термометрия* основана на зависимости давления насыщенных паров p_s гелия от темп-ры T, устанавливаемой газовым термометром. Эта зависимость была принята в качестве междунар. температурной шкалы в области 1,5—5,2 К (шкала ^{4}He, 1958) и 0,3—3,3 К (шкала ^{3}He, 1962). Зависимость $p_s(T)$ в этих температурных диапазонах не может быть представлена простой аналитич. ф-лой и поэтому табулируется; табличные данные обеспечивают точность определения темп-ры до тысячной доли кельвина.

В области Н. т. для целей практич. термометрии применяют гл. обр. термометры сопротивления (до 20 К — медный; в области водородных и гелиевых темп-р — вплоть до 1 мК — угольные, сопротивление к-рых возрастает при понижении темп-ры). Для измерения темп-ры ниже 100 К применяют также термометры сопротивления из чистого германия.

Ниже 1 К газовым термометром пользоваться практически нельзя. Для определения термодинамич. темп-ры в этой области используют методы *магнитной термометрии* и яд. методы. В основе яд. методов измерения Н. т. лежит принцип квант. статистич. физики, согласно к-рому равновесная заселённость дискр. уровней энергии системы зависит от темп-ры. В одном из таких методов измеряются интенсивности линий *ядерного магнитного резонанса*, определяемые разностью заселённостей уровней энергии ядер в магн. поле. В др. методе определяется зависящее от темп-ры отношение интенсивностей компонентов, на к-рые расщепляется линия резонансного гамма-излучения (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*) во внутр. магн. поле ферромагнетика.

Аналогом термометрии по давлению насыщенных паров в области сверхнизких темп-р явл. измерение темп-ры в диапазоне 30—100 мК по осмотич. давлению ^{3}He в смеси ^{3}He — ^{4}He. Абс. точность измерений — ок. 2 мК при чувствительности осмотич. термометра $\sim 0{,}01$ мК.

Физика Н. т. Применение Н. т. сыграло важную роль в изучении конденсиров. состояния в-ва. Особенно много новых фактов и закономерностей было открыто при изучении св-в разл. в-в при гелиевых темп-рах. Это привело к развитию спец. раздела физики — физики Н. т. При понижении темп-ры в св-вах в-в начинают проявляться особенности, связанные с наличием вз-ствий, к-рые при обычных темп-рах вуалируются тепловым движением атомов.

Благодаря значит. подавлению теплового движения атомов при Н. т. удалось обнаружить большое число макроскопич. явлений, имеющих квант. природу: существование гелия в жидком состоянии вплоть до абс. нуля темп-ры (0 К), явления *сверхтекучести*, *сверхпроводимости* и др. При Н. т. состояние тв. тела можно рассматривать как упорядоченное состояние, соответствующее 0 К, но с учётом влияния «газа» элем. возбуждений — *квазичастиц*. Введение разл. типов квазичастиц (*фононы*, *дырки*, *магноны* и др.) позволяет описать многообразие св-в в-в при Н. т. Термодинамич. св-ва газа квазичастиц определяют наблюдаемые макроскопич. равновесные св-ва в-ва. В свою очередь, методы статистич. физики позволяют вычислить св-ва газа квазичастиц из характера связи их энергии и импульса (*дисперсии закона*), устанавливаемого на базе изучения теплоёмкости, теплопроводности и др. тепловых и кинетич. св-в тв. тел при Н. т. На основе закона дисперсии магнонов удалось объяснить температурную зависимость намагниченности ферро- и антиферромагнетиков. Установление закона дисперсии эл-нов в металлах позволило объяснить ряд низкотемпературных св-в металлов (см. *Гальваномагнитные явления*, *Де Хааза — ван Альфена эффект*, *Циклотронный резонанс*). Н. т. широко

применяются при изучении разл. видов *магнитного резонанса*, св-в *полупроводников*, мол. кристаллов и во мн. др. случаях.

Охлаждение до сверхнизких темп-р применяется в яд. физике, напр. для создания мишеней и источников с поляризов. ядрами при изучении анизотропии рассеяния элементарных частиц.

Технические применения Н. т. Одна из гл. областей применения Н. т. в технике — разделение газов. Производство кислорода и азота в больших кол-вах основано на сжижении воздуха с последующим разделением его в ректификац. колоннах. Н. т. используют для получения высокого *вакуума* методом адсорбции на активированном угле или цеолите (адсорбционный насос) или непосредственно конденсации на металлич. стенках сосуда с хладагентом (крионасос). Охлаждение до темп-р жидкого воздуха или азота находит применение в медицине (лечение мозговых опухолей, кожных, урологич. и др. заболеваний, консервация живых тканей). Широко применяются Н. т. в электронике и радиотехнике для подавления аппаратурных *шумов*. Др. направление технич. применения Н. т. связано с использованием сверхпроводимости. Здесь наиболее важную роль играет создание сильных магн. полей (~10^2 кЭ), необходимых для *ускорителей* заряженных частиц, трековых приборов (*пузырьковая камера* и др.), магнитогидродинамических генераторов и многообразных лабораторных исследований (см. *Магнит сверхпроводящий*, *Сверхпроводящий магнитометр*).

● Физика низких температур, пер. с англ., под ред. А. И. Шальникова, М., 1959; Роуз-Инс А., Техника низкотемпературного эксперимента, пер. с англ., М., 1966; Мендельсон К., На пути к абсолютному нулю, пер. с англ., М., 1971; Линтон Э., Сверхпроводимость, пер. с англ., 2 изд., М., 1971; Справочник по физико-техническим основам криогеники, под ред. М. П. Малкова, 2 изд., М., 1973; Лоунасмаа О. В., Принципы и методы получения температур ниже 1К, пер. с англ., М., 1977.

И. П. Крылов.

НИЗКОВОЛЬТНАЯ ДУГА, одна из форм *дугового разряда*, характеризующаяся очень низким (ниже эфф. потенциала ионизации) напряжением горения. Н. д. существует обычно при искусственном (напр., путём нагрева катода) повышении тока электронной эмиссии.

НИКОЛЯ ПРИЗМА (николь), одна из наиб. известных *поляризационных призм*. Изобретена в 1828 англ. физиком У. Николем (W. Nicol). Изготовляется из исландского шпата ($CaCO_3$).

НИОБАТ ЛИТИЯ, синтетический монокристалл $LiNbO_3$. Впервые синтезирован в 1963. *Точечная группа симметрии* $3m$, плотность 4,63 г/см³, $T_{пл}$=1253°С, твёрдость по шкале Мооса 5. Прозрачен в области длин волн λ=0,33—6,7 мкм, оптически анизотропен (для λ=0,6 мкм n_0=2,3002, n_e = 2,2083 см; см. *Двойное лучепреломление*). *Сегнетоэлектрик* с темп-рой Кюри T_C=1140°С обладает пироэлектрич., пьезоэлектрич., электрооптич. св-вами. Один из важнейших нелинейно-оптич. кристаллов: используется в гидроакустике, в УЗ линиях задержки. Кристаллы Н. л., легированные Fe, перспективны для создания голографических систем управления лазерным лучом в качестве плёночных *световодов*. Волноводы на основе Н. л. используются для электрооптических и акустооптических переключающих устройств и др.

Н. В. Переломова.

НИТ (от лат. niteo — блещу, сверкаю) (нт, nt), прежнее наименование ед. яркости — *канделы на квадратный метр* (новыми стандартами на ед. СИ применение этого наименования не предусмотрено).

НИТЕВИ́ДНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ, микроскопич. монокристаллы, размеры к-рых в одном направлении во много раз больше, чем в остальных (типичная длина 1—2 мм, диаметр ~1—2 мкм). Обычно Н. к. растут в определ. кристаллографич. направлениях (напр., по нормали к плотноупакованной грани), имеют изометричное (шестиугольное, квадратное и т. д.) сечение; встречаются также тонкие ленточки и пластины (толщиной 0,1—10 мкм, шириной 0,1—1 мм).

Кристалл	Ag	Cu	Fe	Sn	Zn	Bi	Al_2O_3
Толщина, мкм	3,8	2	1,6	1	1	1,5	5
Удлинение, %	4	3,8	4,0	2,9	2,5	2,1	3
Нагрузка, кгс/мм²	176	82	1340	50	100	60	1500
Предельная нагрузка в кгс/мм² в массивных образцах толщиной в 1 мм	0,06	0,11	3	0,13	0,06	0,5	10

Существует неск. способов получения Н. к. Наиболее типичен рост Н. к. из газовой фазы, однако наблюдается также рост из р-ров и из тв. фазы. Напр., Н. к. K образуются при испарении K в вакууме; Si — при газофазной реакции $SiCl_4+2H_2 \rightleftarrows Si+4HCl$; NaCl — из пересыщенного водного р-ра; Sn — из тв. фазы. Скорости роста Н. к. в длину во много раз больше, чем в случае обычных кристаллов (как правило, из газовой фазы ~0,01 мм/с, но могут достигать 1—2 см/с).

Рост Н. к. из газа или пара происходит по т. н. механизму пар — жидкость — кристалл. На вершине растущего кристалла находится капля р-ра кристаллизуемого в-ва в к.-л. др. в-ве (напр., при выращивании Н. к. Si капля р-ра Si в Au). Атомы Si из пара диффундируют сквозь каплю и осаждаются на границе жидкость — кристалл, а капля отодвигается, оставаясь всё время на вершине Н. к. Такой механизм объясняет мн. особенности роста Н. к. (в т. ч. роль примесей, к-рые инициируют их рост) и позволяет создать методы их управляемого выращивания для пром. производства. При росте Н. к. из р-ров и из тв. фазы существенную роль играют винтовые *дислокации*: вершина или основание растущего Н. к. имеет нарастающую ступеньку, воспроизводящую себя по мере поступления в-ва к поверхности Н. к. Хотя указанные механизмы в осн. объясняют процессы образования Н. к., отдельные особенности их роста пока полностью не выяснены.

Н. к. обладают рядом уникальных свойств: они практически не имеют *дефектов* и их *прочность* близка к теоретическому пределу, то есть может превосходить прочность обычных монокристаллов в 10^2—10^3 раз (см. табл.). Это даёт возможность изучать влияние сильных упругих деформаций на разл. физ. свойства кристаллов, напр. электросопротивление. Большой диапазон толщин и высокая хим. чистота Н. к. используются для исследования *размерных эффектов*. Сконструирован ряд приборов (миниатюрные термометры, тензодатчики и датчики Холла, дозиметрич. приборы), в к-рых Н. к. играют роль датчиков. В электронике Н. к. используются как высокоэффективные автоэмиссионные катоды (см. *Автоэлектронная эмиссия*). Н. к. используются и для создания высокопрочных композиционных материалов.

● Бережкова Г. В., Нитевидные кристаллы, М., 1969; Гиваргизов Е. И., Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара, М., 1977.

Ю. А. Гайдуков, Е. И. Гиваргизов.

НОРМА́ЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ (центростремительное ускорение), составляющая *ускорения* точки при криволинейном движении, направленная по гл. нормали к траектории в сторону центра кривизны. При прямолинейном движении Н. у. равно нулю.

НОРМА́ЛЬНЫЕ ВО́ЛНЫ (собственные волны), бегущие гармонические волны в линейной динамич. системе с пост. параметрами, в к-рой можно пренебречь поглощением и рассеянием энергии. Н. в. явл. обобщением понятия *нормальных колебаний* на открытые области пр-ва и незамкнутые волноводные системы, в т. ч. на однородные и неоднородные безграничные среды, разл. типы волноводов и волн. каналов, струны, стерж-

ни, *замедляющие системы*, цепочки связанных *осцилляторов* (напр., *LC*-цепочки).

Совокупность Н. в. данной системы обладает след. св-вами. 1) Каждая Н. в. явл. свободным (без стороннего воздействия) движением системы и может быть возбуждена независимо от других Н. в. спец. выбором нач. условий. 2) Произвольный волн. процесс в системе без источников можно однозначно представить в виде суперпозиции Н. в. 3) Спектр частот Н. в. явл. сплошным, реальные процессы могут быть представлены в виде интегральных сумм Н. в. 4) В случае монохроматич. процессов средний по периоду поток энергии равен сумме потоков энергии отдельных Н. в.

Понятие Н. в. применяется и к системам конечной протяжённости, где, однако, их следует рассматривать как вынужденные движения, возбуждаемые гармонич. источниками, распределёнными вне области наблюдения, а совокупность Н. в. должна быть дополнена спадающими от источников «ближними» полями.

В наиб. простом случае сред и волноводных систем, параметры к-рых не меняются вдоль нек-рого направления (напр., вдоль оси z), Н. в. синусоидальны не только во времени, но и в пространстве и обладают неизменной поперечной структурой: $a_i = A_i(r_1, \omega)\cos(\omega t - k_z z)$, где ω — циклич. частота, k_z — продольное волн. число (с ним связаны продольная длина волны $\lambda_z = 2\pi/k_z$ и фазовая скорость $v_\Phi = \omega/k_z$), A_i — распределение амплитуды одного из компонентов волн. поля, зависящее только от поперечных к оси z координат r_1. Связь между ω и k_z определяет дисперсионные св-ва Н. в. (см. *Дисперсия волн*) и, как правило, явл. неоднозначной — одному значению k_z соответствует набор Н. в. с разными частотами. Н. в., частоты и волн. числа к-рых принадлежат отдельной непрерывной дисперсионной ветви многозначной функции $\omega = \omega(k_z)$, относятся к одной норм. моде системы (или просто *моде*). Моды различаются либо амплитудными и поляризац. структурами полей, либо физ. природой процессов.

В однородных безграничных средах Н. в. принято называть однородные плоские волны, распространяющиеся в произвольных направлениях. В изотропных средах волн. число k_0 не зависит от направления распространения, а поляризация поперечных волн может быть произвольной. В анизотропных и *гиротропных средах* k_0 зависит от направления распространения (соответственно различают обыкновенные и необыкновенные Н. в.). На рис. 1 приведены дисперсионные ветви Н. в. в изотропной неизотермич. *плазме*. Частотные спектры поперечных эл.-магн. и *ленгмюровских волн* ограничены снизу электронной плазменной частотой ω_{pe}, спектр ионно-звуковых волн ограничен сверху ионной плазменной частотой ω_{pi}; значения частот и волн. чисел, ограничивающих дисперсионную ветвь, наз. критическими для данной моды.

В экранированных волноводных системах (металлич. *радиоволноводы*, *волноводы акустические*, упругие пластины, звук. каналы в водоёмах с тв. дном и т. д.) существует дискретное множество мод, поля к-рых локализованы в поперечных сечениях отражающими границами (экранами).

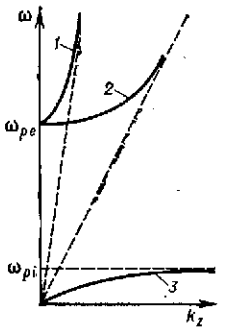


Рис. 1. Дисперсия норм. волн в изотропной плазме: *1* — ветвь поперечных электромагнитных, *2* — ленгмюровских, *3* — ионно-звуковых волн.

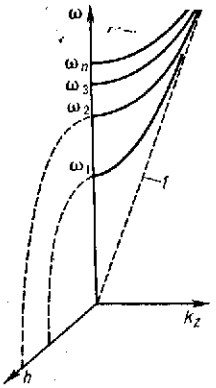


Рис. 2. Дисперсия норм. волн в экранир. системах: *1* — ветвь квазистатич. мод; h — декремент экспоненциально спадающих мод.

Структура мод определяется формой поперечных двухмерных норм. колебаний ($k_z = 0$, $\partial/\partial z = 0$), а критич. частоты — собств. частотами этих колебаний ω_n, где $n = 1, 2, \ldots$ (рис. 2). При $\omega < \omega_n$ данной моде соответствуют экспоненциально спадающие или нарастающие поля.

В открытых волн. каналах поперечная локализация Н. в. основана на эффекте полного внутр. отражения либо на резких границах раздела сред (диэлектрич. волноводы, световоды), либо на плавных неоднородностях среды (звук. каналы в океане и атмосфере, ионосферные радиоканалы, каналы внутр. волн в океане и т. д.). Предельным случаем волн. каналов явл. поверхности раздела сред, вдоль к-рых могут распространяться поверхностные Н. в.

Значение Н. в. определяется их структурной устойчивостью по отношению к малым, а также к медленным и плавным изменениям параметров системы, что допускает широкое (хотя и не вполне строгое) обобщение понятия Н. в. на системы со слабыми потерями и нелинейными вз-ствиями. Метод Н. в. (т. е. разложение полей по Н. в.) применяется при изучении природных волн. явлений (эл.-магн., акустич., гидродинамических и т. д.) и при конструировании волн. технич. устройств.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Завадский В. Ю., Вычисление волновых полей в открытых областях и волноводах, М., 1972.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

НОРМА́ЛЬНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ (нормальные моды), собственные (свободные) гармонич. колебания линейных динамич. систем с пост. параметрами, в к-рых отсутствуют как потери, так и приток извне колебат. энергии. Каждое Н. к. характеризуется определ. значением частоты, с к-рой осциллируют все элементы системы, и формой — распределением амплитуд и фаз по элементам системы. Линейно независимые Н. к., отличающиеся формой, но имеющие одну и ту же частоту, наз. вырожденными. Частоты Н. к. наз. собственными частотами системы.

В дискретных системах, состоящих из N связанных гармонич. осцилляторов (напр., механич. маятников, *колебательных контуров*), число Н. к. равно N. В распределённых системах (струна, мембрана, резонатор) существует бесконечное, но счётное множество Н. к. Произвольное свободное движение колебат. системы может быть представлено в виде суперпозиции Н. к.; при этом полная энергия движения распадается на сумму парциальных энергий, отдельных Н. к. Т. о., линейная система ведёт себя, как набор независимых гармонич. осцилляторов, к-рые могут быть выбраны в кач-ве обобщённых норм. координат, описывающих движение в целом. Однако в динамич. системах могут существовать и собств. движения, не сводящиеся к Н. к. (равномерные вращения, постоянные токи и др.).

При внеш. возбуждении системы Н. к. в значит. мере определяют её резонансные св-ва. *Резонанс* может возникнуть лишь в том случае, когда частота гармонич. внеш. воздействия близка к одной из собств. частот системы либо к их линейной комбинации, если внеш. воздействие меняет параметры системы (*параметрический резонанс*). При этом важным оказывается также и пространств. распределение воздействия — макс. эффект достигается при соблюдении не только временно́го, но и «пространственного синхронизма» (см. *Нелинейная оптика*).

В линейных системах с перем. параметрами при выполнении определ. условий также возможно представление движений в виде суперпозиции Н. к., отличающихся, однако, от гармонических. Понятие Н. к. может быть приближённо распространено на системы, содержащие неконсервативные и нелинейные элементы, если их воздействие приводит к медленным изменениям амплитуд и фаз квазигармонич. Н. к. (в масштабе периода самих Н. к. или периода биений между ними).

Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., М., 1974 (Берклеевский курс физики, т. 3).

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

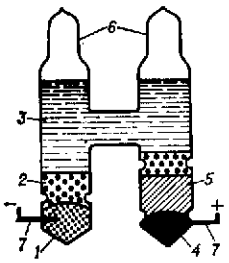
НОРМА́ЛЬНЫЕ УСЛО́ВИЯ, 1) условия применения *средств измерений*, при к-рых влияющие на их показания величины (темп-ра, питающее напряжение и др.) имеют норм. (установленные) значения или находятся в пределах норм. области значений. Н. у. указываются на шкалах средств измерений, в стандартах на них, технич. описаниях и инструкциях к использованию. Пределы допускаемых осн. *погрешностей измерений* устанавливаются для Н. у. Для электроизмерит. приборов за Н. у. часто принимают следующие: темп-ра — в пределах 20±2°С, питающее напряжение — указанное на шкале ±2%, частота — в пределах 49—51 Гц; 2) физ. условия, определяемые давлением $p=101325$ Па $=760$ мм рт.ст. (норм. атмосфера) и темп-рой 273,15К (0°С), при к-рых молярный объём газа $V_0=2{,}2414\cdot10^{-2}$ м³/моль. Норм. ускорение свободного падения принимают равным $g_n=9{,}80665$ м/с².

К. П. Широков.

НОРМА́ЛЬНЫЙ ТОН, основной тон музыкальной настройки. За Н. т. принят звук «ля» первой октавы с частотой 440 Гц. Воспроизводится он эталонным камертоном. По Н. т. устанавливают музыкальный строй инструментов.

НОРМА́ЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕ́НТ, гальванич. элемент, служащий *мерой* эдс пост. тока. Применяется гл. обр. при измерениях электрич. величин, основанных на методе сравнения с мерой (см., напр., *Потенциометр*).

В кач-ве Н. э. наиболее распространены гальванич. элементы Вестона с жидким электролитом (насыщенные и ненасыщенные) и насыщенные без жидкого электролита (малогабаритные). Насыщенный Н. э.с жидким электролитом (рис.) позволяет воспроизводить эдс при темп-ре 20°С в диапазоне (1,018540—1,018730) В с погрешностью до 0,0005%. Изменение эдс за 1 год у Н. э. высшего класса точности не превышает 5 мкВ. Внутр. сопротивление не более 1000 Ом (при площади электродов 50 мм² и более). Наибольший допускаемый ток 0,1—1 мкА.



Устройство насыщенного гальванич. элемента Вестона: *1* — амальгама кадмия (10% Cd, 90% Hg); *2* — кристаллы сульфата кадмия $3CdSO_4\cdot8H_2O$; *3* — электролит (насыщенный водный р-р сульфата кадмия, содержащий избыток кристаллов); *4* — ртуть; *5* — паста из сульфата ртути Hg_2SO_4 (деполяризатор); *6* — герметичный стеклянный сосуд; *7* — платиновые выводы электродов.

Ненасыщенные Н. э. (с водным р-ром $CdSO_4$, к-рый при комнатной темп-ре ненасыщен) несколько уступают насыщенным Н. э. по воспроизводимости (1,018800—1,019600) В, погрешности (до 0,002%), стабильности (за 1 год до 20 мкВ для высшего класса точности); однако они менее чувствительны к механич. воздействиям и изменениям темп-ры, допускают протекание большего тока (0,5—10 мкА), обладают меньшим внутр. сопротивлением (300—600 Ом). Находят применение в переносных электроизмерит. приборах.

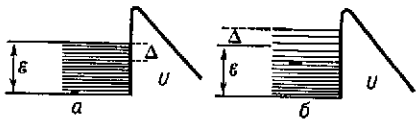
Требования к Н. э. стандартизованы ГОСТом 1954—75.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

НОСИ́ТЕЛИ ЗАРЯ́ДА (носители тока), общее название заряж. подвижных ч-ц или *квазичастиц*, способных обеспечивать прохождение электрич. тока через в-во. Чаще всего термин «Н. т.» применяется в физике *твёрдого тела*, где объединяет эл-ны проводимости и дырки (см. также *Металлы*, *Полупроводники*).

НОТТИНГЕ́МА ЭФФЕ́КТ, выделение теплоты на катоде при *автоэлектронной эмиссии* и поглощение теплоты при термоавтоэлектронной эмиссии, обусловленные разницей между ср. энергией эл-нов, подходящих к поверхности катода и покидающих его. При низкой темп-ре (при автоэлектронной эмиссии, рис., *а*) распределение эл-нов по энергиям практически не отличается от распределения Ферми при абс. нуле. Поэтому сквозь потенц. барьер U в вакуум уходят эл-ны, энергия к-рых несколько ниже уровня Ферми (на величину $\sim\Delta\mathcal{E}$). При этом происходит нагревание эмиттера за счёт энергии эл-нов, приходящих из электрич. цепи на освобождающиеся уровни. В случае термоавтоэлектронной эмиссии (при высокой температуре) эл-ны уходят с уровней, лежащих выше уровня Ферми (рис., *б*). Заполнение этих уровней эл-нами, приходящими из цепи, приводит к охлаждению эмиттера. Открыт У. Б. Ноттингемом (W. B. Nottingham; США) в 1941.



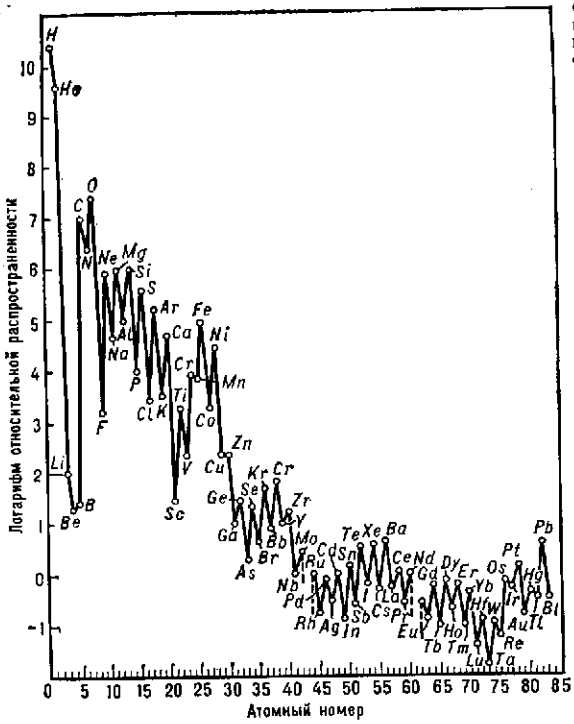
Энергия $\mathcal{E}$ эл-нов внутри и вне металла при наличии сильного электрич. поля; $\Delta\mathcal{E}$ — область энергий эл-нов, участвующих в эмиссии.

● Nottingham W. B., «Phys. Rev.», 1941, т. 59, с. 906.

Л. А. Сена.

НУКЛЕОСИ́НТЕЗ (от лат. nucleus — ядро и греч. sýnthesis — соединение, составление), цепочка *ядерных реакций*, ведущая к образованию тяжёлых ат. ядер из других, более лёгких ядер. Теория Н. стремится объяснить распространённость (иногда говорят — обилие) хим. элементов и их изотопов в природе. На рис. приведена кривая относит. распространённости хим. элементов. Кривая построена на основе данных о составе земной коры, метеоритов, в-ва Луны, атмосфер Солнца и звёзд (по спектр. наблюдениям), *солнечного ветра*, *космических лучей*. Наиболее распространены элементы: H, He, C, O, Ne, Mg, Si, S, Ar и Fe; причём на долю водорода и гелия приходится 99,9% в-ва (по массе). Распространённость довольно резко падает до циркония (ат. номер 40), а затем снижается постепенно; ядра с чётным номером количественно преобладают над нечётными ядрами; ядра с числом протонов или нейтронов, равным 2, 8, 14, 20, 28, 50, 82 и 126 (*магические ядра*), примерно в 10 раз более распространены, чем соседние с ними элементы. Из числа немагич. ядер особенно обилен изотоп ^{56}Fe и соседние с ним элементы (область «железного пика»), в то же время целый ряд ядер (т. н. обойдённые ядра): ^{74}Se, ^{78}Kr, ^{92}Mo, ^{96}Ru и др. имеет распространённость на два порядка меньшую, чем соседние ядра. Эти данные явл. пробным камнем для любой теории происхождения элементов, а также образования и эволюции звёзд, поскольку, согласно совр. взглядам, синтез элементов связан гл. обр. со звёздной стадией эволюции Вселенной. В недрах звёзд протекают *термоядерные реакции*, в результате к-рых водород и гелий, образовавшиеся на дозвёздной стадии развития Вселенной (в отношении ^{4}He/^{1}H $\approx 0{,}1$ по числу атомов, см. *Космология*), превращаются в более тяжёлые элементы. В-во звёзд первого поколения, обогащённое тяжёлыми элементами, благодаря процессам истечения в-ва и взрывам звёзд рассеивается в межзвёздной среде и участвует затем в формировании звёзд второго поколения, в недрах к-рых продолжается синтез элементов.

В яд. астрофизике обычно выделяют след. процессы Н.: превращение водорода в гелий по реакциям *водородного цикла* и *углеродного цикла*, они служат источником энергии для звёзд главной последовательности, в т. ч. Солнца (см. *Звёзды*); α-процесс — совокупность термоядерных реакций, в результате к-рых три ядра гелия образуют ядро углерода ^{12}C, этот углерод может далее реагировать с гелием, давая кислород $^{12}C+{}^4He\to{}^{16}O$, кислород с гелием — неон ^{20}Ne и т. д. вплоть до кремния ^{28}Si; e-процесс — образование железа и соседних с ним элементов в области «железного пика» в условиях термодинамич. равновесия при $T\sim3\cdot10^9$—



Относительная распространённость элементов (число атомов на 10^4 атомов Si) в зависимости от атомного номера.

10^{10} К. Таким путём создаются, по-видимому, лёгкие и средние элементы, включая элементы области «железного пика», за исключением нек-рых лёгких элементов, о к-рых будет сказано ниже. Более тяжёлые элементы образуются, скорее всего, в реакциях под действием нейтронов, а не заряж. ч-ц. Реакции между заряж. ч-цами требуют преодоления энергетич. (кулоновского) барьера. Реакции же под действием нейтронов не имеют энергетич. барьера, но сами нейтроны явл. продуктом др. ядерных процессов, и, как выяснилось при расчётах, малую распространённость ряда элементов можно объяснить нехваткой нейтронов, необходимых для их синтеза. Различают два вида реакций с нейтронами: *s*-процесс — медленный захват нейтронов ядрами, при к-ром часть возникших ядер, неустойчивых относительно бета-распада, всегда распадается прежде, чем успеет присоединиться следующий нейтрон; за счёт *s*-процесса могут образовываться в выгоревших ядрах звёзд-гигантов элементы до ^{209}Bi; *r*-процесс — быстрый захват нейтронов, при к-ром образовавшееся ядро присоединяет неск. нейтронов до того, как становится настолько неустойчивым, что теряет способность захватывать нейтроны и распадается. Для эффективного протекания *r*-процесса плотность потока нейтронов должна достигать $\sim 10^{24}-10^{30}$ нейтрон/(см$^2\cdot$с), что возможно лишь в нач. момент вспышки сверхновой звезды. Особенно интенсивно Н. идёт при вспышках сверхновых звёзд, когда в межзвёздное пр-во выбрасывается много в-ва, содержащего элементы из области «железного пика» и соседних областей, и возникают ч-цы высоких энергий, в т. ч. нейтроны, участвующие в яд. реакциях. В результате *r*-процесса образуются богатые нейтронами тяжёлые элементы (в т. ч. U, Th) с массовыми числами до 270.

Грубо говоря, *r*-процессом создаются изотопы, богатые нейтронами, а *s*-процессом — изотопы с относительно бо́льшим числом протонов. Изотопы, к-рые не могут быть образованы никакой цепочкой нейтронных захватов (т. е. обойдённые ядра), обладают самым большим числом протонов. Предполагают, что они могли возникнуть при реакциях с участием протонов (*p*-процессы). Наконец, образование дейтерия, лития, бериллия и бора связывают с *x*-процессом — с реакциями скалывания, в к-рых лёгкие ч-цы (протоны и др.) первичных косм. лучей, сталкиваясь с тяжёлыми ядрами, выбивают из них лёгкие осколки (ядра D, Li, Be, B). Имеются веские основания считать, что обойдённые ядра и указанные выше лёгкие ядра также возникают в процессах нейтринного Н., к-рый возможен в окрестности звёзд, испытывающих гравитац. коллапс и излучающих мощные потоки нейтрино. Ряд минимумов на кривой распространённости элементов в области средних ядер (Ga, As и др.) связан, по-видимому, с недостаточной мощностью природных источников нейтронов. Прямое подтверждение теории Н. должна дать нейтринная астрономия, т. к. по потокам нейтрино из недр Солнца и звёзд можно судить о характере и интенсивности протекающих там термоядерных и ядерных реакций.

● Бербидж Дж., Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1964; Соботович Э. В., Изотопная космохимия, М., 1974; Тейлер Р. Дж., Происхождение химических элементов, пер. с англ., М., 1975.

НУКЛИ́ДЫ, общее назв. ат. ядер, отличающихся числом нейтронов N и протонов Z. Н. с одинаковыми Z и разными N наз. *изотопами*.

НУКЛО́ННЫЕ ИЗОБА́РЫ, то же, что барионные *резонансы* с нулевой *странностью*.

НУКЛО́НЫ (от лат. nucleus — ядро), общее наименование для протонов и нейтронов — ч-ц, из к-рых построены все *ядра атомные*. См. также *Изотопическая инвариантность*.

НУЛЕВА́Я ЭНЕ́РГИЯ, разность между энергией осн. состояния квантовомеханич. системы и энергией, соответствующей минимуму потенц. энергии системы. Существование Н. э. явл. следствием *неопределённостей соотношения*. В классич. механике считалось, что ч-ца может находиться в точке, отвечающей минимуму потенц. энергии, обладая одновременно нулевой кинетич. энергией. В этом случае ч-ца находится в состоянии устойчивого равновесия и имеет миним. энергию, равную потенц. энергии в точке равновесия. Вследствие квантовомеханич. соотношения неопределённостей для координаты (x) и импульса (p): $\Delta p\,\Delta x \sim \hbar$ локализация ч-цы ($\Delta x \to 0$) вблизи минимума потенциала приводит к большому значению ср. кинетич. энергии ч-цы из-за большого разброса в значениях импульса ($\Delta p \sim \hbar/\Delta x$). С другой стороны, уменьшение степени локализации ч-цы ($\Delta x \neq 0$) приводит к увеличению ср. потенц. энергии, т. к. ч-ца проводит значит. время в области пр-ва, где потенциал превышает миним. значение. Энергия осн. уровня соответствует наименьшей возможной энергии квантовомеханич. системы, совместимой с соотношением неопределённостей.

Наличие Н. э.— общее св-во связанных систем микрочастиц. Система не может перейти в состояние с энергией, меньшей Н. э., без изменения своей структуры. *С. С. Герштейн.*

НУЛЕВО́Й ЗВУК, особого рода колебания, к-рые могут распространяться в квант. жидкостях (ферми-жидкостях, напр. в жидком ^{3}He) при температурах, очень близких к абс. нулю. Н. з. связан с отклонением ф-ции распределения существующих в ферми-жидкости элем. возбуждений (*квазичастиц*) от равновесного значения. Скорость Н. з. c_0 не совпадает со скоростью обычного звука c, к-рая определяется сжимаемостью жидкости, причём $c_0 > c$. Н. з. был предсказан Л. Д. Ландау (1957) на основе общей теории ферми-жидкости, экспериментально обнаружен в жидком ^{3}He амер. физиками в 1966. В температурном интервале от 2 до 100 мК и давлении 0,32 атм ср. значение $\bar{c}$ составило 187,9 м/с, а $\bar{c}_0$=194,4 м/с (на частотах 15,4 и 45,5 МГц). Н. з. может возникать также в металлах, эл-ны в к-рых образуют заряженную ферми-жидкость.

● Абель В. Р., Андерсон А. К., Уитли Дж. К., Распространение нулевого звука в жидком He^3 при низких температурах, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, в. 2. См. также лит. при ст. *Квантовая жидкость*.

НУЛЕВО́Й МЕ́ТОД ИЗМЕРЕ́НИЙ, одна из разновидностей метода сравнения с *мерой*, в к-рой на *нулевой прибор* воздействует сигнал, пропорц. разности между измеряемой величиной и известной величиной, причём эту разность доводят до нуля. Для вос-

произведения физ. величин определ. размера, служащих для сравнения, в Н. м. и. применяют меры этих величин. Примеры Н. м. и.: измерения массы при помощи гирь на рычажных весах, измерения электрич. величин (эдс, напряжения, ёмкости, сопротивления и др.), а также неэлектрич. величин, преобразованных в электрические (темп-ры, давления, деформаций и т. д.) с применением потенциометров и измерит. мостов (см. также *Компенсационный метод измерений*). Уравновешивание прибора сравнения может быть автоматизировано.

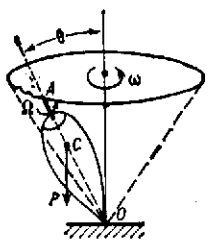
● Маликов С. Ф., Тюрин Н. И., Введение в метрологию, 2 изд., М., 1966; Карандеев К. Б., Специальные методы электрических измерений, М.—Л., 1963.

К. П. Широхов.

НУЛЕВО́Й ПРИБО́Р (нуль-индикатор), прибор для обнаружения неравенства сравниваемых величин при *нулевом методе измерений*. В качестве Н. п. могут применяться гальванометры, электрометры, электронно-лучевые трубки и др. устройства.

НУССЕЛЬТА ЧИСЛО [по имени нем. физика В. Нуссельта (W. Nußelt)], безразмерный параметр, характеризующий интенсивность конвективного *теплообмена* между поверхностью тела и потоком газа (жидкости) в случае вынужденной и естественной *конвекции*. Н. ч. $Nu=\alpha l/\lambda$, где $\alpha=Q/\Delta TS$ — коэфф. теплообмена, Q — кол-во теплоты, отдаваемой (или получаемой) поверхностью тела в единицу времени, $\Delta T>0$ — разница между темп-рой поверхности тела и темп-рой газа (жидкости) вне пограничного слоя, S — площадь поверхности, l — характерный размер, λ — коэфф. теплопроводности газа.

НУТАЦИЯ (от лат. nutatio — колебание), происходящее одновременно с *прецессией* движение тв. тела, при к-ром изменяется угол между осью собств. вращения тела и осью, вокруг к-рой происходит прецессия; этот угол наз. углом Н. (см. *Эйлеровы углы*). У *гироскопа* (волчка), движущегося под действием силы тяжести P (рис.), Н. представляет собой колебания оси гироскопа, амплитуда и период к-рых тем меньше, а частота тем больше, чем больше угловая скорость его собств. вращения Ω. При больших Ω амплитуда $\theta_1-\theta_0$ и период τ Н. приближённо равны:



$$\theta_1-\theta_0\approx\frac{2Pal_x\sin\theta_0}{I_z^2\Omega^2},\quad \tau\approx\frac{2\pi I_x}{I_z\Omega},$$

где θ_0 и θ_1 — пределы изменения угла Н. θ, a — расстояние от неподвижной точки до центра тяжести, I_z — момент инерции гироскопа относительно его оси симметрии, I_x — момент инерции относительно оси, перпендикулярной к оси симметрии и проходящей через неподвижную точку.

Под Н. гироскопич. системы (механич. системы, содержащей гироскоп) понимают то периодич. изменение углов, определяющих положение системы, к-рое происходит с малыми амплитудами и большими частотами. Из-за наличия сопротивлений (трения) нутац. колебания довольно быстро затухают, после чего гироскоп (или гироскопич. система) совершает чисто прецессионное движение. *С. М. Тарг.*

НЬЮТО́Н (Н, N), единица СИ силы. Названа в честь англ. учёного И. Ньютона (I. Newton). 1 Н — сила, сообщающая телу массой 1 кг ускорение 1 м/с^2 в направлении действия силы. 1 Н$=10^5$ дин $=0{,}102$ кгс.

НЬЮТОНА ЗАКО́Н ТЯГОТЕ́НИЯ (всемирного тяготения закон), см. в ст. *Тяготение*.

НЬЮТОНА ЗАКО́НЫ МЕХА́НИКИ, три закона, лежащие в основе т. н. классич. механики или механики Ньютона. Сформулированы И. Ньютоном (1687). Первый закон: «Всякое тело продолжает удерживаться в своём состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменить это состояние». Второй закон: «Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует». Третий закон: «Действию всегда есть равное и противоположное противодействие, иначе, взаимодействия двух тел друг на друга между собой равны и направлены в противоположные стороны». Н. з. м. появились как результат обобщения многочисл. наблюдений, опытов и теоретич. исследований итал. учёного Г. Галилея, голл. учёного Х. Гюйгенса, И. Ньютона и др.

Согласно совр. представлениям и терминологии, в первом и втором законах под телом следует понимать *материальную точку*, а под движением — движение относительно *инерциальной системы отсчёта*. Матем. выражение второго закона в классич. механике имеет вид:

$$\frac{d(mv)}{dt}=F \quad \text{или} \quad mw=F,$$

где m — масса точки, v — её скорость, w — ускорение, t — время, F — действующая сила (см. *Динамика*).

Н. з. м. перестают быть справедливыми для движения объектов очень малых размеров, сравнимых с размерами атомов (напр., элем. ч-цы), и при движениях со скоростями, близкими к скорости света. См. *Квантовая механика*, *Относительности теория*.

● Галилей Г., Беседы и математические доказательства, касающиеся двух новых отраслей науки, относящихся к механике и местному движению, Соч., [пер. с лат.], т. 1, М.—Л., 1934; Ньютон И., Математические начала натуральной философии, пер. с лат., и кн.: Крылов А. Н., Собр. трудов, т. 7, М.—Л., 1936. См. также лит. при ст. *Механика*.

С. М. Тарг.

НЬЮТОНА КОЛЬЦА, интерференционные *полосы равной толщины* в форме колец, расположенных концентрически вокруг точки касания двух сферич. поверхностей либо плоскости и сферы. Впервые описаны в 1675 И. Ньютоном. *Интерференция света* происходит в тонком зазоре (обычно воздушном), разделяющем соприкасающиеся поверхности; этот зазор играет роль тонкой плёнки (см. *Оптика тонких слоёв*). Н. к. наблюдаются и в проходящем, и — более отчётливо — в отражённом свете. При освещении монохроматич. светом длины волны λ Н. к. представляют собой чередующиеся тёмные и светлые полосы (рис. 1). Светлые возникают в местах, где разность фаз между прямым и дважды отражённым лучом (в проходящем свете) или между лучами, отражёнными от обеих соприкасающихся поверхностей (в отражённом свете), равна $2n\pi$ ($n=1, 2, 3, \ldots$) (т. е. разность хода Δ_m равна чётному числу полуволн). Тёмные кольца образуются там, где разность фаз равна $(2n+1)\pi$. Разность фаз лучей определяется толщиной зазора δ_m с учётом изменения фазы световой волны при отражении (см. *Отражение света*). Так, при отражении от границы воздух — стекло фаза меняется на π, а при отражении от границы стекло — воздух фаза остаётся неизменной. Поэтому в случае двух стеклянных поверхностей (рис. 2), с учётом различий в условиях отражения от нижней и верхней поверхности зазора (потеря полуволны), m-е тёмное кольцо образуется, если $\Delta_m=2\delta_m+\lambda/2=(2m+1)\lambda/2$, т. е. при толщине зазора $\delta_m=m\lambda/2$. Радиус r_m m-го кольца определяется из треугольника $A'O'C$: $r_m^2=R^2-(R-\delta_m)^2\approx 2R\delta_m$. Откуда $r_m=\sqrt{2R\delta_m}$, а для тёмного m-го кольца $r_m=\sqrt{Rm\lambda}$. Это соотношение позволяет с хорошей точностью определять λ по измерениям.

Рис. 1. Кольца Ньютона в отражённом свете.

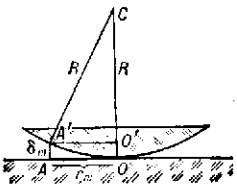


Рис. 2. Схема образования колец Ньютона: O — точка касания сферич. радиуса R и плоской поверхности; δ_m — толщина возд. зазора в области образования кольца радиуса r_m.

r_m. Если λ известна, Н. к. можно использовать для измерения радиусов поверхностей линз и контроля правильности формы сферич. и плоских поверхностей. При освещении немонохроматическим (напр., белым) светом Н. к. становятся цветными. Наиболее отчётливо Н. к. наблюдаются при малой толщине зазора (т. е. при использовании сферич. поверхностей больших радиусов).

● Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; Дитчберн Р., Физическая оптика, пер. с англ., М., 1965. *А. П. Гагарин.*

НЬЮТОН-МЕТР (Н·м, N·m), единица СИ момента силы и момента пары сил. 1 Н·м — момент силы, равной 1 Н, относительно точки, расположенной на расстоянии 1 м от линии действия силы. 1 Н·м$=10^7$ дин·см$=$ $=0{,}102$ кгс·м.

НЬЮТОНОВСКАЯ ЖИДКОСТЬ (вязкая жидкость), жидкость, подчиняющаяся при своём течении закону вязкого трения Ньютона (1684). Для прямолинейного ламинарного течения этот закон устанавливает наличие линейной зависимости (прямой пропорциональности) между касательным напряжением τ в плоскостях соприкосновения слоёв жидкости и производной от скорости течения v по направлению нормали n к этим плоскостям, т. е. $\tau=\mu dv/dn$, где μ — динамич. коэфф. вязкости. В общем случае пространств. течения для Н. ж. имеет место линейная зависимость между тензорами напряжений и скоростей деформации. Св-вами Н. ж. обладают большинство жидкостей (вода, смазочное масло и др.) и все газы. Течение Н. ж. изучается в *гидроаэромеханике*. Жидкости, для к-рых указанные выше зависимости не явл. линейными, наз. н е н ь ю т о н о в с к и м и. К ним относится, напр., ряд суспензий и р-ров полимеров. Течение неньютоновских жидкостей изучается в *реологии*.

НЬЮТОН-СЕКУНДА (Н·с, N·s), единица СИ импульса силы. 1 Н·с — импульс силы, равной 1 Н и действующей в течение 1 с. 1 Н·с$=10^5$ дин·с$=0{,}102$ кгс·с.

О

ОБЕРТО́Н (нем. Oberton, от ober — верхний и Ton — тон), синусоидальная составляющая периодич. колебания сложной формы с частотой, более высокой, чем *основной тон*. Любое периодич. колебание можно представить как сумму осн. тона и обертонов, причём часто́ты и амплитуды этих О. определяются как физ. свойствами колебат. системы, так и способом её возбуждения. Если частоты всех О.— целые, кратные основной частоте, то такие О. наз. гармоническими, или гармониками. Если же частоты зависят от осн. частоты более сложным образом, то говорят о негармонич. О. В этом случае периодич. колебание также может быть представлено как сумма гармоник, но это разложение будет приближённым, тем более точным, чем большее число гармоник взято. Если частота осн. тона f (первый О.), то частота второго О. равна $2f$ или близка к этому значению, частота третьего — $3f$ и т. д.

ОБЛУЧЁННОСТЬ, то же, что *энергетическая освещённость*.

ОБМЁННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, специфич. взаимное влияние *тождественных частиц*, эффективно проявляющееся как результат нек-рого особого вз-ствия. О. в.— чисто квантовомеханич. эффект, не имеющий аналога в классич. физике (см. *Квантовая механика*).

Вследствие квантовомеханич. принципа неразличимости одинаковых ч-ц (*тождественности принципа*) волн. ф-ция системы должна обладать определ. симметрией относительно перестановки двух таких ч-ц, т. е. их координат и проекций *спинов*: для ч-ц с целым спином — *бозонов* — волн. ф-ция системы не меняется при такой перестановке (явл. симметричной), а для ч-ц с полуцелым спином — *фермионов* — меняет знак (явл. антисимметричной). Если силы вз-ствия между ч-цами не зависят от их спинов, волн. ф-цию системы можно представить в виде произведения двух ф-ций, одна из к-рых зависит только от координат ч-ц, а другая — только от их спинов. В этом случае из принципа тождественности следует, что координатная часть волн. ф-ции, описывающая движение ч-ц в пр-ве, должна обладать определ. симметрией относительно перестановки координат одинаковых ч-ц, зависящей от симметрии спиновой части волн. ф-ции. Наличие такой симметрии означает, что имеет место определ. согласованность, корреляция движения одинаковых ч-ц, к-рая сказывается на энергии системы (даже в отсутствие силовых вз-ствий между ч-цами). Поскольку обычно влияние ч-ц друг на друга явл. результатом действия между ними к.-л. сил, о взаимном влиянии одинаковых ч-ц, вытекающем из принципа тождественности, говорят как о проявлении специфич. вз-ствия — О. в.

Возникновение О. в. можно проиллюстрировать на примере атома гелия (впервые это было сделано нем. физиком В. Гейзенбергом в 1926). Спиновые вз-ствия в лёгких атомах малы, поэтому волн. ф-ция Ψ двух эл-нов в атоме гелия может быть представлена в виде:

$$\Psi=\Phi(r_1, r_2)\,\chi(s_1, s_2), \qquad (1)$$

где $\Phi(r_1, r_2)$ — ф-ция координат r_1, r_2 эл-нов, а $\chi(s_1, s_2)$ — ф-ция проекций их спинов s_1, s_2 на нек-рое направление. Т. к. эл-ны явл. фермионами, полная волн. ф-ция Ψ должна быть антисимметричной. Если суммарный спин S обоих эл-нов равен нулю (спины антипараллельны — парагелий), то спиновая ф-ция χ антисимметрична относительно перестановки спиновых переменных и, следовательно, координатная ф-ция Φ должна быть симметричной относительно перестановки координат эл-нов. Если же $S=1$ (спины параллельны — ортогелий), то χ симметрична, а Φ — антисимметрична. Обозначая через $\psi_n(r_1)$, $\psi_m(r_2)$ волн. ф-ции отд. эл-нов в атоме гелия (индексы n и m означают набор квант. чисел, определяющих состояние эл-на в атоме), можно, пренебрегая сначала вз-ствием между эл-нами, записать координатную часть волн. ф-ции в виде:

$$\begin{aligned}\Phi_a&=\frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_n(r_1)\,\psi_m(r_2)-\\&-\psi_m(r_1)\,\psi_n(r_2)]\ \text{для}\ S=1,\\ \Phi_c&=\frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_n(r_1)\,\psi_m(r_2)+\\&+\psi_m(r_1)\,\psi_n(r_2)]\ \text{для}\ S=0\end{aligned} \qquad (2)$$

(множитель $1/\sqrt{2}$ введён для нормировки волн. ф-ции). В состоянии с антисимметричной координатной ф-цией Φ_a ср. расстояние между эл-нами оказывается бо́льшим, чем в состоянии с симметричной ф-цией Φ_c; это видно из того, что вероятность $|\Psi|^2=$ $=|\Phi_a|^2|\chi_c|^2$ нахождения эл-нов в одной и той же точке $r_1=r_2$ для состояния Φ_a равна нулю. Поэтому ср. энергия кулоновского вз-ствия (отталкивания) двух эл-нов оказывается в состоянии Φ_a меньшей, чем в состоянии Φ_c. Поправка к энергии системы, связанная с вз-ствием эл-нов, определяется по теории возмущений и равна

$$\mathcal{E}_{\text{вз}}=K\pm A, \qquad (3)$$

где знаки $\pm$ относятся соответственно к симметричному и антисимметричному координатным состояниям

$$K=e^2\int\frac{|\psi_n(r_1)|^2\,|\psi_m(r_2)|^2}{|r_1-r_2|}\,d\tau_1\,d\tau_2, \qquad (4)$$

$$A=e^2\int\frac{\psi_n^*(r_1)\,\psi_m(r_1)\,\psi_m^*(r_2)\,\psi_n(r_2)}{|r_1-r_2|}\times \qquad (4')$$
$$\times d\tau_1\,d\tau_2$$

(e — заряд эл-на, $d\tau=dx\,dy\,dz$ — элемент объёма). Величина K имеет

наглядный классич. смысл и соответствует электростатич. вз-ствию двух заряж. «облаков» с плотностями заряда $e|\psi_n(r_1)|^2$ и $e|\psi_m(r_2)|^2$. Величину A, называемую обменным интегралом, можно интерпретировать как электростатич. вз-ствие заряж. «облаков» с плотностями заряда $e\psi_n^*(r_1)\psi_m(r_1)$ и $e\psi_m^*(r_2)\psi_n(r_2)$ (звёздочка означает комплексное сопряжение), т. е. когда каждый из эл-нов находится одновременно в состояниях ψ_n и ψ_m (что бессмысленно с точки зрения классич. физики). Из (3) следует, что полная энергия пара- и ортогелия с эл-нами в аналогичных состояниях отличается на величину $2A$. Т. о., хотя непосредственно спиновое вз-ствие мало́ и не учитывается, тождественность двух эл-нов в атоме гелия приводит к тому, что энергия системы оказывается зависящей от полного спина системы, как если бы между ч-цами существовало дополнит., обменное, вз-ствие. Очевидно, что О. в. в данном случае явл. частью кулоновского вз-ствия эл-нов и явным образом выступает при приближённом рассмотрении квантовомеханич. системы, когда волн. ф-ция всей системы выражается через волн. ф-ции отд. ч-ц (в частности, в приближении Хартри — Фока; см. *Самосогласованное поле*).

О. в. эффективно проявляется в тех случаях, когда «перекрываются» волн. ф-ции отд. ч-ц системы, т. е. когда существуют области пр-ва, в к-рых с заметной вероятностью может находиться ч-ца в разл. состояниях движения. Это видно из выражения для обменного интеграла A: если степень перекрытия состояний $\psi_n^*(r)$ и $\psi_m(r)$ незначительна, то величина A очень мала.

Из принципа тождественности следует, что О. в. возникает в системе одинаковых ч-ц даже в случае, если прямыми силовыми вз-ствиями ч-ц можно пренебречь, т. е. в идеальном газе тождеств. ч-ц. Эффективно оно начинает проявляться, когда ср. расстояние между ч-цами становится сравнимым (или меньшим) с длиной волны де Бройля, соответствующей ср. скорости ч-ц. При этом хар-р О. в. различен для фермионов и для бозонов. Для фермионов О. в. явл. следствием *Паули принципа*, препятствующего сближению тождеств. ч-ц с одинаковым направлением спинов, и эффективно проявляется как отталкивание их друг от друга на расстояниях порядка или меньше длины волны де Бройля; отличие от нуля энергии *вырожденного газа* фермионов (ферми-газа) целиком обусловлено таким О. в. В системе тождеств. бозонов О. в., напротив, имеет хар-р взаимного притяжения ч-ц. В этих случаях рассмотрение систем, состоящих из большего числа одинаковых ч-ц, производится на основе *Ферми — Дирака статистики* для фермионов и *Бозе — Эйнштейна статистики* для бозонов.

Если взаимодействующие тождеств. ч-цы находятся во внеш. поле, напр. в кулоновском поле ядра, то существование определённой симметрии волн. ф-ции и соответственно определ. корреляции движения ч-ц влияет на их энергию в этом поле, что также явл. обменным эффектом. Обычно (в атоме, молекуле, кристалле) это О. в. вносит вклад обратного знака по сравнению с вкладом О. в. ч-ц друг с другом. Поэтому суммарный обменный эффект может как понижать, так и повышать полную энергию вз-ствия в системе. Энергетич. выгодность или невыгодность состояния с параллельными спинами фермионов, в частности эл-нов, зависит от относит. величин этих вкладов. Так, в ферромагнетике (аналогично рассмотренному атому гелия) более низкой энергией обладает состояние, в к-ром спины (а следовательно, и маги. моменты) эл-нов в незаполненных оболочках соседних атомов параллельны; в этом случае благодаря О. в. возникает спонтанная намагниченность (см. *Ферромагнетизм*). Напротив, в молекулах с ковалентной хим. связью, напр. в молекуле H_2, энергетически выгодно состояние, в к-ром спины валентных эл-нов соединяющихся атомов антипараллельны.

О. в. объясняет, т. о., закономерности ат. и мол. спектроскопии, хим. связь в молекулах, ферромагнетизм (и антиферромагнетизм), а также др. специфич. явления в системах одинаковых ч-ц.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика*.

Д. А. Киржниц, С. С. Герштейн.

ОБОБЩЁННЫЕ ИМПУЛЬСЫ, физич. величины p_i, определяемые ф-лами: $p_i=\partial T/\partial \dot{q}_i$ или $p_i=\partial L/\partial \dot{q}_i$, где T — кинетич. энергия, а L — *Лагранжа функция* данной механич. системы, выраженные через обобщённые координаты q_i и обобщённые скорости $\dot{q}_i$. Размерность О. и. зависит от размерности обобщённой координаты. Если q_i имеет размерность длины, то p_i — размерность обычного импульса, т. е. произведения массы на скорость; если же координатой q_i явл. угол (величина безразмерная), то p_i имеет размерность момента кол-ва движения, и т. д.

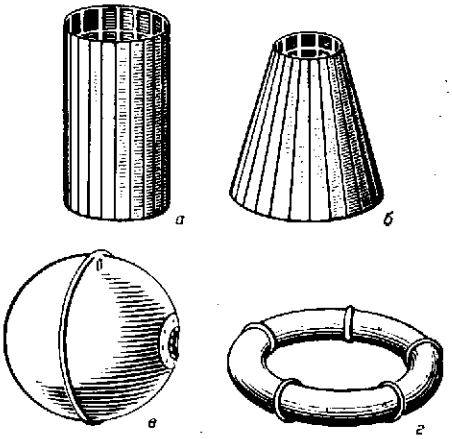
ОБОБЩЁННЫЕ КООРДИНА́ТЫ, независимые параметры q_i ($i=1, 2, \ldots, s$) любой размерности, число к-рых равно числу s степеней свободы механич. системы и к-рые однозначно определяют положение системы. Закон движения системы в О. к. даётся s ур-ниями вида $q_i=q_i(t)$, где t — время. О. к. пользуются при решении мн. задач, особенно когда система подчинена связям, налагающим ограничения на её движение. При этом значительно уменьшается число ур-ний, описывающих движение системы, по сравнению, напр., с ур-ниями в декартовых координатах (см. *Лагранжа уравнения* в механике). В системах с бесконечно большим числом степеней свободы (сплошные среды, физ. поля) О. к. являются особые функции пространственных координат и времени, наз. потенциалами, волн. функциями и т. п.

ОБОБЩЁННЫЕ СИ́ЛЫ, величины, играющие роль обычных сил, когда при изучении равновесия или движения механич. системы её положение определяется *обобщёнными координатами*. Число О. с. равно числу s степеней свободы системы; при этом каждой обобщённой координате q_i соответствует своя О. с. Q_i. Значение О. с. Q_1, соответствующей координате q_1, можно найти, вычислив элем. работу δA_1 всех сил на *возможном перемещении* системы, при к-ром изменяется только координата q_1, получая приращение δq_1. Тогда $\delta A_1 = Q_1\delta q_1$, т. е. коэффициент при δq_1 в выражении δA_1 и будет О. с. Q_1. Аналогично вычисляются Q_2, Q_3, . . ., Q_s.

Размерность О. с. зависит от размерности обобщённой координаты. Если q_i имеет размерность длины, то Q_i — размерность обычной силы; если q_i — угол, то Q_i имеет размерность *момента силы*, и т. д. При изучении движения механич. системы О. с. входят вместо обычных сил в *Лагранжа уравнения* механики, а при равновесии все О. с. равны нулю.

С. М. Targ.

ОБОЛО́ЧКА, твёрдое деформируемое тело, ограниченное двумя криволинейными поверхностями, расстояние



Оболочки разл. формы: *а* — цилиндрич. оболочка кругового сечения; *б* — коническая; *в* — сферическая; *г* — тороидальная.

между к-рыми мало по сравнению с двумя др. размерами. Поверхность, делящая пополам толщину О., наз. с р е д и н н о й п о в е р х н о с т ь ю; в зависимости от её очертания О. различаются по форме (рис.). О. классифицируются также по полной кривизне поверхности — т. н. гауссовой

кривизне: положительной — сферич., эллипсоидальные; нулевой — цилиндрич., конические; отрицательной — гиперболич. параболоиды. О. могут быть пост. и перем. толщины, а также одно-, двух- и многослойные. В зависимости от материала О. бывают изотропными либо анизотропными. Выполняются О. из железобетона, стали, лёгких сплавов, композиц. и др. материалов.

Под воздействием внеш. нагрузок в О. возникают внутр. усилия, равномерно распределённые по толщине (т. н. мембранные напряжения, или напряжения в срединной поверхности), и усилия изгиба, образующие в сечениях О. изгибающие и крутящие моменты, а также поперечные силы. Благодаря наличию мембранных усилий О. сочетают значит. жёсткость и прочность со сравнительно малой массой, что отличает их от пластинок. Если напряжениями изгиба при расчёте можно пренебречь, то О. наз. безмоментной. Наличие моментов характерно для участков О., примыкающих к краям (так называемый краевой эффект).

Если напряжения лежат в пределах пропорциональности для материала О., то для расчёта О. пользуются зависимостями *упругости теории*. В статич. расчёте О. на прочность и жёсткость определяют напряжения, деформации и перемещения разл. точек О. в зависимости от заданной нагрузки. Как правило, в расчётах на прочность прогибы О. (перемещения вдоль нормали к срединной поверхности) могут считаться малыми по сравнению с толщиной О.; тогда соотношения между перемещениями и деформациями линейны; соответственно линейными (для упругой задачи) будут основные дифф. ур-ния.

Важным для О. явл. расчёт на устойчивость (см. *Устойчивость упругих систем*). Специфич. особенность тонкостенных О.— потеря устойчивости хлопко́м, или прощёлкиванием, выражающаяся в резком (катастрофическом) переходе от одного устойчивого равновесного состояния к другому. Этот переход наступает при разл. нагрузках, в зависимости от исходных несовершенств формы оболочки, нач. напряжений и т. д.; он описывается т. н. матем. теорией катастроф. В случае прощёлкивания прогибы оказываются соизмеримыми с толщиной О. и анализ поведения О. должен основываться на ур-ниях, являющихся уже нелинейными. Для обеспечения устойчивости равновесия О. часто приходится подкреплять рёбрами, напр. фюзеляжи и крылья самолётов, нек-рые типы тонкостенных перекрытий.

В задачах динамики О. рассматриваются периодич. колебания и нестационарные процессы, связанные с быстрым или ударным нагружением. При обтекании О. потоком жидкости или газа могут наступить неустойчивые (автоколебательные) режимы, определение к-рых явл. предметом гидро- или аэроупругости. Особый раздел теории колебаний, имеющий важные приложения, представляет исследование нелинейных колебаний О.

О. широко применяются в кач-ве покрытий зданий, в летат. аппаратах, судах, деталях разл. машин и др.

● Амбарцумян С. А., Общая теория анизотропных оболочек, М., 1974; Вольмир А. С., Гибкие пластинки и оболочки, М., 1956; его же, Нелинейная динамика пластинок и оболочек, М., 1972; Гольденвейзер А. Л., Теория упругих тонких оболочек, 2 изд., М., 1976; Новожилов В. В., Теория тонких оболочек, Л., 1951.

А. С. Вольмир.

ОБОРАЧИВАЮЩАЯ ПРИЗМА, см. *Оборачивающая система.*

ОБОРАЧИВАЮЩАЯ СИСТЕ́МА, часть сложной оптич. системы, поворачивающая на 180° *изображения оптические* предметов, создаваемые предшествующей частью оптич. системы. Применение О. с. вызвано тем, что во мн. случаях необходимо получать

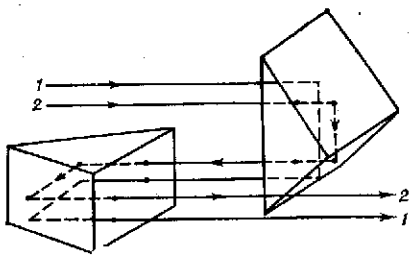


Рис. 1

и рассматривать прямые изображения предметов, в то время как большинство *объективов* формирует перевёрнутые изображения. О. с. широко используют в *зрительных трубах* разл. типов (*биноклях*, *микроскопах* и т. п.).

О. с. бывают призменными, линзовыми и зеркальными. В призменных О. с. наиболее употребительны прямоугольные призмы со взаимно перпендикулярными рёбрами (т. н. призмы Порро, рис. 1), в к-рые лучи (*1* и *2*) света входят перпендикулярно

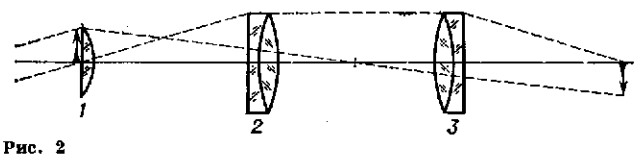


Рис. 2

одной из граней, испытывают затем дважды *полное внутреннее отражение* от др. граней и выходят параллельно и противоположно своему первонач. направлению: изображение объекта при этом оборачивается без изменения его величины. О. с. из призм Порро значительно сокращают расстояния между объективом и *окуляром* (в приборах, предназначенных для визуального наблюдения, напр. в биноклях).

Типичная линзовая О. с. (рис. 2) состоит из двух сложных линз *2* и *3* и добавочной плоско-выпуклой линзы *1*, наз. коллективом, расположенной вблизи фокальной плоскости предшествующего О. с. объектива. Коллектив *1* формирует изображение входного зрачка этого объектива посередине между линзами *2* и *3*, что позволяет свести к минимуму поперечные размеры О. с. Линзовые О. с. дают возможность изменять размеры получаемого в конечном счёте изображения предмета, т. е. влиять на *увеличение оптическое* системы в целом.

О. с. изготавливают и из волоконных элементов (см. *Волоконная оптика*), если качество последних способно обеспечить необходимую *разрешающую способность* оптической системы.

● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1, М.— Л., 1948.

Г. Г. Слюсарев.

ОБОРО́ТНЫЙ МАЯТНИК, прибор для эксперим. определения ускорения свободного падения g. Представляет собой тело, напр. массивную пластину (рис.) с двумя трёхгранными ножами, из к-рых один неподвижен, а другой может перемещаться вдоль прорези на пластине. Острые рёбра ножей O_1 и O_2, помещаемые попеременно на неподвижную опору, служат осями качаний О. м. Подвижный нож перемещают вверх или вниз до тех пор, пока периоды колебаний О. м. вокруг каждой из осей не совпадут. Расстояние $O_1O_2=l$ между осями измеряют с помощью нанесённой на пластину шкалы с нониусом. Тогда по св-вам физ. маятника O_2 будет для O_1 центром качаний, и наоборот, а период малых колебаний О. м. будет при этом равен $T=2\pi\sqrt{l/g}$. Зная значения T и l из опыта, можно по данной ф-ле вычислить g. О. м. позволяет определить величину g со значительно более высокой степенью точности, чем матем. маятник.

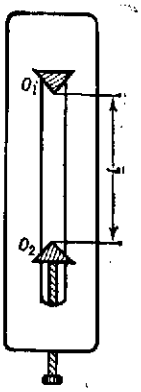


Схема оборотного маятника.

С. М. Тарг.

ОБРАЗЦО́ВЫЕ СРЕ́ДСТВА ИЗМЕРЕ́НИЯ, *меры*, *измерительные приборы* и измерительные преобразователи, служащие для *поверки* по ним др. средств измерений и аттестованные в кач-ве образцовых. О. с. и. подразделяются на разряды. О. с. и. 1-го разряда аттестуются по эталону или, при его отсутствии, путём косв. измерений по О. с. и. других физ. величин. О. с. и. 2-го разряда аттестуются по О. с. и. 1-го разряда и т. д. О. с. и. обеспе-

чивают поверку всех применяемых в стране *рабочих средств измерений*.

К. П. Широков.

ОБРАТИМОСТИ ТЕОРЕМА (принцип обратимости хода лучей света), одно из осн. положений *геометрической оптики*, согласно к-рому путь элем. светового потока, распространяющегося в оптич. средах *1*, *2*, *3*, . . . по лучу *ABCD* . . ., заменяется на прямо противоположный путь *DCBA*, если свет исходит в направлении, противоположном первоначальному. О. т. широко используется, в частности, при расчёте оптич. систем и построении *изображений оптических*, даваемых такими системами.

О. т. в простейшем истолковании явл. следствием *Снелля закона преломления* света, применяемого к двум любым расположенным одна за другой средам из последовательности *1*, *2*, *3*, . . . : $\sin i_1/\sin i_2 = n_2/n_1 = n_{12}$, где n_{12} — относит. показатель преломления; n_2 и n_1 — показатели преломления во второй и первой средах; i_1 — угол падения луча света на границу раздела сред, i_2 — угол преломления во вторую среду. При замене i_1 на i_2 (и наоборот) значения углов остаются неизменными, т. к. неизменны n_1 и n_2. Аналогичное положение справедливо и при *отражении света*, поэтому О. т. можно пользоваться в любой (как линзовой, так и зеркальной) оптич. системе.

О. т. предполагает, что ослабление луча света при его прохождении через оптич. среды не зависит от замены направления луча на противоположный. Это следует из обратимости *Френеля формул* относительно направления света.

О. т. применима и для систем, состоящих из сред с плавно изменяющимися значениями n. В средах, для к-рых характерна *оптическая анизотропия*, а также при высоких интенсивностях световых потоков (лазерное излучение) вопрос о применимости О. т. усложняется (см. *Обращённый волновой фронт*).

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1, М.—Л., 1948.

Г. Г. Слюсарев.

ОБРАТИМОСТЬ в электродинамике. *Максвелла уравнения* совместно с уравнениями движения частиц в электромагнитных полях инвариантны по отношению к операции временно́й инверсии:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) \longrightarrow \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, -t),$$
$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}, -t) \longrightarrow -\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}, -t), \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряжённости электрич. и магн. полей в точке $\boldsymbol{r}$ в момент времени t при одноврем. замене движения всех ч-ц на обратное. В электродинамике макроскопич. сред (в т. ч. и неоднородных, поглощающих или усиливающих) это приводит к симметрии функции Грина $G_{ik}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau)$, описывающей амплитуду i-й компоненты поля в точке $\boldsymbol{r}_1$ при его возбуждении k-й компонентой диполя в точке $\boldsymbol{r}_2$ при времени запаздывания τ (см. *Взаимности принцип*):

$$G_{ik}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau) = G_{ki}(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_1, \tau). \qquad (2)$$

Если распространение эл.-магн. поля от точки *1* к точке *2* может быть описано в приближении *геометрической оптики*, то отсюда следует закон обратимости хода световых лучей в произвольной оптич. системе (см. *Обратимости теорема*).

Наличие внешнего пост. магн. поля $\boldsymbol{H}_0$ приводит к *Фарадея эффекту*; в этом случае из инвариантности следует соотношение:

$$G_{ik}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \tau, \boldsymbol{H}_0) = G_{ki}(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_1, \tau, -\boldsymbol{H}_0). \qquad (3)$$

На основе сред, помещённых в магн. поле $\boldsymbol{H}$, изготавливаются невзаимные устройства, широко используемые в оптике и СВЧ электронике. Т. к. в оптич. диапазоне длин волн эффект Фарадея относительно слаб, то обычно он влияет не на геометрию хода лучей, а лишь на состояние поляризации, фазу и амплитуду волны, пропущенной оптич. системой.

Симметрия по отношению к *обращению времени* накладывает также ряд ограничений на возможные оптич. эффекты во внеш. полях. Напр., аналог эффекта Фарадея во внеш. постоянном электрич. поле оказывается возможным лишь в проводящей среде. В отсутствии поглощения и усиления обратимость по времени ур-ний электродинамики приводит к тому, что всякому решению для монохроматич. веществ. поля $\boldsymbol{E}_1^{\text{вещ}}(\boldsymbol{r}, t) = \mathrm{Re}\,[\boldsymbol{E}_1(\boldsymbol{r})\exp(-\omega t)]$ с комплексной амплитудой $\boldsymbol{E}_1(-\boldsymbol{r}_1)$ отвечает «обращённое» решение:

$$\boldsymbol{E}_2^{\text{вещ}}(\boldsymbol{r}, t) = \mathrm{Re}\,[\boldsymbol{E}_2(\boldsymbol{r})\exp(-\omega t)],$$

где $\boldsymbol{E}_2(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E}_1^*(\boldsymbol{r})$ (см. *Обращённый волновой фронт*).

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959 (Теоретическая физика); Баранова Н. Б., Богданов Ю. В., Зельдович Б. Я., Новые электрооптические и магнитооптические эффекты в жидкости, «УФН», 1977, т. 123, № 2.

Б. Я. Зельдович.

ОБРАТИ́МЫЙ ПРОЦЕ́СС в термодинамике, процесс перехода термодинамич. системы из одного состояния в другое, допускающий возможность возвращения её в первонач. состояние через ту же последовательность промежуточных состояний, что и в прямом процессе, но проходимых в обратном порядке.

Процесс обратим, если он протекает столь медленно, что его можно рассматривать как непрерывный ряд равновесных состояний, т. е. О. п. должен быть медленным по сравнению с процессами установления *равновесия термодинамического* в данной системе. Точнее, О. п. характеризуется бесконечно медленным изменением термодинамич. параметров (плотности, давления, темп-ры и др.), определяющих равновесие системы. Такие процессы наз. также квазистатическими, или квазиравновесными. Обратимость квазиравновесного процесса следует из того, что его любое промежуточное состояние есть состояние термодинамич. равновесия, и поэтому оно не чувствительно к тому, идёт ли процесс в прямом или обратном направлении. О. п. — одно из основных понятий равновесной макроскопической термодинамики. В её рамках I и II начала термодинамики формулируются для О. п.

Реальные процессы в природе протекают с конечной скоростью и сопровождаются рассеянием энергии (из-за трения, теплопроводности и т. п.), поэтому они явл. *необратимыми процессами*. О. п. есть идеализация процессов природы, протекающих столь медленно, что необратимыми явлениями для них можно пренебречь. Микроскопич. теория О. п. рассматривается в *статистической физике*.

● Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955; Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.— Л., 1952; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М.— Л., 1964 (Теоретическая физика, т. 5); Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970.

ОБРА́ТНАЯ РЕШЁТКА, соответствующая данной (атомной) *кристаллической решётке* точечная трёхмерная решётка в абстрактном (обратном) пр-ве, в к-ром расстояния имеют размерность обратной длины. Кристаллич. решётке с векторами трансляции $\boldsymbol{a}_1$, $\boldsymbol{a}_2$, $\boldsymbol{a}_3$ соответствует О. р., векторы трансляции к-рой равны:

$$\boldsymbol{a}_1^* = \frac{1}{\Omega}[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{a}_3]; \quad \boldsymbol{a}_2^* = \frac{1}{\Omega}[\boldsymbol{a}_3\boldsymbol{a}_1];$$
$$\boldsymbol{a}_3^* = \frac{1}{\Omega}[\boldsymbol{a}_1\boldsymbol{a}_2],$$

где $\Omega = \boldsymbol{a}_1[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{a}_3]$ — объём элем. ячейки исходной решётки. Вектор в О. р. $\boldsymbol{H}_{hkl} = h\boldsymbol{a}_1^* + k\boldsymbol{a}_2^* + l\boldsymbol{a}_3^*$ перпендикулярен плоскости с *индексами кристаллографическими hkl*. Элем. ячейка О. р. имеет объём Ω^{-1}, обратный объёму элем. ячейки кристалла. Понятие О. р. и обратного пространства широко применяется при описании явлений дифракции и распространения волн и ч-ц в кристаллах, в теории тв. тел при анализе энергетич. спектров эл-нов, *фононов* и др. *квазичастиц* (см. *Дифракция микрочастиц*, *Нейтронография*, *Электронография*, *Рентгеновский структурный анализ*).

А. А. Гусев.

ОБРА́ТНАЯ СВЯЗЬ, воздействие результатов к.-л. процесса на его протекание. Если при этом интенсивность процесса возрастает, то О. с. наз. положительной, а в противопол. случае — отрицательной. Отрицат. О. с. может обеспечить автоматич. поддержание регулируемых физ. хар-к системы на требуемом уровне. Положит. О. с. приводит к тому, что возникшее отклонение от стационарного состояния всё более

увеличивается и ранее устойчивая система может стать неустойчивой. Многие скачкообразные и лавинные процессы — следствие положит. О. с. (напр., *взрыв*). О. с. является необходимым элементом автоколебательных систем. О. с. могут существовать в самых различных динамич. системах— от простейших механических до биологич. и общественных. Существование О. с. определяет ход многих природных процессов (возбуждение волн на поверхности воды под действием ветра; звук, возникающий при обтекании препятствий возд. потоком; колебание яркости некоторых звёзд и т. д.). О. с. широко используется в технич. устройствах (механич., электрич., тепловых, оптических, в генераторах эл.-магн. колебаний, а также в системах автоматического регулирования, переработки информации и управления производственными процессами).

Впервые О. с. была применена при создании часов. Ход механич. (до Галилея) часов, не имеющих маятника, регулировался при помощи крыльчатки или центробежного регулятора, увеличивающих трение в механизме при увеличении скорости и уменьшающих трение при замедлении движения механизма (отрицат. О. с.). В современных часах содержится как устройство О. с., так и резонансный элемент (маятник, балансир, кварцевая пластина, ансамбль атомов или молекул). В совр. механических часах О. с. осуществляется анкерным устройством, соединяющим источник энергии (гирю, пружину) с маятником (или балансиром). При каждом качании маятника анкер позволяет анкерному колесу, соединённому с источником энергии, поворачиваться только на небольшой угол, определяемый расстоянием между соседними зубцами и определяющий порцию энергии, передаваемой от гири (пружины) маятнику. При упоре очередного зуба анкерного колеса в выступ на конце анкера маятник получает от источника энергии небольшой толчок, поддерживающий его колебания.

В паровой машине положит. О. с. осуществляется тем, что золотник соединён с поршнем так, что он подаёт пар из котла в цилиндр только во время рабочего хода поршня и соединяет цилиндр с холодильником во время холостого хода. В паровой машине есть и отрицат. О. с., к-рую осуществляет центробежный регулятор Уатта, он уменьшает подачу пара в цилиндр при увеличении скорости маховика и увеличивает подачу, когда скорость падает. Англ. физик Дж. Максвелл и И. А. Вышнеградский исследовали св-ва регуляторов и процесс регулирования, положив начало теории автоматич. регулирования и тем самым — теории О. с.

О. с. в радиоэлектронике. Термин «О. с.» возник в радиоэлектронике, где им первоначально обозначали воздействие анодной цепи лампового резонансного усилителя электрич. колебаний на цепь сетки. Если изменения тока в анодной цепи лампы передаются в сеточную цепь в фазе с изменением тока в этой цепи (положит. О. с.), то усиление возрастает. В схеме усилителя с *колебательным контуром* положит. О. с. улучшает резонансные св-ва усилителя. Она может придать св-во избирательности и усилителям, не содержащим резонансных контуров, но содержащим фазосдвигающие элементы. Коэфф. усиления K усилителя с О. с. определяется выражением:

$$K = \frac{K_0}{1-\beta K_0}, \qquad (*)$$

где K_0 — коэфф. усиления в отсутствие О. с., β — коэфф. передачи (доля выходного сигнала, передаваемая на вход усилителя, рис. 1). Если при

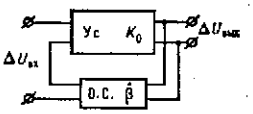


Рис. 1. Блок-схема усилителя с отрицат. связью.

положит. О. с. $\beta K_0 = 1$, то знаменатель в (*) обращается в 0. Это соответствует потере устойчивости и возможности самовозбуждения.

Если О. с. осуществляется в противофазе, т. е. ток, возбуждаемый в сеточной цепи, через цепь О. с. направлен противоположно току, текущему в сеточной цепи (отрицат. О. с.), то коэфф. усиления уменьшается ($K < K_0$), но повышается устойчивость усилителя по отношению к внеш. воздействиям и его хар-ки становятся более гладкими. Если в цепь О. с. введены дополнительные фазодвигающие элементы, то О. с. наз. комплексной. Эти виды О. с. используются для создания частотно-избирательных систем, фильтров и т. п.

О. с. в системах автоматич. регулирования, как правило, отрицательна, ибо её задача — уменьшить отклонения от заданного режима работы системы. Напр., автопилот поддерживает заданное направление, высоту, скорость полёта, а также правильное положение самолёта в пр-ве, управляя положением руля, элеронов и подачей горючего в двигатели самолёта в соответствии с данными компаса, высотомера, креномера, измерителя скорости полёта.

О. с. может быть непрерывной, когда самовоздействие осуществляется постоянно, или прерывистой, если оно происходит периодически или по заданной программе. О. с. может быть полной, когда она охватывает всю систему, или локальной, когда О. с. замыкается в части системы. В большинстве систем регулирования реализуется запаздывающая О. с. вследствие того, что воздействие на регулируемый элемент отстаёт во времени от сигналов измерительного блока из-за инерционности отд. звеньев системы или в результате введения спец. элементов задержки между измерителем и исполнит. органом.

О. с. может **осуществляться** не только внеш. цепью или регулятором, часто О. с. реализуется внутр. связью элем. актов, составляющих общий процесс. Пример процесса с внутр. О. с.— химич. и *ядерные цепные реакции*. Напр., реакция окисления идёт с выделением тепла, а скорость реакции пропорциональна температуре. Если отвод тепла из реагирующей смеси меньше выделяющегося тепла, то темп-ра смеси повышается, это ведёт к увеличению скорости реакции, в результате происходит ускорение реакции иногда вплоть до взрыва.

Внутр. положит. О. с. используется для создания приборов, у к-рых зависимости «скорость — сила» или

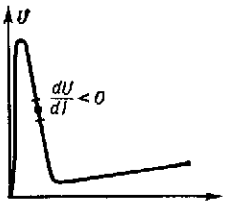


Рис. 2. Вольтамперная хар-ка тиристора.

«напряжение — ток» (вольтамперная характеристика) имеют падающий участок, напр. тиристоры (рис. 2) или туннельные диоды. Принцип положительной О. с. содержится в явлении *вынужденного излучения*, на котором основана работа лазеров и мазеров. Возникшая в активной среде или посланная в это в-во извне эл.-магн. волна порождает в в-ве вторичное излучение с теми же частотой, поляризацией и направлением распространения, что и у вынуждающей волны. В результате этого происходит усиление первичной волны. Если часть вынужденного излучения возвращается в объём, занятый активным в-вом, то возникает О. с. Для достижения режима генерации активное в-во помещают в резонатор с достаточно большой добротностью с тем, чтобы потери в нём были меньше энергии, выделенной активным веществом. В квант. устройствах радиодиапазона применяются *объёмные резонаторы*, в *лазерах* — открытые *оптические резонаторы*. О. с. в лазерах положительна только для излучения с определёнными длинами волн λ, зависящими от размеров резонатора, содержащего активное в-во.

В основе устройств смычковых музыкальных инструментов и орга́на также заложена положит. О. с. В смычковых струнных инструментах она образуется за счёт падающего участка на хар-ке зависимости силы трения между смычком и струной от скорости движения смычка (т. н. сухое трение).

В органных трубах О. с. образуется между волнами сжатия и разрежения воздуха в трубе и процессом образования вихрей на выходном отверстии. В духовых инструментах язычкового типа положит. О. с. образуется между колебаниями воздуха в объёме трубы и движением язычка (клапана), мимо к-рого продувается струя воздуха.

О. с. в хим., биологич. и др. системах. Отрицат. О. с. приводит к стабилизации режимов в хим. реакторах или поддержанию устойчивого режима жизнедеятельности организма. Напр., постоянство темп-ры теплокровных организмов обязано вз-ствию рецепторов, фиксирующих темп-ру в отд. частях организма, с механизмами тепловыделения и теплообмена, обменом веществ, кровообращением и выделением пота. Процессы О. с. играют решающую роль в протекании таких периодич. процессов, как дыхание и сердцебиение. О. с. может вызывать колебания численности популяций в экологических системах и т. п. Положительная О. с. между спросом и предложением в условиях стихийной рыночной системы приводит к периодическим депрессиям и даже к кризисам капиталистической экономики.

М. Е. Жаботинский, К. Я. Сенаторов.

ОБРАЩЁНИЕ ВРЕМЕНИ (T), математич. операция замены знака времени (t) в ур-ниях, описывающих развитие во времени к.-л. физ. системы (в ур-ниях движения). Такая замена отвечает определ. симметрии, существующей в природе. А именно, все фундам. вз-ствия (за одним исключением; см. ниже) обладают св-вом т. н. T-инвариантности: О. в. (замена $t \to -t$) не меняет вида ур-ний движения. Это означает, что для любого возможного движения системы может осуществляться обращённое во времени движение, когда система последовательно проходит в о б р а т н о м п о р я д к е состояния, симметричные состояниям, проходимым в «прямом» движении. Такие симметричные по времени состояния отличаются противоположными направлениями скоростей (импульсов) ч-ц и магн. поля. T-инвариантность приводит к определённым соотношениям между вероятностями прямых и обратных реакций, к запрету нек-рых состояний *поляризации частиц* в реакциях, к равенству нулю электрич. *дипольного момента* элем. ч-ц и т. д.

Из общих принципов квант. теории поля следует, что все процессы в природе симметричны относительно произведения трёх операций: О. в. T, *пространственной инверсии* P и *зарядового сопряжения* C (см. *Теорема CPT*). Единств. обнаруженными на опыте процессами, в к-рых наблюдается нарушение *комбинированной инверсии* (CP), явл. распады долгоживущего нейтрального *К-мезона*; в них обнаружена слабая ($\sim 10^{-3}$) зарядовая асимметрия. Теор. анализ эксперим. данных по этим распадам приводит к заключению, что CPT-инвариантность в них выполняется, а T-инвариантность нарушается. Природа сил, нарушающих T-инвариантность, не выяснена.

Несмотря на то, что элем. микропроцессы (за указанным исключением) обратимы во времени, макроскопич. процессы с участием очень большого числа ч-ц идут только в одном направлении — к состоянию термодинамич. равновесия (см. *Второе начало термодинамики*). Статистич. физика объясняет этот парадокс тем, что состоянию макроскопич. равновесия соответствует неизмеримо бо́льшая совокупность микроскопич. состояний, чем состояниям неравновесным. Поэтому любое сколь угодно малое возмущение искажает движение системы, удаляющее её от состояния равновесия, и превращает его в движение, ведущее к равновесию.

С. С. Герштейн.

ОБРАЩЁННЫЙ ВОЛНОВОЙ ФРОНТ. Если направления распространения двух волн прямо противоположны, а пространств. распределения фаз и амплитуд этих волн идентичны, то их *волновые фронты* наз. обращёнными по отношению друг к другу. Напр., волновой фронт сферич. волны, расходящейся от источника, является обращённым по отношению к фронту сферич. волны, сходящейся к тому же источнику. В более общем случае О. в. ф. по отношению к фронту исходной волны:

$$\mathcal{E}_1(x, y, z) = A(x, y, z) \times \cos[\omega t + \varphi(x, y, z)], \quad (1)$$

где x, y, z — пространств. координаты, t — время, $A(x, y, z)$ — амплитуда колебаний, ω — частота, $\varphi(x, y, z)$ — фаза, имеет волна:

$$\mathcal{E}_2(x, y, z) = BA(x, y, z)\cos[\omega t - \varphi(x, y, z) + \varphi_0]. \quad (2)$$

Здесь B и φ_0 — произвольные константы (рис. 1). В комплексном представлении (см. *Комплексная амплитуда*)

$$\mathcal{E}_1 = \mathrm{Re}\,[E(x, y, z)\, e^{i\omega t}];$$
$$\mathcal{E}_2 = \mathrm{Re}\,[\mathrm{const}\, E^*(x, y, z)\, e^{i\omega t}], \quad (3)$$

где E и E^* — комплексно сопряжённые ф-ции. Поэтому волны $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ наз. также с о п р я ж ё н н ы м и, или ф а з о в о - с о п р я ж ё н н ы м и.

Волна с О. в. ф., распространяясь сквозь прозрачную среду, идёт в обратном направлении в точности по пути исходной волны, каким бы сложным он ни был (см. *Обратимости теорема*). Это св-во обращённой волны создаёт уникальные возможности для решения ряда практически важных задач: компенсации *аберраций оптических систем*, создания мощных лазерных устройств с предельно высокой направленностью излучения, передачи световой энергии на большие расстояния, оптич. обработки информации, самонаведения излучения на мишень и др.

Направленность излучения, генерируемого в мощных лазерных системах, в основном ограничивается искажениями в оптич. элементах: аберрациями линз, неоднородностями оптич. материалов, воздуха и др., неоднородностями в усиливающей (активной) среде *лазеров*. Величина неоднородностей, как правило, возрастает по мере увеличения мощности лазеров. Использование О. в. ф. позволяет получать в системах с оптически неоднородными элементами пучки света с почти плоским волн. фронтом, т. е. с направленностью, ограниченной лишь дифракцией. Для этого слабую световую волну с плоским волн. фронтом (рис. 2, *а*) пропускают сквозь лазерный усилитель и затем подвергают обращению. По мере распространения исходной волны в усилителе её амплитуда растёт, но одновременно накапливаются искажения волн. фронта и соотв. ухудшается направленность (рис. 2, *б*). Обращённая волна, распространяясь сквозь усилитель в обратном направлении, также усиливается, а её волн. фронт постепенно выправляется, всюду повторяя форму фронта исходной волны.

Рис. 1. Амплитудно-фазовое распределение исходной и обращённой волн: тонкая линия — волн. фронт исходной волны, толстая — фронт обращённой волны; длина стрелок пропорц. амплитуде волны в данной точке, а их ориентация показывает направление распространения.

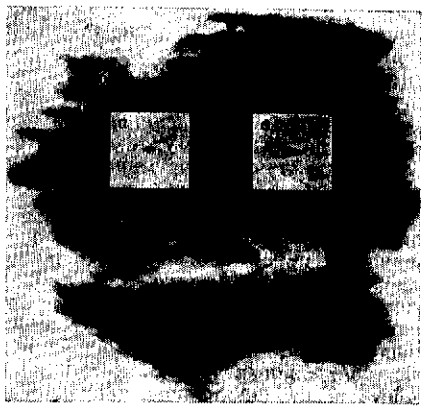


Рис. 2. Фотографии световых пучков (поперечные сечения в фокальной плоскости линзы): *а* — исходный слабый пучок; *б* — однократно усиленный пучок; *в* — обращённый, повторно усиленный пучок (масштаб всех фотографий одинаков).

В результате все аберрации компенсируются, и на выходе системы фронт дважды усиленного пучка становится практически плоским (рис. 2, *в*).

В нек-рых случаях необходимо концентрировать лазерное излучение на площади с малыми угловыми размерами, напр. на мишени, нагреваемой светом для получения высокотемпературной плазмы (см. *Лазерная плазма*). При этом положение мишени в пр-ве может меняться неконтролируемым образом. О. в. ф. обеспечивает автофокусировку (самонаведение) излучения на мишень. Мишень подсвечивается широким пучком слабого вспомогат. лазера (рис. 3). В результате она становится источником вторичной световой волны, возникающей за счёт отражения или рассеяния лазерного света. Часть этой

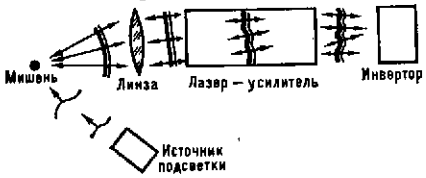


Рис. 3. Схема лазерной системы с самонаведением излучения на мишень; стрелки указывают направление распространения волн, их длина пропорц. амплитуде.

волны попадает на линзу, направляющую её в лазерный усилитель. Усиленная волна поступает в устройство, осуществляющее обращение волн. фронта (инвертор). Обращённая волна, распространяясь в обратном направлении, последовательно проходит усилитель и линзу и концентрируется точно на мишени. Самонаводящаяся система может быть многоканальной, и тогда на мишени будет концентрироваться излучение от многих параллельно работающих усилителей.

О. в. ф. можно получить в результате отражения исходной волны от зеркала, поверхность к-рого совпадает с её волн. фронтом. О. в. ф. в этом случае формируется за счёт того, что поверхность зеркала в любой точке перпендикулярна направлению распространения исходной волны, и поэтому отражение меняет его на прямо противоположное, не изменяя амплитудного распределения.

Известны и др. способы обращения: О. в. ф. получают посредством параметрич. усиления света (см. *Нелинейная оптика*), методами *голографии*, при *вынужденном рассеянии света* и т. д. Голографич. способ получения волны с О. в. ф. по отношению к предметной волне состоит в записи голограммы предметной волны с помощью нек-рого опорного пучка и в считывании этой голограммы пучком, обращённым по отношению к опорному. Для обращения нестационарных волн используют динамические голограммы, в которых запись и воспроизведение осуществляется одновременно.

Принципиально по-иному происходит обращение (точнее, самообращение) волн. фронта при вынужденном рассеянии света, в частности при вынужденном *Мандельштама — Бриллюэна рассеянии*. Необходимым условием обращения в этом случае явл. пространств. неоднородность исходной волны. В нелинейной среде под действием света с пространственно-неоднородной интенсивностью возникает пространственно-неоднородное распределение коэфф. усиления рассеянных световых волн. В спонтанно рассеянном свете присутствуют волны всевозможных конфигураций. Волна с О. в. ф. обладает преимущественным усилением по сравнению с остальными, т. к. только у неё максимумы интенсивности всюду в среде совпадают с максимумами интенсивности возбуждающего света. Этот фактор в сочетании с громадным общим усилением, характерным для вынужденного рассеяния света ($\sim 10^{11}$), приводит к тому, что обращённая волна резко выделяется на фоне остальных, и в ней концентрируется практически вся энергия рассеянного излучения.

● Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Зельдович Б. Я., Носач О. Ю. [и др.], Обращение волнового фронта света при его вынужденном рассеянии, «Вестник МГУ. Сер. физика, астрономия», 1978, т. 19, № 4, с. 137; Ананьев Ю. А., Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения, М., 1979. *О. Ю. Носач, В. В. Рагульский.*

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (ОТО), современная физ. теория пр-ва, времени и тяготения; окончательно сформулирована А. Эйнштейном в 1915. В основе ОТО лежит эксперим. факт равенства инертной массы (входящей во второй закон Ньютона) и гравитац. массы (входящей в закон тяготения) для любого тела, приводящий к *эквивалентности принципу*. Равенство инертной и гравитац. масс проявляется в том, что движение тела в поле тяготения не зависит от его массы. Это позволяет ОТО трактовать тяготение как искривление пространственно-временного континуума. Т. о., ОТО явл. теорией тяготения, построенной на основе теории относительности (см. *Тяготение*).

ОБЪЕКТИВ (от лат. objectus — предмет), обращённая к объекту часть оптич. системы или самостоят. оптич. система, формирующая действительное *изображение оптическое* объекта. Это изображение либо рассматривают в *окуляр*, либо получают на плоской (реже на искривлённой) поверхности фотогр. светочувствит. слоя, фотокатода передающей телевиз. трубки или *электронно-оптического преобразователя*, матового стекла или экрана. Конструктивно О. делятся на три класса: наиб. распространённые линзовые (рефракторы, диоптрические), зеркальные (рефлекторы, катоптрические), зеркально-линзовые (катадиоптрические; подробно о них см. в ст. *Зеркально-линзовые системы*). По назначению О. разделяют на: О. *зрительных труб* и телескопов, к-рые дают уменьшенное изображение; О. *микроскопов*, дающие увеличенное изображение; фотогр. и проекц. О., дающие в зависимости от конструкции и способа применения уменьшенное или увеличенное изображение.

Важнейшими оптич. хар-ками О. являются: *фокусное расстояние*, к-рое при заданном удалении объекта от О. определяет *увеличение оптическое* О.; диаметр входного зрачка О.; *относительное отверстие* и выражающаяся через него *светосила* О.; *поле зрения* О. Кач-во формируемого О. изображения характеризуется *разрешающей способностью* О., коэфф. передачи *контраста*, коэффициентами интегр. и спектр. *пропускания* света, коэфф. светорассеяния в О., наделом освещённости по полю изображения.

Объективы зрительных труб и телескопов. Расстояние до объектов, рассматриваемых в зрит. трубы и телескопы, предполагается очень большим. Поэтому объекты характеризуют не линейными, а угл. размерами. Соответственно хар-ками О. данной группы служат угл. увеличение γ, угл. разрешающая способность α и угол поля зрения $2\omega = 2\omega'/\gamma$, где $2\omega'$ — угол поля зрения следующей за О. части оптич. системы (обычно окуляра). В свою очередь $\gamma = f_1/f_2$, где f_1 — фокусное расстояние О., f_2 — переднее фокусное расстояние последующей части системы. Разрешающая способность О. в угл. секундах определяется по ф-ле: $\alpha'' = 120''/D$, где D — выраженный в мм диаметр входного зрачка О.

О. измерит. и наблюдат. зрит. труб и геодезич. приборов имеют входные зрачки диаметром неск. см. Малая величина поля зрения (не более 10—15°, обычно меньше) большинства зрит. труб позволяет использовать О. сравнительно простых конструкций; напр., линзовые О. состоят, как правило, из двух склеенных линз (в них исправляют лишь *сферическую аберрацию* и *хроматическую аберрацию*). Менее употребительны О. из трёх и более линз, в к-рых устранены также *кома* и нек-рые др. *аберрации оптических систем*. С 70-х гг. 20 в. в геодезич. приборах начали использоваться *менисковые системы*. Относит. отверстия О. наблюдат. труб и геодезич. приборов варьируют в широких пределах (примерно от 1 : 20 до 1 : 5).

Диаметры линзовых и зеркально-линзовых О. телескопов $\sim 0{,}5$—1 м (макс. $D = 1{,}4$ м). В телескопах-рефракторах используются двухлинзовые О. (также с исправлением лишь сферич. и хроматич. аберраций); в астрографах, предназначенных для фотографирования звёздного неба,— трёх- и четырёхлинзовые О.; в астрографах, как правило, исправляются

все аберрации, за исключением *кривизны поля*. Угол поля зрения О. астрографов достигает 6°; у двухлинзовых О. рефракторов он обычно тем меньше, чем больше их диаметр, составляя у самых больших менее 1°. Относит. отверстия больших рефракторов 1 : 20 — 1 : 10, у астрографов они больше и доходят до 1 : 1,4—1 : 1,2. В телескопах, построенных по т. н. системе Шмидта, и в менисковых системах Максутова поле зрения достигает 5° при относит. отверстии ~ 1 : 3. Наибольший О. зеркального телескопа [рефлектор с параболич. зеркалом (БТА) Спец. астрофиз. обсерватории АН СССР на Сев. Кавказе] имеет D=6 м. Поле зрения О. самых больших рефлекторов не превышает неск. угл. минут; у О. рефлекторов, построенных по т. н. системе Ричи — Кретьена (с гиперболическим гл. зеркалом), поле зрения доходит до 1°. Аберрации подобных О. (кроме хроматических и сферических) значительны и исправляются введением дополнительных (коррекционных) линз и зеркал, т. н. компенсаторов.

К астр. О. относятся также О., применяемые в системах наблюдения за ИСЗ и для фотографирования метеоров. В них исправляются все аберрации, за исключением кривизны поля.

Фотографические объективы (к ним относятся и О., применяемые при киносъёмке и репродуцировании) отличаются от О. зрит. труб тем, что формируемые ими изображения должны быть резкими до края фотоплёнки (или иного приёмника), размеры к-рой могут быть сравнительно велики. Поэтому угол поля зрения резкого изображения у таких О. значительно

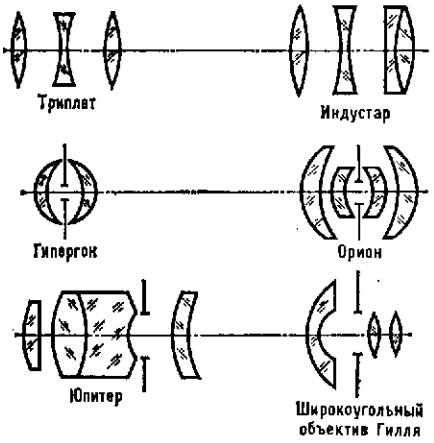


Рис. 1. Линзовые фотографические объективы.

больше, чем у О. зрит. труб и телескопов. Чтобы добиться резкости и высокого контраста неискажённого плоского изображения при больших углах поля зрения, необходимо тщательно исправлять все осн. аберрации, что усложняет О. На рис. 1 приведено неск. схем наиб. типичных линзовых фотообъективов.

По назначению фотогр. О. разделяют на О., используемые в любительской и профессиональной фотографии и кинематографии, репродукционные, телевизионные, аэрофотосъёмочные и др., а также О. для невидимых областей спектра — ИК и УФ. Среди О. одного и того же назначения различают нормальные (универсальные), светосильные, широкоугольные и длиннофокусные (телеобъективы). Наиболее распространены нормальные О., обеспечивающие резкое плоское изображение при умеренно больших относит. отверстии и поле зрения. Их фокусные расстояния ~40 — 150 мм, относит. отверстия 1 : 4—1 : 1,8, угол поля зрения для О. с фокусным расстоянием ~50 мм ок. 50°. Светосильные О. имеют относит. отверстия от 1 : 1,8 до 1 : 0,9. Угол поля зрения широкоугольных О. превышает 60° и доходит у нек-рых из них до 180° (напр., показанный на рис. 1 объектив Гилля имеет поле зрения 180° при относит. отверстии 1 : 22). Особенно важную роль такие О. играют в аэрофотосъёмке. Фокусные расстояния широкоугольных О. обычно от 100 до 500 мм; их относит. отверстия характеризуются ср. и малыми значениями (1 : 5,6 и ниже). В них трудно исправлять такие аберрации, как *дисторсия*, кривизна поля и *астигматизм*. Значит. искажения эффекта перспективы характерны для изображений, формируемых такими О.

К длиннофокусным относят фотогр. О. с углом поля зрения обычно менее 30° и значениями фокусных расстояний ~100—2000 мм. Такие О. применяют для съёмки удалённых объектов в крупном масштабе; их относит. отверстия не превышают 1 : 5,6—1 : 4,5.

Широко применяются т. н. панкратические О. с переменным фокусным расстоянием (таковы мн. киносъёмочные О.); изменение этого расстояния осуществляется перемещением отд. компонент О., при к-ром его относит. отверстие обычно остаётся неизменным. Подобные О., в частности, позволяют менять масштаб изображения без изменения положения объекта и плоскости изображения (при смещении компонент О. и изменении его фокусного расстояния меняется положение главных плоскостей О.; см. *Кардинальные точки*). По оптико-коррекционным св-вам панкратич. О. делятся на: 1) вариообъективы, оптич. схема к-рых корригируется в отношении всех аберраций как единое целое; 2) трансфокаторы — системы, состоящие из собственно О. и устанавливаемой перед ним афокальной насадки, аберрации к-рой исправляются отдельно. Получение изображений высокого кач-ва в панкратич. О. достигается за счёт увеличения числа линз и компонент. Такие О.— сложные системы, состоящие из 11—20 линз. Для уменьшения потерь света совр. фотогр. О. просветляют (см. *Просветление оптики*).

Проекционные О. однотипны с фотографическими и отличаются от них в принципе лишь обратным направлением лучей света. Из них выделяют О. для диапроекции в проходящем свете и О. для эпипроекции в отражённом свете (см. *Проекционный аппарат*). Особую подгруппу, также относимую к фотообъективам, составляют р е п р о д у к ц и о н н ы е О., применяемые для получения изображений плоских предметов, чертежей, карт и т. п. Проекционные О., репродукционные О. и фотообъективы в случаях, когда они расположены близко к объекту, характеризуют не угловым, а линейным увеличением (масштабом изображения в собственном смысле), линейными размерами поля зрения и числовой *апертурой*. В этом отношении они сходны с О. микроскопов.

Объективы микроскопов всегда находятся в непосредств. близости от объекта. Их фокусные расстояния невелики: от 30—40 мм до 2 мм. К основным оптич. хар-кам О. микроскопов относятся: числовая апертура A, равная $n_1 \sin u_1$, где n_1 — показатель преломления среды, в к-рой находится объект, u_1 — половина угла раствора светового пучка, попадающего в О. из точки объекта, лежащей на оптич. оси О.; линейное увеличение β; линейные размеры $2l$ поля зрения, резко отображаемого О.; расстояние от плоскости объекта до плоскости изображения. Значением A определяется как освещённость изображения, прямо пропорциональная A^2, так и линейный предел разрешения микроскопа, т. е. наименьшее

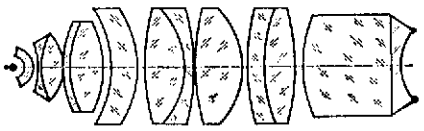


Рис. 2. Типичная оптич. схема объектива микроскопа.

различаемое расстояние на объекте. Если объект находится в воздухе (n=1, «сухой» О.), то A не может превышать единицы (фактически не более 0,9). Помещая объект в сильно преломляющую (n>1), т. н. и м м е р с и о н н у ю, жидкость, примыкающую к поверхности первой линзы О., добиваются того, что A достигает значений 1,4—1,6 (см. *Иммерсионная система*). У совр. микроскопов β доходит до 90—100; полное увеличение микроскопа $\Gamma=\beta\Gamma'$, где Γ' — угл. увеличение окуляра. Линейное поле зрения $2l$ связано с диаметром D диафрагмы поля зрения окуляра соотношением $2l=D/\beta$. По мере увеличения A и β растёт сложность

конструкции О., т. к. требования к кач-ву изображения очень велики: разрешающая способность О. практически не должна отличаться от разрешающей способности для идеального (безаберрационного) О. Этому условию удовлетворяют конструкции наиб. совершенных О. микроскопов — т. н. планахроматов и планапохроматов. На рис. 2 показана типичная схема планапохромата.

Особые группы О. составляют: О. *спектральных приборов*, во многом близкие фотообъективам; спец. О. для использования с *лазерами* и т. д.

● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., [ч.] 1—2, М.—Л., 1948—52; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969; Русинов М. М., Фотограмметрическая оптика, М., 1962; Микроскопы, М., 1969; Михель К., Основы теории микроскопа, пер. с нем., М., 1955. *К. И. Погорелов.*

ОБЪЁМ УДЕЛЬНЫЙ вещества, объём, занимаемый ед. массы в-ва. О. у. v — величина, обратная плотности: $v=1/\rho$. Для однородного в-ва $v=V/m$, где V — объём в-ва, m — его масса. Единицы О. у.: 1 м³/кг (*СИ*) и 1 см³/г (*СГС система единиц*); 1 м³/кг$=10^3$ см³/г.

ОБЪЁМНАЯ ВЯЗКОСТЬ (вторая вязкость), величина, феноменологически характеризующая процесс диссипации энергии при объёмных деформациях среды. В отличие от обычной стоксовой, или сдвиговой, *вязкости*, характеризующей необратимую передачу энергии поступат. движения среды от одних слоёв к другим, О. в. характеризует квазиравновесный обмен энергией между поступат. и внутр. степенями свободы в каждой ч-це в-ва, т. е. релаксац. процесс (см. *Релаксация акустическая*). О. в. проявляется, напр., при распространении звуковых и особенно УЗ волн в жидкостях и газах. Величина коэфф. О. в. ζ так же, как и коэфф. сдвиговой вязкости η, определяет величину *поглощения звука*. Если при распространении звука равновесное состояние среды практически не нарушается, что справедливо, когда время релаксации очень мало по сравнению с периодом звук. волны, то коэфф. О. в. не зависит от частоты. Если же при распространении звука термодинамич. равновесие нарушается, то ζ принимает аномально большие значения и становится ф-цией частоты звука.

Для определения коэфф. О. в. обычно пользуются данными по поглощению и *дисперсии звука*. Величина ζ зависит от темп-ры и давления: она обычно уменьшается при повышении темп-ры и увеличивается при повышении давления. Коэфф. О. в. для жидкостей обычно больше, чем для газов, в ср. на 1—3 порядка.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954, § 78; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А — Свойства газов, жидкостей и растворов, М., 1968. *А. Л. Полякова.*

ОБЪЁМНАЯ СИЛА (массовая сила), сила, действующая на все ч-цы (элем. объёмы) данного тела и пропорц. массе ч-цы. Пример О. с.— силы тяготения.

ОБЪЁМНОЙ УПРУГОСТИ МОДУЛЬ, отношение гидростатич. напряжения к относит. изменению объёма (см. *Модули упругости*).

ОБЪЁМНЫЙ ЗАРЯД, то же, что *пространственный заряд*.

ОБЪЁМНЫЙ РЕЗОНАТОР электромагнитный, обычно замкнутая полость с хорошо проводящими стенками, внутри к-рой могут существовать свободные эл.-магн. колебания. Наиболее распространены О. р. цилиндрич., сферич. и тороидальной формы. Период собственных колебаний $T=2\pi/\omega$ (ω — круговая частота) не превышает времени прохождения волны между наиболее отдалёнными стенками; $T\leqslant l/c$ (c — скорость распространения света в заполняющей О. р. среде, обычно в воздухе, в вакууме). Поэтому в ДВ диапазонах О. р. оказываются слишком громоздкими ($l\sim\lambda=cT$), и только начиная с СВЧ диапазона ($\lambda\leqslant 10$—20 см) их применение технически оправдано. С другой стороны, именно в этом диапазоне колебат. *системы с сосредоточенными параметрами* становятся низкодобротными из-за больших омич. потерь или потерь на излучение.

Отыскание нормальных колебаний (колебат. мод) эл.-магн. поля внутри замкнутой полости состоит в решении *Максвелла уравнений* при определённых граничных условиях на стенках; в частности, на поверхности идеального проводника должна обращаться в нуль тангенциальная компонента электрич. поля E_t. Бесконечное, но счётное множество собств. значений этой задачи образует спектр собств. частот О. р., а соответствующие им решения дают пространств. распределения электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей (*моды*).

Простейший О. р.— отрезок *радиоволновода*, закрытый двумя идеально проводящими торцевыми «крышками», перпендикулярными оси Oz. Граничные условия на торцах удовлетворяются, если между стенками укладывается целое число (q) волноводных полуволн, а также если поле $\boldsymbol{E}$ всюду внутри О. р. направлено вдоль координаты z и не зависит от неё, т. е. при $k_z=(\pi/l)q$, где k_z — продольное волн. число, $q=0, 1, 2, \ldots$, l — длина О. р. Поскольку каждая из волноводных мод характеризуется ещё и спектром поперечных волн. чисел $\varkappa_{nm}$, то полный спектр волноводного О. р. определяется соотношением

$$\omega^2_{nmq}=c^2\left(\varkappa^2_{nm}+\frac{\pi^2q^2}{l^2}\right). \qquad (1)$$

Норм. колебания волноводного О. р. классифицируются по типам соответствующих волноводных мод. Различают колебания типа TE_{nmq} и колебания типа TM_{nmq}. Индексы n, m, q указывают число полуволн, укладывающихся вдоль трёх измерений О. р. В случае TE_{nmq}-колебаний вектор $\boldsymbol{E}$ поляризован в поперечной плоскости $z=\text{const}$, в случае TM_{nmq}-колебаний в этой плоскости лежит вектор $\boldsymbol{H}$. Иногда их обозначают H_{nmq} и E_{nmq},

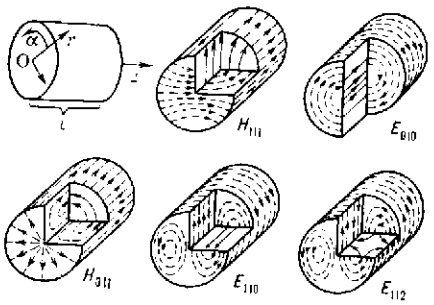


Рис. 1. Простейшие виды колебаний (моды) в цилиндрическом объёмном резонаторе. Стрелки указывают направление силовых линий электрического (сплошные линии) и магнитного (пунктир) полей.

указывая на присутствие в полях продольных составляющих векторов $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{E}$ (рис. 1).

Одной и той же собств. частоте О. р. могут соответствовать две или более линейно независимых моды. Самым высоким числом вырожденных мод (12) обладают частоты ω_{nmq} ($n\neq m\neq q$) в сферич. или кубич. О. р. Внесение небольших неоднородностей в О. р. уменьшает число вырожденных мод, образуя систему, как бы состоящую из n связанных колебат. контуров с близкими частотами.

Чаще всего О. р. используются в режиме осн. колебания, обладающего

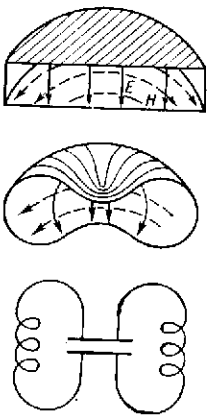


Рис. 2. Переход от цилиндрич. резонатора с модой типа E_{010} путём плавных деформаций стенок к резонатору, в к-ром магн. и электрич. поля пространственно разделены, почти как в колебательном контуре. Сплошные линии — силовые линии электрич. поля, пунктир — магн. поля.

наинизшей собств. частотой. В цилиндрич. О. р. длины l и радиуса a при $l<2{,}04a$ главным явл. колебание E_{010} (1-й индекс относится к вариации поля по углу α, 2-й — по радиусу r, 3-й — вдоль оси цилиндра oz, рис. 1), имеющее собств. частоту $\omega_{010}=2{,}04c/a$. Поля в нём ($E_z\neq 0$, $H_\alpha\neq 0$) распределены, как в колебательном LC-контуре, в к-ром конденсатор C

и самоиндукция L составляют единое целое (рис. 2). Небольшими деформациями границ О. р. можно придавать ему технологически различные, но топологически эквивалентные формы. С ростом длины при $l>2{,}04a$ осн. колебанием становится H_{111} ($H_z\neq 0$, $H_r\neq 0$, $E_r\neq 0$, $E_\alpha\neq 0$) с частотой

$$\omega_{111}=c\sqrt{\left(\frac{1.84}{a}\right)^2+\frac{\pi^2}{l^2}},$$

несмотря на то что оно имеет более сложную структуру, чем «конкурирующее» с ним колебание H_{011} ($H_z\neq 0$, $H_r\neq 0$, $E_\alpha\neq 0$) с частотой

$$\omega_{011}=c\sqrt{\left(\frac{3.83}{a}\right)^2+\left(\frac{\pi}{l}\right)^2}.$$

Потери энергии в среде, заполняющей полость, и поглощение в экранирующих стенках приводят к затуханию собств. колебаний. Если потери невелики, их можно учесть с помощью метода возмущений. В первом приближении все потери аддитивны. Добротность Q О. р. определяется как отношение запасённой энергии W к потерям энергии P за период колебаний; напр., добротность Q из-за поглощения в среде равна: $Q_1=\varepsilon'/2\varepsilon''$ (ε' и ε'' — действительная и мнимая части *диэлектрической проницаемости*), из-за поглощения в стенках $Q_2\approx V/S\delta$ (V — объём полости, S — её поверхность, δ — толщина скин-слоя, см. *Скин-эффект*). Суммарная добротность Q_Σ определяется из соотношения:

$$1/Q_\Sigma=\Sigma_n\,1/Q_n. \qquad (2)$$

Добротности О. р. на осн. колебаниях в диапазоне СВЧ достигают 10^3, а при использовании сверхпроводящих экранов (см. *Сверхпроводимость*) могут достигать 10^6.

Возбуждение О. р., как и радиоволноводов, происходит с помощью петель, штырей, щелей, отверстий и т. п. (см. *Антенна*). О. р. с металлич. стенками широко применяются в технике СВЧ как частотные фильтры и резонансные колебат. системы генераторов, усилителей, приёмных устройств, ускорителей, спектр-анализаторов и др. Но, начиная с частот $\sim 10^{11}$ Гц, О. р. при работе на осн. моде становятся слишком малыми ($l\sim 1$ мм), и поскольку толщина скин-слоя δ пропорц. $\sqrt{\lambda}$, а размеры О. р. уменьшаются пропорц. λ, его добротность ухудшается по закону $Q\sim\sqrt{\lambda}$. Применение же больших О. р. с возбуждением высших мод затруднено из-за очень плотного спектра собств. частот. Поэтому в миллиметровом, субмиллиметровом и оптич. диапазонах О. р. вытеснены открытыми резонаторами, в к-рых осуществляется разрежение спектра за счёт высвечивания поперечных мод с большими индексами m и n через открытые участки боковых поверхностей (см. *Квазиоптика*, *Оптический резонатор*).

● Никольский В. В., Электродинамика и распространение радиоволн, 2 изд., М., 1978; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 1, М., 1970; Каценеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966.

А. Г. Литвак, М. А. Миллер.

ОВЕРХАУЗЕРА ЭФФЕКТ, резкое возрастание интенсивности *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) при насыщении уровней *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР) в том же в-ве. Теоретически предсказан А. У. Оверхаузером (A. W. Overhauser, США) в 1953. Экспериментально наблюдался в 1953 вначале в металлах (Т. Карвер и Ш. Шлихтер, 1953, США), затем в ПП, свободных радикалах и жидкостях с парамагн. примесями.

О. э.— следствие магн. вз-ствия эл-нов и ядра атомов или ионов таких парамагнетиков, в к-рых возможно установление равновесной электронной и яд. намагниченности в сильном пост. магн. поле. При насыщении ЭПР это вз-ствие вызывает перераспределение ядер по уровням, увеличивая разность их населённостей и вероятность перехода. О. э. лежит в основе метода *двойного электронно-ядерного резонанса*.

Если длительно поддерживать насыщение ЭПР, то наступит стационарное состояние, при котором отношение населённостей яд. перехода $N^{\text{я}}_+/N^{\text{я}}_-$ будет такое же, как отношение населённостей $N^{\text{э}}_+/N^{\text{э}}_-$ электронного перехода, т. е. населённость нижнего яд. уровня возрастает и возникает сильная поляризация ядер (см. *Ориентированные ядра*).

● Хуцишвили Г. Р., Эффект Оверхаузера и родственные явления, «УФН», 1960, т. 71, в. 1. См. также лит. при ст. *Электронный парамагнитный резонанс* и *Ядерный магнитный резонанс*.

ОДНОДОМЁННЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ЧАСТИЦЫ, малые ч-цы ферромагн. в-в, являющиеся одиночными *доменами*. При уменьшении размеров многодоменных ч-ц они могут стать однодоменными, если их свободная энергия в этом состоянии меньше, чем в многодоменном. Критич. размер $D_{\text{кр}}$, ниже к-рого ч-ца обладает однодоменной структурой, зависит в первую очередь от значения *намагниченности* насыщения J_s и коэфф. *магнитной анизотропии* K. Величина $D_{\text{кр}}$ возрастает с увеличением K и уменьшением J_s. Для большинства ферромагнетиков $D_{\text{кр}}\sim 10^{-4}$—$10^{-6}$ см. О. ф. ч. характеризуются нек-рыми особенностями магн. св-в. Их *намагниченность остаточная* $J_r=J_s$. Перемагничивание О. ф. ч. происходит необратимым вращением вектора намагниченности J_s. Если О. ф. ч. обладают высокой магн. анизотропией (напр., за счёт анизотропии формы ч-ц или магн. кристаллографич. анизотропии), то процесс вращения J_s затруднён и *коэрцитивная сила* H_c велика. В магнитно-одноосных О. ф. ч. J_r и H_c имеют максимальное значение вдоль *оси лёгкого намагничивания*, т. к. поворот вектора J_s из этого направления требует наибольшей работы магнитного поля.

Для намагничивания до насыщения ферромагн. образца, состоящего из суспензии О. ф. ч., вкрапленных в диамагн. матрицу, требуется поле значительно меньшей напряжённости, чем в случае многодоменных ч-ц. Создание в подобном конгломерате О. ф. ч. магнитной текстуры, при к-рой оси лёгкого намагничивания ч-ц выстроены вдоль одного направления (оси текстуры), приводит к увеличению J_r и H_c вдоль этой оси. С увеличением концентрации О. ф. ч. в конгломерате растёт значение J_r. Магнитные материалы из микропорошков с О. ф. ч. (Fe, Fe—Co и др.) широко применяются для изготовления пост. магнитов в приборостроении.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

ОДНООСНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, кристаллы, в к-рых происходит *двойное лучепреломление* при всех направлениях падающего на них луча света, кроме одного, наз. оптической осью кристалла. См. *Кристаллооптика*.

ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ, раздел электронной спектроскопии, методы к-рого основаны на измерении энергии и интенсивности токов оже-электронов, эмиттированных из атомов, молекул и тв. тел при *оже-эффекте*. Энергия оже-электронов определяется природой испускающих их атомов и их хим. окружением, что позволяет определять атомы в соединениях и получать информацию об их хим. состоянии. О.-с. применяют как для фундам. исследований, так и для элементного анализа. В зависимости от способа возбуждения атомов — электронным, фотонным, ионным пучками — различают электронную, фотоэлектронную и ионную О.-с. (соотв. ЭОС, ФОС и ИОС).

Спектры оже-электронов получают и регистрируют с помощью оже-спектрометров. Наиболее распространены электронные оже-спектрометры на базе анализаторов энергии эл-нов типа цилиндрич. зеркала и четырёхсеточного анализатора с тормозящим полем (рис. 1). Электронный пучок от электронной пушки направляется на образец, находящийся в вакуумной камере (до 10^{-10} мм рт. ст.). В спектрометрах первого типа (их чувствительность на два порядка выше, чем спектрометров второго типа) потенциал внеш. цилиндрич. электрода анализатора *2* искривляет траектории оже-электронов в зависимости от их энергии. В результате каждому значению потенциала будет соответствовать определ. энергия оже-электронов, попавших в электронный умножитель *6*. В спектрометрах второго типа энергия электронов, попадающих на коллектор анализатора *2*, зависит от задерживающего потенциала на сетках. Обычно регистрируют не энергетич. распределение числа N эмиттированных эл-нов

по энергиям $\mathcal{E}$, а производную $dN(\mathcal{E})/d\mathcal{E}$ (рис. 2), что повышает чувствительность метода.

О.-с. газов используется гл. обр. в фундам. исследованиях (для изучения механизма самого оже-эффекта, основных и возбуждённых состояний дважды ионизованных атомов, разл. явлений, связанных с процессом нач. возбуждения атома). О.-с. может быть использована и для хим. анализа газов, но систематич. исследования аналитич. возможностей метода пока не проводились. Наибольшее применение О.-с. получила для элементного анализа приповерхностного слоя тв. тела толщиной в неск. ат. слоёв. Для получения информации о более глубинных слоях используют послойное распыление исследуемого образца ионами инертных газов. На основе ЭОС и ФОС проводят хим. анализ всех элементов периодич. таблицы (кроме He и H). Методы ИОС не чувствительны к нек-рым элементам. Т. к. вероятность безызлучат. переходов падает с ростом ат. номера элемента, эффективность анализа атомов лёгких элементов выше, чем тяжёлых. Чувствительность методов О.-с. составляет $\sim 10^{12}$ ат/см^2.

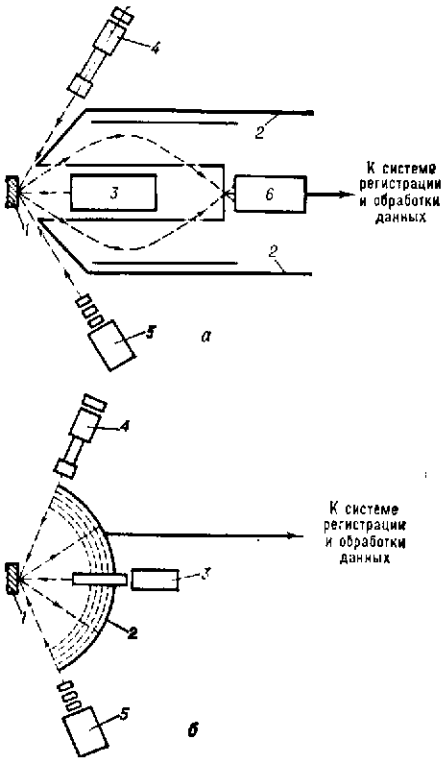


Рис. 1. Схемы электронных оже-спектрометров с электростатич. анализатором типа цилиндрич. зеркала (*а*) и с четырёхсеточным анализатором с тормозящим полем (*б*): *1* — исследуемый образец; *2* — энергетич. анализатор эл-нов; *3* — электронная пушка; *4* — электронная пушка, создающая наклонно падающий пучок; *5* — ионная пушка для послойного распыления образца; *6* — электронный умножитель.

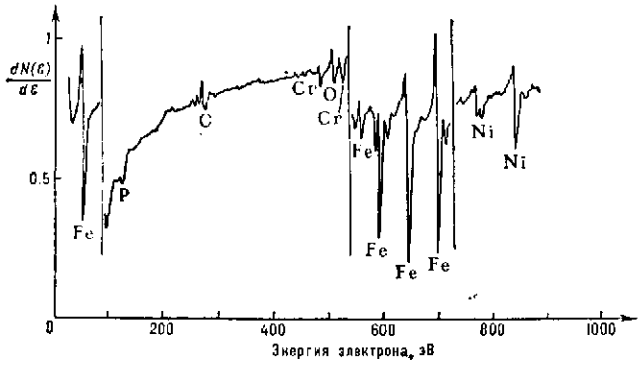


Рис. 2. Спектр оже-электронов стали, содержащей Ni, Cr, C, P, O.

Важной хар-кой явл. форма оже-линий, а также изменения энергий оже-электронов (сдвиги оже-линий) в зависимости от хим. состояния атома или его хим. окружения. Это позволяет наряду с элементным анализом получать информацию о хим. состоянии атома.

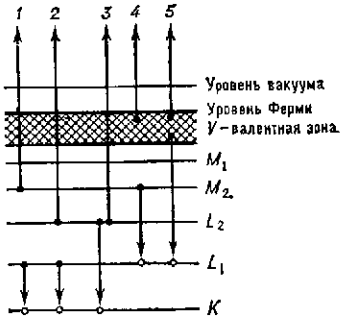
Совр. оже-спектрометры в большинстве случаев могут работать в сканирующем режиме и давать информацию о распределении отд. элементов по поверхности образца. Спектрометры с четырёхсеточным анализатором позволяют сочетать методы О.-с. с дифракцией медленных эл-нов (см. *Электронография*), что даёт возможность не только исследовать элементный состав приповерхностных слоёв монокрист. образцов, но и получать сведения об их структуре и её изменениях.

● Методы анализа поверхностей, М., 1979; Карлсон Т. А., Фотоэлектронная и ожеспектроскопия, пер. с англ., Л., 1981.

В. В. Кораблёв.

ОЖЕ-ЭФФЕ́КТ, процесс, включающий в себя заполнение эл-ном вакансии, образованной на одном из внутр. *уровней энергии* атома, с передачей безызлучат. путём выделенной при этом энергии эл-ну другого (вышележащего) уровня и переводом его в возбуждённое состояние. Если переданная энергия достаточна, то возбуждённый эл-н покидает атом (оже-электрон). В результате О.-э. в атоме вместо одной (первичной) вакансии возникают две новые (вторичные) на более высоких уровнях энергии. Первичная вакансия может быть образована, напр., при облучении атома фотонами, эл-нами, ионами соответствующих энергий.

В обозначении оже-переходов сначала указывают уровень, на к-ром образована первичная вакансия, затем уровень, эл-н к-рого заполнил эту вакансию, и последним — уровень, к-рый покинул оже-электрон (напр., KL_1M_1-, KM_2M_2-переходы). Оже-электроны обычно делят на серии и группы: серия характеризует положение первичных вакансий (напр., *K*-, *L*-серии), группа — положение вторичных (напр., $K - L_1M_2$-, $K - M_2N_1$-группы).



Уровни энергии и оже-переходы в металлах: *1* — KL_1M_2-переход; *2* — KL_1L_2-переход; *3* — KL_2L_2-переход; *4* — L_1M_2V-переход; *5* — L_1VV-переход (переходы *4* и *5* происходят с участием валентной зоны).

О.-э. может наблюдаться не только в изолированных атомах, но и в конденсированных средах. В тв. теле наряду с переходами между внутр. уровнями энергии атома наблюдаются переходы с участием эл-нов валентной зоны (рис.).

Обычно оже-электроны экспериментально наблюдают в виде потоков эл-нов с определ. энергиями, не зависящими от энергии возбуждающих ч-ц. Первичная вакансия заполняется эл-ном вышележащего уровня за время 10^{-14}—10^{-17} с, это приводит к тому, что мин. ширины оже-линий составляют неск. эВ (см. *Ширина спектральных линий*). В тех случаях, когда переходы включают эл-ны валентной зоны, её энергетич. структура также влияет на ширину и форму оже-линий. В хим. соединениях могут наблюдаться переходы с участием уровней энергии разл. атомов, входящих в соединение, в атомах, адсорбированных на подложках,— уровней энергии атомов адсорбата и подложки.

О.-э. проявляется во всех случаях (наряду с излучат. процессами), когда возникает вакансия на одном из внутр. уровней энергии атомов. В природе они могут создаваться косм. ч-цами, блуждающими эл-нами, в эксперим. установках — с помощью специально создаваемых потоков фотонов, эл-нов или ионов. Переходы ат. ядра из возбуждённого состояния в нормальное могут сопровождаться передачей энергии одному из внутр. эл-нов атома — происходят процессы, аналогич. О.-э.

О.-э. наз. по имени франц. физика П. Оже (P. Auger), открывшего в 1925 V-образные пары электронных треков при наблюдении в камере Вильсона ионизации под действием рентг. излучения.

Частным случаем О.-э. явл. эффект Костера — Кронига, когда первичная

и одна из вторичных вакансий принадлежат одной и той же оболочке.

О. э. применяется в *оже-спектроскопии.*

● Burhop E. H. S., The Auger effect and other radiationless transition, Cambr., 1952; Парилис Э. С., Эффект Оже, Ташк., 1969.

В. В. Кораблёв.

ОККЛЮЗИЯ (от позднелат. occlusio — запирание, скрывание), поглощение газов тв. металлами или расплавами с образованием тв. или жидких р-ров или хим. соединений (нитридов, гидридов и т. д.).

ОКОЛОЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ, течение газа, при к-ром ч-цы его движутся в рассматриваемой области со скоростями, близкими к местной скорости звука. О. т. может быть всюду дозвуковым или всюду сверхзвуковым, но чаще всего оно бывает смешанным, т. е. включает области как с дозвук., так и со сверхзвук. скоростями.

С изучением О. т. связан ряд важных практич. проблем: полёты ракет и самолётов, работа компрессоров и турбин воздушно-ракетных двигателей, аэродинамич. труб и т. д.

ОКТАВА, единица частотного интервала, равна интервалу между двумя частотами (f_2 и f_1), логарифм отношения которых (при основании 2) $\log_2(f_2/f_1)=1$, что соответствует $f_2/f_1=2$; 1 О.=1200 *центов*=301 *савар.* Применяется в *акустике.*

ОКУЛЯР (от лат. oculus — глаз), обращённая к глазу наблюдателя часть оптич. системы (*зрительной трубы*, телескопа, *бинокля*, *микроскопа* и т. д.); служит для визуального рассматривания действительного изображения, к-рое формирует *объектив* или другая предшествующая О. часть системы, напр. сочетание объектива и *оборачивающей системы.* По своему действию О. сходен с *лупой*; отличие его от лупы, связанное с использованием О. в сложной системе, состоит в значительно меньшей *апертуре* пучка попадающих в него лучей.

Оптич. св-ва О. характеризуются: 1) фокусным расстоянием f', определяющим угловое *увеличение оптическое* $\Gamma'=250/f'$ (250 мм — расстояние наилучшего видения); обычно О. имеют $\Gamma'\approx 5$—20, хотя в отд. случаях оно либо достигает 40—60 (с добавочной отрицат. линзой), либо составляет всего 1,5—3; 2) углом поля зрения $2\omega'$ в пр-ве изображений (углом между крайними лучами, выходящими из О.); 3) расстоянием d от последней линзы О. до его выходного зрачка, к-рым явл. изображение объектива, даваемое О. (см. *Диафрагма*). Для наиб. удобного расположения глаза наблюдателя d должно быть 12—15 мм, а при наличии очков — до 25 мм.

От оптич. св-в О. зависят и общие хар-ки включающей его оптич. системы. Так, *поле зрения* в пр-ве объектов — угловое 2ω для зрит. трубы и линейное $2l$ для микроскопов — выражается по ф-лам: $\mathrm{tg}\,\omega=\mathrm{tg}\,\omega'/\gamma$ и $2l=f'\mathrm{tg}\,\omega'/\beta$, где γ — полное увеличение зрит. трубы, β — линейное увеличение объектива.

Первый О., применённый в 1609 Г. Галилеем, был простой отрицательной (рассеивающей) линзой. Этот О. имеет малые угол зрения и увеличение; используется гл. обр. в театральных биноклях.

Окуляры Гюйгенса (сер. 17 в.) и Рамсдена (кон. 18 в.), сконструпированные из положит. линз, применяются до сих пор. Каждый из них составлен из двух плосковыпуклых линз (рис. 1). При всей их простоте для углов поля зрения ~35—45° в них неплохо исправлены осн. аберрации (см. *Аберрации оптических систем*) и достаточно расстояние до выходного зрачка. Их фокусное расстояние не меньше 15—20 мм. Окуляр Рамсдена отличается от окуляра Гюйгенса тем, что его передний фокус действителен, вследствие чего в передней фокальной плоскости (с промежуточным изображением) можно совместить шкалу и крест нитей для измерит. целей.

С кон. 19 в. были разработаны широкоугольные О. с полем зрения 65—70°, а в дальнейшем усложнение конструкций позволило создать О. с углами поля зрения до 100° и более (рис. 2). Стали применяться О.

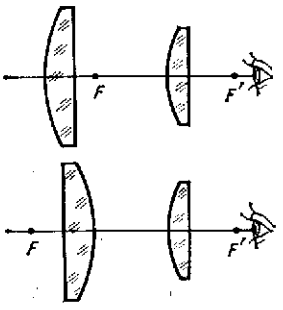


Рис. 1. Двухлинзовые положительные окуляры: вверху — окуляр Гюйгенса; внизу — окуляр Рамсдена.

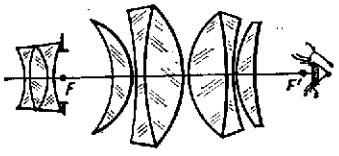


Рис. 2. Схема многолинзового широкоугольного окуляра.

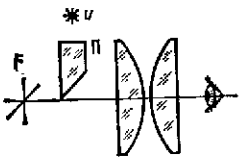


Рис. 3. Автоколлимационный окуляр.

большой *оптической силы*, у к-рых отношение расстояния до выходного зрачка d к фокусному расстоянию превышает единицу.

В сочетании с апохроматич. объективами в микроскопах используют т. н. компенсационные О., к-рые исправляют хроматич. разность увеличений. Часто применяются автоколлимационные О. (рис. 3), вблизи фокальной плоскости к-рых располагают малую призмочку П, направляющую свет от источника И на перекрестье нитей, затем в объектив и далее на зеркало. От зеркала свет отражается и собирается в фокусе О., где наблюдается одновременно крест нитей и его изображение, что позволяет с большой точностью определить направление нормали к зеркалу.

● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 2, М.—Л., 1952; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969.

Г. Г. Слюсарев.

ОМ (Ом, Ω), единица СИ электрич. сопротивления. Названа в честь нем. физика Г. Ома (G. Ohm). 1 Ом равен сопротивлению проводника, между концами к-рого при силе тока 1 А возникает напряжение 1 В; 1 Ом$=1{,}11\times\times 10^{-12}$ ед. СГСЭ$=10^9$ ед. СГСМ (см. *СГС система единиц*).

ОМА ЗАКОН, устанавливает зависимость между силой тока I в проводнике и разностью потенциалов (напряжением) U между двумя фиксиров. точками (сечениями) этого проводника:

$$U=rI. \qquad (1)$$

Коэфф. пропорциональности r, зависящий от геом. и электрич. св-в проводника и от темп-ры, наз. омич. сопротивлением или просто сопротивлением данного участка проводника. О. з. открыт в 1826 нем. физиком Г. Омом.

В общем случае зависимость между I и U нелинейна, однако на практике всегда можно в определ. интервале напряжений считать её линейной и применять О. з.; для металлов и их сплавов этот интервал практически неограничен.

О. з. в форме (1) справедлив для участков цепи, не содержащих источников эдс. При наличии таких источников (аккумуляторов, термопар, генераторов и т. д.) О. з. имеет вид:

$$rI=U+\mathcal{E}, \qquad (2)$$

где $\mathcal{E}$ — эдс всех источников, включённых в рассматриваемый участок цепи. Для замкнутой цепи О. з. принимает вид:

$$r_{\text{п}}I=\mathcal{E}, \qquad (3)$$

где $r_{\text{п}}=r+r_i$ — полное сопротивление цепи, равное сумме внеш. сопротивления r и внутр. сопротивления r_i источника эдс. Обобщением О. з. на случай разветвлённой цепи явл. 2-е *Кирхгофа правило.*

О. з. можно записать в дифф. форме, связывающей в каждой точке проводника плотность тока j с полной напряжённостью электрич. поля. Потенц. электрич. поле напряжённости E, создаваемое в проводниках микроскопич. зарядами (эл-нами, ионами) самих проводников, не может поддер-

живать стационарное движение свободных зарядов (ток), т. к. работа этого поля на замкнутом пути равна нулю. Ток поддерживается неэлектростатич. силами разл. происхождения (индукционного, хим., теплового и т. д.), к-рые действуют в источниках эдс и к-рые можно представить в виде нек-рого эквивалентного непотенц. поля с напряжённостью $E_{ст}$, наз. сторонним. Полная напряжённость поля, действующего внутри проводника на заряды, в общем случае равна $E+E_{ст}$. Соответственно дифф. О. з. имеет вид:

$$\rho j = E + E_{ст} \text{ или } j = \sigma (E + E_{ст}), \quad (4)$$

где ρ — уд. сопротивление материала проводника, а $\sigma = 1/\rho$ — его уд. электропроводность.

О. з. в комплексной форме справедлив также для синусоидальных *квазистационарных токов*:

$$zI = \mathcal{E}, \quad (5)$$

где z — полное комплексное сопротивление: $z = r + ix$, r — активное сопротивление, а x — реактивное сопротивление цепи. При наличии индуктивности L и ёмкости C в цепи квазистационарного тока частоты ω $x = \omega L - 1/\omega C$.

● Курс физики, под ред. Н. Д. Папалекси, т. 2, М.—Л., 1948; Калашников С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977 (Общий курс физики); Физические основы электротехники, пер. с англ., под ред. К. М. Поливанова, М.—Л., 1950.

ОМЕГАТРО́Н, *масс-спектрометр*, в к-ром разделение ионов, различающихся величиной отношения массы M к заряду e, происходит при их движении во взаимно перпендикулярных переменном электрич. и постоянном магн. полях. Разрешающая способность О. уменьшается с ростом M. О. используется для определения состава и измерения парц. давлений остаточных газов в вакуумных системах.

ОМИ́ЧЕСКИЙ КОНТА́КТ, контакт ПП — металл, ток через к-рый подчиняется закону Ома (т. е. пропорционален напряжению).

ОММЕ́ТР, прибор для измерения электрического (омического) сопротивления. В зависимости от диапазона измерений различают микроомметры, мегомметры, тераомметры. В простейших О. с *магнитоэлектрическим измерительным механизмом* реализуется метод вольтметра-амперметра: при пост. напряжении источника питания сила тока, протекающего через подвижную рамку механизма, и отклонение указателя определяются измеряемым сопротивлением. Осн. недостаток таких О.— зависимость их показаний от напряжения источника питания, поэтому перед применением рассматриваемого О. нач. положение указателя обязательно корректируется. О. с *логометром* нечувствительны к отклонению напряжения питания от номин. значения (в пределах примерно ±20%). При измерении больших сопротивлений (100 Ом — 10 МОм) измеряемое сопротивление включается последовательно с рамкой логометра (рис. 1, *а*), при измерении меньших сопротивлений — параллельно (рис. 1, *б*). Источники питания О. с электроизмерит. механизмом — сухие гальванич. элементы, встраиваемые в О., либо магнитоэлектрич. генераторы с ручным приводом (в мегомметрах). О. с электроизмерит. механизмом позволяют измерять сопротивления, не превышающие неск. тысяч МОм. Для измерений бо́льших сопротивлений используются электронные О. (тераомметры). Они, как правило, состоят из делителя напряжения, образованного образцовым и измеряемым сопротивлениями, и электронного вольтметра, измеряющего напряжение на одном из плеч делителя (рис. 2). Широкое распространение получили цифровые О. (см. *Цифровой электроизмерительный прибор*), входные цепи к-рых обычно представляют собой *мост измерительный*. Шкалы О. неравномерны. Погрешность измерений выражается в % от длины шкалы.

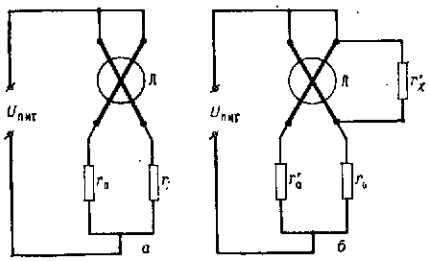


Рис. 1. Схема логометрич. омметра: *а* — для измерения больших сопротивлений r_x; *б* — для измерения малых сопротивлений r'_x; *Л* — логометр; r_x и r_0, r'_0 — измеряемое и образцовые сопротивления; $U_{пит}$ — питающее напряжение.

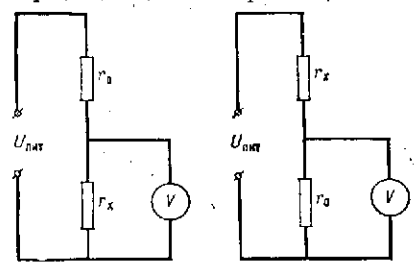


Рис. 2. Схема электронного омметра: *а* — с прямой шкалой (ноль на шкале слева); *б* — с обратной шкалой (ноль на шкале справа); r_x и r_0 — измеряемое и образцовое сопротивления; $U_{пит}$ — питающее напряжение; *V* — электронный вольтметр.

Выпускаемые О. с электроизмерительным механизмом имеют верхний предел измерений от 100 мкОм до 1000 МОм, осн. погрешность 1—5%; у цифровых О. диапазон измерений 10^{-3}—10^{10} Ом, осн. погрешность 0,05—1,0%; у электронных О. верхний предел измерений до 10^{17} Ом, осн. погрешность 1—2,5% (для сверхбольших сопротивлений — до 10—15%).

Техн. требования к О. стандартизованы в ГОСТе 22261—76 и ГОСТе 23706—79.

● Электрические измерения. Общий курс, 4 изд., Л., 1973; Полуянх К. С., Электронные измерительные приборы, М., 1966; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977. *В. П. Кузнецов.*

ОМ-МЕТР (Ом·м, Ω·m), ед. СИ уд. электрич. сопротивления; 1 Ом·м — уд. электрич. сопротивление, при к-ром цилиндрич. проводник площадью сечения 1 м² и длиной 1 м имеет сопротивление 1 Ом; 1 Ом·м = 10^2 Ом × × см = 10^6 Ом·мм²/м = $1{,}11 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ = 10^{11} ед. СГСМ.

ОНДУЛЯ́ТОР (франц. ondulateur, от onde — волна), устройство, в к-ром создаются периодич. поля, действующие на проходящие через него заряж. ч-цы с периодич. силой, удовлетворяющей условию: среднее за период значение силы равно нулю. Движущаяся заряж. ч-ца, попав в О., совершает периодич. колебательно-поступат. движение, т. е. явл. осциллятором, движущимся равномерно и прямолинейно; такая ч-ца испускает *ондуляторное излучение*. Наиболее распространённые траектории ч-цы в О.— синусоиды и спирали.

По виду создаваемых полей О. делятся на два типа. В О. 1-го типа поля периодически изменяются в пр-ве или во времени [знакопеременное магн. поле (рис.), винтовое магн. поле, ВЧ электрич. поле, поле эл.-магн. волны и т. д.]. В О. 2-го типа действуют статические фокусирующие магн. и электрич. поля (однородное магн. поле, скрещённые однородные электрич. и магн. поля, квадрупольное электрич. поле и т. д.). Длина периода траектории ч-цы в О. 1-го типа задаётся периодом поля О., зависит от угла и координаты вхождения ч-цы в О. и в релятивистском случае не зависит от её энергии. В О. 2-го типа длина периода траектории ч-цы определяется фокусирующими св-вами полей (градиентом, величиной), амплитудой колебания ч-цы (задаётся углом и координатой её вхождения в О.), энергией ч-цы.

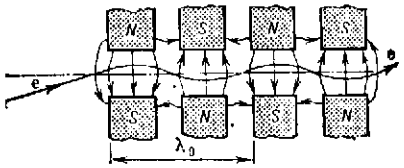


Схема ондулятора со знакопеременным магн. полем. Траектория ч-цы *e* лежит в плоскости, перпендикулярной рисунку. Стрелками указаны направления магн. силовых линий. λ_0 — длина периода траектории ч-цы в ондуляторе.

Природными О. явл. кристаллы. Внутрикрист. электрич. поле, усреднённое по поверхностям плоскостей, параллельных кристаллографическим, или по длинам прямых, параллельных осям кристалла, явл. фокусирующим для заряж. ч-цы (см. *Каналирование*

частиц). В то же время усреднённое внутрикрист. электрич. поле явл. периодич. ф-цией расстояния, отсчитываемого по прямой, пересекающей кристаллографич. плоскости, то кристалл подобен О. 1-го типа. Длина периода траектории ч-цы в этом случае определяется межплоскостным расстоянием и углом между вектором ср. скорости ч-цы и кристаллографич. плоскостями. Если же нач. условия таковы, что ч-цы попадают в режим плоскостного или осевого каналирования, то кристалл подобен О. 2-го типа.

О. находят широкое применение. Они могут служить источниками излучения, использоваться для усиления эл.-магн. волн (см. *Лазеры на свободных электронах*) и ускорения ч-ц эл.-магн. волной; О. применяются в масс-спектрометрах для разделения изотопов, в системах ввода ионов в магн. ловушки, для сепарации пучка ч-ц, для создания угл. разброса ч-ц пучка, создании сгруппированных пучков. С помощью О. можно осуществлять оптич. индикацию пучков электронных и протонных синхротронов и накопителей и управлять их параметрами.

В источниках индуцированного ондуляторного излучения, ондуляторных линейных ускорителях, устройствах для группировки (банчировки) ч-ц в ускорителях, системах индикации пучков и в др. установках может оказаться целесообразным применение О. с плавно меняющимися параметрами — длиной периода траектории ч-цы, величинами магн. и электрич. полей и т. д. В таком О. можно, напр., добиться увеличения времени резонансного вз-ствия ч-ц с эл.-магн. волной, расширения диапазона частот спектра спонтанного ондуляторного излучения.

● См. лит при ст. *Ондуляторное излучение.* *Е. Г. Бессонов.*

ОНДУЛЯ́ТОРНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, электромагнитное излучение, испускаемое ускоренными заряж. ч-цами в *ондуляторах*; излучение равномерно и прямолинейно движущегося *осциллятора*. Различные типы источников О. и., состоящих из ускорителя или накопителя ч-ц (чаще эл-нов) и ондулятора, могут испускать спонтанное некогерентное, спонтанное когерентное и индуцированное О. и.

Скорость ч-цы в ондуляторе можно представить в виде суммы скоростей: постоянной $v_\parallel$ и периодической переменной $\Delta v\,(t+T)=\Delta v\,(t)$ (T — период колебаний ч-цы в ондуляторе, t — время). Одиночная ускоренная ч-ца, пройдя через ондулятор, испускает цуг эл.-магн. волн, длительность к-рого Δt зависит от угла θ между $v_\parallel$ и направлением наблюдения. На расстояниях $R\gg K\lambda_0$ (λ_0 — длина периода траектории ч-цы в ондуляторе, K — число периодов)

$$\Delta t=\frac{K\lambda_0}{c\beta_\parallel}(1-\beta_\parallel\cos\theta), \qquad (1)$$

где $\beta_\parallel=v_\parallel/c$. Испущенный ч-цей цуг содержит K периодов, и, следовательно, круговая частота осн. гармоники О. и. $\omega_1=2\pi K/\Delta t$. В общем случае цуги волн О. и. на интервале Δt не явл. гармоническими и излучение происходит на неск. гармониках, кратных основной. Частоты ω_k k-той гармоники определяются в соответствии с *Доплера эффектом* ф-лой:

$$\omega_k=\frac{k\Omega}{1-\beta_\parallel\cos\theta}, \qquad (2)$$

где $\Omega=2\pi\beta_\parallel c/\lambda_0$ — частота колебаний ч-цы в ондуляторе. При $\theta=0$ частоты О. и. максимальны. Вследствие конечной длительности цугов, О. и., испускаемое ч-цей в нек-ром направлении, распределено в интервале частот $\Delta\omega_k$, к-рый определяет естеств. ширину линии ω_k:

$$\frac{\Delta\omega_k}{\omega_k}\simeq\frac{1}{kK}. \qquad (3)$$

При $K\gg1$ О. и., наблюдаемое под заданным углом θ, монохроматично и имеет частоту, соответствующую (2).

Осн. часть энергии, испускаемой релятив. ч-цей, сосредоточена вблизи направления её мгнов. скорости v в узком диапазоне углов

$$\Delta\theta\simeq\frac{mc^2}{\mathcal{E}}=\sqrt{1-\beta^2}=\frac{1}{\gamma}, \qquad (4)$$

где $\mathcal{E}$ — энергия ч-цы, m — её масса, $\beta=v/c$; γ наз. релятив. фактором ч-цы.

Вектор v изменяет своё направление относительно $v_\parallel$ в нек-ром диапазоне углов $\Delta\alpha$. Если $\Delta\alpha\ll1/\gamma$, то ч-ца при движении в ондуляторе излучает в основном в направлении, близком к направлению $v_\parallel$, т. е. в диапазоне углов $\Delta\theta$, определяемых (4). С увеличением $\Delta\alpha$ растёт ускорение ч-цы $\dot{v}$, а следовательно, и полная интенсивность О. и.

При $\Delta\alpha>1/\gamma$ О. и. испускается в больший диапазон углов: $\Delta\theta>\Delta\alpha$. В направлении наблюдения (определяемом единичным вектором n) излучение испускается эффективно только в том случае, когда угол между n и v не превышает $1/\gamma$. При этом число гармоник О. и. резко возрастает, что приводит к уширению его спектра и сдвигу в более коротковолновую (жёсткую) область. При $\Delta\alpha\gg1/\gamma$ спектр О. и. становится близким к спектру *синхротронного излучения*. Величина спектр. плотности потока энергии О. и., испускаемого ч-цей в направлении $v_\parallel$, достигает макс. значения при $\Delta\alpha\simeq1/\gamma$ (условие оптим. генерации).

Хар-ки О. и. пучка ч-ц зависят от угл. и энергетич. разброса ч-ц, размеров и формы пучка, а также от вида О. и. Фазы эл.-магн. волн, испускаемых разл. ч-цами пучка, для спонтанного некогерентного О. и. явл. случайными ф-циями времени, для спонтанного когерентного они скоррелированы между собой, а для индуцированного О. и.— скоррелированы между собой, а также и с фазой усиливаемой волны. Степенью фазовых корреляций (синфазностью) О. и. отд. ч-ц пучка в значит. степени определяются интенсивность, направленность, монохроматичность и степень поляризации О. и.

В источниках спонтанного некогерентного О. и. ч-цы пучка излучают независимо друг от друга. Интенсивность излучения такого пучка пропорц. его току i. В условиях оптим. генерации поток dn_Φ/dt эквивалентных фотонов О. и. (поток полной, т. е. усреднённой по углам, энергии фотонов, делённый на макс. энергию одного фотона), испускаемых эл-нами в ондуляторах с поперечными гармонич. полями, равен

$$\frac{dn_\Phi}{dt}\simeq\frac{\alpha Ki}{e}, \qquad (5)$$

где $\alpha=e^2/\hbar c\approx{}^1/_{137}$, e — заряд эл-на. В этих условиях при $K=10^2$ один эл-н, пройдя через ондулятор, испускает один фотон; пучок эл-нов с $i=0{,}1$ А создаёт поток $dn_\Phi/dt=4\cdot10^{17}$ фотонов в с. Для $\lambda_0=3$ см макс. энергия фотонов при этом составляет ок. 300 эВ, если $\mathcal{E}=1$ ГэВ, и ок. 30 кэВ при $\mathcal{E}=10$ ГэВ.

Источники О. и. с такими параметрами целесообразно создавать на основе синхротронов и накопителей эл-нов, в прямолинейных промежутках к-рых устанавливаются ондуляторы. В этом случае достигается высокая эффективность источников за счёт многократного прохождения ч-ц через ондулятор: эл-ны, потеряв энергию на излучение, восстанавливают её при движении в ускоряющей системе синхротрона (накопителя) и затем вновь попадают в ондулятор — происходит т. н. рекуперация энергии. Спонтанное О. и. может применяться в тех же областях исследований, что и синхротронное излучение: в рентг. микроскопии, рентг. структурном анализе, ат. и мол. спектроскопии, спектроскопии кристаллов, рентг. литографии, медицине и др. По сравнению с синхротронным излучением оно обладает более высокими интенсивностью, направленностью, степенью монохроматичности и поляризации.

В рассмотренных источниках длина периода траектории ч-цы в ондуляторе $\lambda_0\gtrsim1$ см, т. к. она должна быть больше его *апертуры*, определяемой поперечными размерами пучка ($\gtrsim1$ мм). Более жёсткое излучение (энергия квантов $\hbar\omega_{1\text{макс}}\simeq\mathcal{E}$) при меньшей эффективности генерации можно получить, используя ондуляторы, в к-рых $\lambda_0\ll1$ см. Ими могут служить эл.-магн. волны и кристаллы. Через кристалл ч-цы проходят однократно, поэтому кристаллы устанавливаются на краю рабочей области синхротро-

нов, на выходе линейных ускорителей эл-нов, а также в электронных каналах протонных синхротронов. Поляризованные фотонные пучки, испускаемые эл-нами в поле поляризованной волны или в кристалле (когерентное тормозное излучение, каналированное излучение), используются в яд. физике и физике высоких энергий.

В источниках спонтанного когерентного О. и. используют пучок ч-ц, предварительно сгруппированный (сбанчированный) в сгустки длиной $\leqslant\lambda=2\pi c/\omega$, находящиеся друг от друга на расстоянии, равном или кратном λ. В таком пучке излучения отд. ч-ц скоррелированы по фазе. Совр. техника группирования пучков позволяет осуществлять генерацию когерентного О. и. с $\lambda\geqslant 1$ нм.

В источниках индуцированного О. и. используют как сбанчированные, так и однородные по плотности пучки ч-ц. В ондулятор подаётся внеш. эл.-магн. волна, напр. свет. Если сгустки пучка ч-ц, сгруппированного на входе в ондулятор, попадают в тормозящие фазы электрич. поля E эл.-магн. волны (поперечная составляющая скорости ч-цы, определяемая в основном полем ондулятора, направлена под острым углом к E), то они отдают свою кинетич. энергию эл.-магн. волне, усиливая её (обратный *Комптона эффект*). Энергия усиленной волны представляет собой сумму энергий внеш. излучения, спонтанного когерентного О. и. и индуцированного О. и. Энергия последнего не равна нулю только в той области, где существует усиливаемая волна. Это означает, что индуцированное О. и. испускается в направлении распространения внеш. волны. Если поле излучения сгустков ч-ц $|E_q|\ll|E|$, то все др. хар-ки индуцированного О. и. совпадают с хар-ками усиливаемой волны.

Ч-цы однородного пучка попадают как в тормозящие, так и в ускоряющие фазы. Т. к. энергия ч-ц, находящихся в ондуляторе в разл. фазах волны, изменяется по-разному, то они начинают двигаться с разл. продольными скоростями и группируются в сгустки. Если нач. энергия ч-ц пучка выше нек-рой равновесной энергии, то ч-цы группируются в тормозящих фазах волны и, следовательно, усиливают её.

Источники О. и. всех видов обладают общей важной хар-кой — возможностью плавной регулировки частоты. В малом диапазоне частот ($\sim$10%) это достигается изменением $\beta_\parallel$.

Идея генерации спонтанного О. и. была впервые высказана и обоснована В. Л. Гинзбургом в 1947. Теоретически было показано, что О. и. должно обладать рядом преимуществ перед синхротронным излучением: монохроматичностью в заданном направлении, более высокой спектр. плотностью потока энергии излучения. Предложена схема рекуперации энергии. Дальнейшее развитие теория спонтанного О. и. получила в работах Г. Моца (1951—53, США), им были построены первые источники спонтанного некогерентного и спонтанного когерентного О. и., исследованы св-ва О. и. этих источников, визуально наблюдалась цветная радужная картина О. и. в оптич. диапазоне, согласующаяся с теоретически полученной зависимостью частоты от θ. В 1958—59 Р. Твиссом (Австралия), Моцем, Р. Пантелом, Дж. Шпайдером (США) и А. В. Гапоновым-Греховым высказана и обоснована идея источников индуцированного О. и. Первые источники индуцированного О. и. были созданы и исследованы на длине волны $\lambda\simeq 10$ см (1960, амер. физик Р. М. Филлипс).

● Бессонов Е. Г., Вопросы теории и экспериментального исследования ондуляторного излучения, в сб.: Труды 6 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1978, т. 2, Дубна, 1979; Тернов И. М., Михайлин В. В., Халилов В. Р., Синхротронное излучение и его применения, М., 1980; Калашников Н. П., Ремизович В. С., Рязанов М. И., Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах, М., 1980; Бессонов Е. Г., Серов А. В., Ондуляторный группирователь пучков заряженных частиц, «ЖТФ», 1982, т. 52, в. 2.

Е. Г. Бессонов.

ОНСАГЕРА ТЕОРЕ́МА, одна из осн. теорем *термодинамики неравновесных процессов*; установлена в 1931 амер. физиком Л. Онсагером (L. Onsager). В термодинамич. системах, в к-рых имеются градиенты темп-ры, концентраций компонентов, хим. потенциалов и др., возникают *необратимые процессы* теплопроводности, диффузии, хим. реакций и т. д. Эти процессы характеризуются тепловыми и диффузионными потоками, скоростями хим. реакций и т. п. Они наз. общим термином «потоки» (обозначаются J_i), а вызывающие их причины (отклонения термодинамич. параметров от равновесных значений) — термодинамическими силами (X_k). Связь между J_i и X_k, если термодинамич. силы малы, записывается в виде линейных ур-ний:

$$J_i=\sum_{k=1}^{m} L_{ik}X_k \quad (i=1, 2, \ldots, m), \quad (1)$$

где онсагеровские кинетические коэффициенты L_{ik} определяют вклад разл. термодинамич. сил X_k в создание потока J_i. Соотношения (1) иногда наз. феноменологич. ур-ниями, а L_{ik} — феноменологич. коэффициентами; значения L_{ik} рассчитывают или находят опытным путём. Термодинамич. потоки и силы могут быть скалярами (в случае *объёмной вязкости*), векторами (при *теплопроводности*, *диффузии*) и тензорами (при сдвиговой *вязкости*).

Согласно О. т., если нет магн. поля и вращения системы как целого, то

$$L_{ik}=L_{ki}. \quad (2)$$

Если же на систему действует внеш. магн. поле H или система вращается с угл. скоростью ω, то

$$L_{ik}(H)=L_{ki}(-H),$$
$$L_{ik}(\omega)=L_{ki}(-\omega). \quad (3)$$

Это связано с тем, что *Лоренца сила* и *Кориолиса сила* не изменяются при изменении направления скоростей ч-ц лишь в том случае, если одновременно меняется на противоположное направление магн. поля или соотв. скорости вращения. Это св-во симметрии используется при выводе О. т. Соотношения симметрии (2) и (3), к-рые иногда наз. соотношениями взаимности Онсагера, устанавливают связь между кинетич. коэффициентами при т. н. перекрёстных процессах, напр. между коэфф. термодиффузии и коэфф. *Дюфура эффекта* (обратная термодиффузия), между коэфф. перекрёстных хим. реакций.

О. т. явл. следствием микроскопич. обратимости движения ч-ц (к-рая выражается в инвариантности ур-ний движения ч-ц системы относительно *обращения времени*) с учётом изменения направления магн. поля. Кроме того, Онсагер при выводе своей теоремы использовал общую теорию *флуктуаций* и гипотезу о том, что их затухание подчиняется в ср. обычным макроскопич. законам.

● См. лит. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов.*

Д. Н. Зубарев.

ОПАЛЕСЦЕ́НЦИЯ КРИТИ́ЧЕСКАЯ, резкое усиление *рассеяния света* чистыми в-вами в *критических состояниях*, а также р-рами жидкостей или газов при достижении ими критических точек растворимости. О. к. объяснена в 1907 польск. физиком М. Смолуховским, показавшим, что при критич. темп-ре *сжимаемость* в-ва сильно возрастает, в связи с чем энергия теплового движения его ч-ц становится достаточной для «внезапного» сильного увеличения числа микроскопич. флуктуаций плотности. В результате этого среда, практически прозрачная при темп-рах выше и ниже критической, в критическом состоянии становится *мутной средой*.

ОПЕРА́ТОРЫ в квантовой теории, понятие, широко используемое в матем. аппарате квант. механики и квант. теории поля. О. служат для сопоставления с определ. *волновой функцией* (или вектором состояния) ψ другой определ. ф-ции (вектора) ψ'. Соотношение между ψ и ψ' записывается в виде $\psi'=\hat{L}\psi$, где $\hat{L}$ — О. В квант. механике физ. величинам L (координате, импульсу, энергии и др.) ставятся в соответствие О. $\hat{L}$ (оператор координаты, импульса и т. д.), действующие на ψ. Простейшие виды О., действующие на волн. ф-цию $\psi(x)$ (где x — координата ч-цы), — О. умножения (напр., О. координаты $\hat{x}$, $\hat{x}\psi=x\psi$) и О. дифференцирования (напр., О. $\hat{p}_x$ проекции импульса на ось x, $\hat{p}_x\psi=-i\hbar\partial\psi/\partial x$). Если ψ — вектор, компоненты к-рого можно представить в виде столбца

чисел, то О. представляет собой квадратную таблицу — матрицу.

В квант. механике в осн. используются линейные О., к-рые обладают след. св-вом: если $\hat{L}\psi_1=\psi_1'$ и $\hat{L}\psi_2=\psi_2'$, то

$$\hat{L}(c_1\psi_1+c_2\psi_2)=c_1\psi_1'+c_2\psi_2',$$

где c_1 и c_2 — комплексные числа.

Св-ва О. $\hat{L}$ определяются ур-нием $\hat{L}\psi_n=\lambda_n\psi_n$, где λ_n — числа. Решения этого ур-ния ψ_n наз. собственными функциями (собств. векторами) О. $\hat{L}$. Собств. волн. ф-ции (собств. векторы состояния) описывают в квант. механике такие состояния, в к-рых физ. величина L (соответствующая О. $\hat{L}$) имеет определ. значение λ_n. Числа λ_n наз. собственными значениями О. $\hat{L}$, а их совокупность — спектром О. Спектр может быть непрерывным или дискретным; в первом случае ур-ние, определяющее ψ_n, имеет решение при любом значении λ_n (в определ. области), во втором — решения существуют только при определ. дискр. значениях λ_n. Спектр О. может быть и смешанным: частично непрерывным, частично дискретным. Напр., О. координаты и импульса имеют непрерывный спектр, а О. энергии в зависимости от хар-ра действующих в системе сил — непрерывный, дискретный или смешанный спектр. Дискр. собств. значения О. энергии наз. уровнями энергии.

Собств. ф-ции и собств. значения О. физ. величин должны удовлетворять определ. требованиям. Т. к. непосредственно измеряемые физ. величины всегда принимают веществ. значения, то соответствующие квантовомеханич. О. должны иметь веществ. собств. значения. Поскольку при измерении физ. величины в любом состоянии ψ должно получаться одно из возможных собств. значений О. этой величины, необходимо, чтобы произвольная волн. ф-ция (вектор состояния) могла быть представлена в виде линейной комбинации собств. ф-ций (векторов) ψ_n О. этой физ. величины; другими словами, совокупность собств. ф-ций (векторов) должна представлять полную систему. Этими св-вами обладают собств. ф-ции и собств. значения т. н. самосопряжённых, или эрмитовых, О.

С О. можно производить алгебр. действия. В частности, под произведением О. $\hat{L}_1$ и $\hat{L}_2$ понимается такой О. $\hat{L}=\hat{L}_1\hat{L}_2$, действие к-рого на ψ даёт $\hat{L}\psi=\psi''$, если $\hat{L}_2\psi=\psi'$ и $\hat{L}_1\psi'=\psi''$. Произведение О. в общем случае зависит от порядка сомножителей, т. е. $\hat{L}_1\hat{L}_2\neq\hat{L}_2\hat{L}_1$. Этим алгебра О. отличается от обычной алгебры чисел. Возможность перестановки порядка сомножителей в произведении двух О. тесно связана с возможностью физ. системы находиться в состоянии, в к-ром соответствующие О. физ. величины имеют точно определ. значения (или с возможностью одноврем. измерения физ. величин, к-рым отвечают эти О.). Необходимым и достаточным условием одноврем. измеримости физ. величин L_1 и L_2 явл. равенство $\hat{L}_1\hat{L}_2=\hat{L}_2\hat{L}_1$ (см. *Перестановочные соотношения*).

Ур-ния квант. механики могут быть формально записаны точно в том же виде, что и ур-ния классич. механики (гейзенберговское представление в квант. механике), если заменить физ. величины, входящие в ур-ния классич. механики, соответствующими им О. Различие между квант. и классич. механикой сведётся тогда к различию алгебр. Поэтому О. в квант. механике иногда наз. q-числами, в отличие от c-чисел, т. е. обыкновенных чисел, с к-рыми имеет дело классич. механика.

О. можно также возводить в степень, образовывать из них ряды и рассматривать ф-ции от О. Произведение эрмитовых О. в общем случае не явл. эрмитовым. В квант. механике используются и неэрмитовы О., важным классом к-рых явл. унитарные О., не меняющие норм («длин») векторов и «углов» между ними. Неизменность нормы вектора состояния даёт возможность интерпретации его компонент как амплитуд вероятности и исходной и преобразованной ф-ции. Поэтому действием унитарного О. описывается изменение квантовомеханич. системы с течением времени, а также её смещение как целого в пр-ве, поворот, зеркальное отражение и др. Выполняемые унитарными О. преобразования (унитарные преобразования) играют в квант. механике такую же роль, какую в классич. механике играют канонич. преобразования (см. *Канонические уравнения механики*).

В квант. механике применяется также О. комплексного сопряжения, не являющийся линейным. Произведение такого О. на унитарный О. наз. антиунитарным О. Антиунитарные О. описывают преобразование *обращения времени* и некоторые др.

В теории квант. систем, состоящих из тождеств. ч-ц, широко применяется метод вторичного квантования. В нём рассматриваются состояния с перем. числом частиц и вводятся О., действие к-рых на вектор состояния с данным числом ч-ц приводит к вектору состояния с изменённым на единицу числом ч-ц (О. рождения и уничтожения ч-ц). О. рождения или уничтожения ч-цы в данной точке x, $\hat{\psi}(x)$, формально подобен волн. ф-ции $\psi(x)$, как q- и c-числа, отвечающие одной и той же физ. величине соответственно в квант. и классич. механике. Такие О. образуют квантованные поля, играющие фундам. роль в релятив. квант. теориях (квант. электродинамике, теории элем. ч-ц).

● См. лит. при ст. *Квантовая механика, Квантовая теория поля.*

В. Б. Берестецкий.

ОПТИКА (греч. optikḗ — наука о зрительных восприятиях, от optós — видимый, зримый), раздел физики, в к-ром изучаются *оптическое излучение* (свет), процессы его распространения и явления, наблюдаемые при вз-ствии света и в-ва. Оптич. излучение представляет собой эл.-магн. волны, и поэтому О.— часть общего учения об *электромагнитном поле* (электродинамики). Оптич. диапазон длин волн охватывает ок. 20 *октав* и ограничен с одной стороны рентгеновскими лучами, а с другой — микроволновым диапазоном радиоизлучения. Такое разграничение условно и в значит. степени определяется общностью техн. средств и методов исследования явлений в указанном диапазоне. По традиции О. принято подразделять на геометрическую, физическую и физиологическую.

Геометрическая оптика, не рассматривая вопроса о природе света, исходит из эмпирич. законов его распространения и использует представление о распространяющихся независимо друг от друга световых лучах, преломляющихся и отражающихся на границах сред с разными оптич. св-вами и прямолинейных в оптически однородной среде.

Методы геом. О. позволяют изучить условия формирования оптич. изображений объекта как совокупности изображений отд. его точек и объяснить мн. явления (миражи, радуги), связанные с прохождением оптич. излучения в различных, в т. ч. оптически неоднородных, средах (см., напр., *рефракция света*). Наибольшее значение геом. О. (с частичным привлечением волн. О.) имеет для расчёта и конструирования оптич. приборов — от очковых линз до сложных *объективов* и огромных астр. инструментов. Благодаря развитию и применению вычислит. математики, методы таких расчётов достигли высокого совершенства и сформировалось отд. направление, получившее назв. вычислительной оптики.

По существу, не рассматривает физ. природу света и *фотометрия*. Ряд задач фотометрии решается с учётом закономерностей восприятия света человеческим глазом. Изучением этих закономерностей занимается физиологическая О., смыкающаяся с биофизикой и психологией и исследующая механизмы зрения.

Физическая оптика рассматривает проблемы, связанные с природой света и световых явлений. Утверждение, что свет есть поперечные эл.-магн. волны, основано на результатах огромного числа эксперим. исследований *дифракции света*, *интерференции света*, *поляризации света* и распространения света в анизотропных средах (см. *Кристаллооптика*, *Оптическая анизотропия*). Совокупность явлений, в к-рых

проявляется волн. природа света, изучается в крупном разделе физ. О.— *волновой оптике*. Её матем. основанием служат общие ур-ния классич. электродинамики — *Максвелла уравнения*. Св-ва среды при этом характеризуются макроскопич. матер. константами — значениями *диэлектрической проницаемости* ε и *магнитной проницаемости* μ, входящими в ур-ния Максвелла в виде коэффициентов. Эти величины однозначно определяют показатель преломления n среды: $n=\sqrt{\varepsilon\mu}$.

Феноменологическая волн. О., не рассматривая связь величин ε и μ (обычно известных из опыта) со структурой в-ва, позволяет объяснить все эмпирич. законы геом. О. и установить границы её применимости. В отличие от геометрической волновая О. даёт возможность рассматривать процессы распространения света не только тогда, когда размеры формирующих или рассеивающих световые пучки систем много больше длины волны λ, но и при любом соотношении между ними. Во многих случаях решение конкретных задач методами волн. О. оказывается чрезвычайно сложным. Поэтому получила развитие *квазиоптика*, в к-рой процессы распространения, преломления и отражения описываются в рамках геом. оптики, но при этом учитывается и волн. природа излучения. Геом. и волн. подходы формально объединяются в геом. теории дифракции, в к-рой, кроме падающих, отражённых и преломлённых лучей, постулируется существование разл. типа дифрагированных лучей.

Огромную роль в развитии волн. О. сыграло установление связи величин ε и μ с мол. и крист. структурой в-ва (см. *Кристаллооптика*, *Металлооптика*). Это позволило объяснить все явления, сопровождающие распространение света в рассеивающих и анизотропных средах и вблизи границ разделов сред с разными оптич. характеристиками, а также зависимость от λ (дисперсию) оптич. св-в сред, влияние на световые явления давления, температуры, звука, электрич. и магн. полей и др.

В классической волн. О. параметры среды считаются не зависящими от интенсивности света; соответственно оптич. процессы описываются линейными дифф. ур-ниями. Однако во мн. случаях, особенно при больших интенсивностях световых потоков, это предположение несправедливо и показатель преломления оказывается зависящим от напряжённости электрич. поля световой волны (нелинейная поляризуемость в-ва). Это приводит к изменению угла преломления светового пучка на границе двух сред при изменении его интенсивности, к сжатию и расширению световых пучков (*самофокусировка света* и его самодефокусировка), к изменению спектр. состава света, проходящего через нелинейную среду (генерация оптических гармоник), к вз-ствию световых пучков и появлению в излучении т. н. комбинационных частот, а в среде — выделенных направлений преимущественного вз-ствия световых волн (параметрич. явления, см. *Параметрический генератор света*) и т. д. Эти явления рассматриваются *нелинейной оптикой*, получившей особенно большое развитие в связи с созданием *лазеров*.

Хорошо описывая распространение света в матер. средах, волн. О. не смогла удовлетворительно объяснить процессы его испускания и поглощения. Исследование этих процессов (*фотоэффекта*, фотохим. превращений молекул, *спектров оптических* и пр.) и общие термодинамич. соображения о вз-ствии эл.-магн. поля с в-вом привели к выводу, что элем. система (*атом*, *молекула*) может испускать или поглощать энергию лишь дискр. порциями (квантами), пропорциональными частоте излучения ν. Поэтому световому эл.-магн. полю необходимо сопоставить поток квантов света — *фотонов*. В простейшем случае энергия, теряемая или приобретаемая изолированной квант. системой в элем. акте вз-ствия с оптич. излучением, равна энергии фотона, а в более сложном — сумме или разности энергий неск. фотонов (см. *Многофотонные процессы*). Явления, в к-рых при вз-ствии света и в-ва проявляются квант. св-ва элем. систем, изучаются в *квантовой оптике* методами, развитыми в *квантовой механике* и *квантовой электродинамике*.

Двойственность природы света (наличие у него одновременно характерных черт, присущих и волнам и ч-цам) явл. частным проявлением *корпускулярно-волнового дуализма*. Исторически концепция корпускулярно-волн. дуализма, впервые сформулированная именно для оптического излучения, окончательно утвердилась после обнаружения волновых свойств у материальных частиц (см. *Дифракция микрочастиц*) и лишь затем экспериментально подтвердилась для радиоизлучения (*квантовая электроника*). Открытие квантовых явлений в радиодиапазоне во многом стёрло резкую границу между радиофизикой и О. Сначала в радиофизике, а затем в физ. О. сформировалось новое направление, связанное с генерированием *вынужденного излучения* и созданием *квантовых усилителей* и *квантовых генераторов* излучения (*мазеров* и лазеров). В отличие от неупорядоченного светового поля обычных (тепловых и люминесцентных) источников, излучение лазеров характеризуется временно́й и пространственной упорядоченностью (*когерентностью*), высокой монохроматичностью ($\Delta\nu/\nu\sim10^{-14}$, см. *Монохроматическое излучение*) и предельно малой (вплоть до дифракционной) расходимостью пучка. Последнее позволяет при фокусировке получать не достижимые ни для каких других источников плотности излучения ($\sim10^{18}$ Вт·см$^{-2}$·ср$^{-1}$). Появление лазеров стимулировало пересмотр и развитие традиционных и возникновение новых направлений физ. О. Большую роль стали играть исследования статистики излучения (*статистическая оптика*), сформировалась как самостоят. раздел нелинейная оптика, получили развитие методы создания узконаправленных когерентных пучков света и управления ими (когерентная О.) и т. д. Особую важность приобрело изучение круга явлений, связанных с воздействием интенсивных световых потоков на в-во. Развитие лазерной техники привело к новому подходу при создании оптич. элементов и систем и, в частности, потребовало разработки новых оптич. материалов, пропускающих без их повреждений интенсивные световые потоки (*силовая оптика*).

Все разделы оптики имеют многочисл. практич. применения. Задачи рационального освещения улиц, помещений, рабочих мест на производстве, зрелищ, историч. и архитектурных памятников и пр. решаются светотехникой на основе геом. О. и фотометрии, учитывающей законы физиол. О. Геом. О. решает задачи получения в разл. условиях *стигматических изображений*, соответствующих объектам как по геом. форме, так и по распределению яркости, а также исследует причины искажений изображения и их уровень в реальных оптич. системах (см. *Аберрации оптических систем*). Геом. О. с привлечением физ. О. устанавливает *разрешающую способность* приборов и систем, учитывает зависимость показателя преломления от λ (*дисперсию света*) и т. д.

Новые возможности получения оптич. образов без применения фокусирующих систем даёт *голография*, основанная на однозначной связи формы тела с пространств. распределением амплитуд и фаз распространяющихся от него (рассеянных им) световых волн. Для регистрации поля с учётом распределения фаз волн в голографии используют монохроматич. излучение. В месте регистрации изображения на рассеянное телом излучение накладывают дополнительное когерентное поле и фиксируют (напр., на фоточувствит. слое) возникающую при этом интерференц. картину. При рассматривании полученной т. о. плоской голограммы в когерентном (монохроматическом) свете или объёмной голограммы в белом свете получается объёмное изображение предмета. Развитие голографии связано с появлением лазеров, позволяющих получать интенсивные когерентные световые поля. Она находит применение при решении мн. научных и техн. проблем (изучение св-в плазмы, исследование сдвигов и напряжений в телах и т. д.).

Оптич. явления и методы применяются для аналитич. целей и контроля в разл. областях науки и техники. Особенно большое значение имеют методы *спектрального анализа* и *люминесцентного анализа*, основанные на связи структуры атомов и молекул с хар-ром их спектров испускания и поглощения, а также спектров *комбинационного рассеяния света*. По виду спектров можно установить мол. и ат. состав, агрегатное состояние, темп-ру в-ва, исследовать кинетику протекающих в нём физических и химических процессов. Применение в спектроскопии лазеров обусловило бурное развитие нового её направления — *лазерной спектроскопии*.

Интерферометры применяются для измерений длин волн и изучения спектров, определения показателей преломления прозрачных сред, абс. и относит. измерений длин, измерений угл. размеров звёзд и др. косм. объектов. В пром-сти интерферометры используют для контроля качества и формы поверхностей, регистрации небольших смещений, обнаружения по малым изменениям показателей преломления непостоянства темп-ры, давления или состава в-ва и т. д. Созданы лазерные интерферометры с уникальными хар-ками, расширившие возможности интерференц. методов за счёт большой мощности и высокой монохроматичности излучения лазеров.

Явление поляризации света лежит в основе ряда методов исследования структуры в-ва с помощью многочисл. *поляризационных приборов*. По изменению степени поляризации (деполяризации) света при рассеянии и люминесценции можно судить о тепловых и структурных флуктуациях в в-ве, флуктуациях концентрации р-ров, о внутри- и межмолекулярной передаче энергии, структуре и расположении излучающих центров и т. д. Применяется *поляризационно-оптический метод исследования* напряжений, возникающих в тв. телах (напр., при механич. нагрузках), по изменению поляризации прошедшего через тело света, а также метод исследования св-в поверхности тел по измерению поляризации при отражении света (*эллипсометрия*). В кристаллооптике поляризац. методы используются для изучения структуры кристаллов, в хим. пром-сти — как контрольные методы при производстве *оптически активных веществ* (см. также *Сахариметрия*), в оптич. приборостроении — для повышения точности отсчётов приборов (напр., *фотометров*).

Широкое распространение получили высокочувствительные *спектральные приборы* с *дифракционной решёткой* в кач-ве диспергирующего элемента (*монохроматоры*, *спектрографы*, *спектрофотометры* и др.), использующие явление дифракции света. *Дифракция света на ультразвуке* в прозрачных средах позволяет определить упругие константы в-ва, а также создать акустооптич. модуляторы света (см. *Модуляция света*).

Оптич. методы, основанные на анализе *рассеяния света* (особенно мутными средами), имеют большое значение для мол. физики и её приложений. Так, нефелометрия даёт возможность получать данные о *межмолекулярном взаимодействии* в р-рах, определять размеры и мол. массу *макромолекул* полимеров, а также ч-ц в коллоидных системах, взвесях и аэрозолях. Ценные сведения о структуре *уровней энергии* молекул и св-вах в-ва даёт изучение комбинационного рассеяния света, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния* и *вынужденного рассеяния света*, открытого благодаря использованию лазеров.

Очень широка сфера практич. применения приборов, основанных на квант. оптич. явлениях,— фотоэлементов и *фотоэлектронных умножителей*, фотосопротивлений, *фотодиодов*, *электронно-оптических преобразователей* и др. усилителей яркости изображения, передающих и приёмных телевиз. трубок и т. д. Фотоэлементы используются не только для регистрации излучения, но и как устройства, преобразующие лучистую энергию Солнца в электрич. энергию (т. н. с о л н е ч н ы е б а т а р е и). Фотохим. процессы лежат в основе фотографии. На основе изучения изменений оптич. св-в в-в под действием света (*фотохромизм*) разрабатываются новые системы записи и хранения информации для нужд вычислит. техники и созданы защитные *светофильтры*, автоматически усиливающие *поглощение света* при возрастании его интенсивности. Получение мощных потоков монохроматического лазерного излучения с разными длинами волн открыло пути к разработке методов *лазерного разделения изотопов* и стимулирования направленного протекания хим. реакций, позволило О. найти новые, нетрадиционные применения в биофизике (воздействие лазерных световых потоков на биол. объекты на мол. уровне) и медицине. Благодаря возможности с помощью лазеров концентрировать на площадках с линейными размерами ~10 мкм большие мощности излучения, интенсивно развивается оптич. метод получения высокотемпературной плазмы с целью осуществления *управляемого термоядерного синтеза*.

Успехи О. стимулировали развитие *оптоэлектроники*. Первоначально её задачи сводились к простой замене электронных элементов в счётно-решающих и др. устройствах оптическими. Затем (70-е гг. 20 в.) стали разрабатываться принципиально новые подходы к решению задач вычислит. техники и обработки информации, исходящие из методов голографии, и предлагаться новые техн. решения, основанные на применении микрооптич. устройств (*интегральная оптика*). С появлением лазеров новое развитие получили оптич. дальнометрия (см. *Светодальномер*), *оптическая локация* и *оптическая связь*. В них используются элементы и устройства, принципы действия к-рых основаны на изменении хар-ра поляризации света при его прохождении через электро- или магнитоактивные среды (см. *Магнитооптика*, *Керра эффект*, *Поккельса эффект*, *Фарадея эффект*, *Электрооптика*). Методами оптич. локации было уточнено расстояние до Луны, ведётся слежение за ИСЗ; по линиям лазерной оптич. связи осуществляются телефонные переговоры и передаются изображения. Создание *световодов* с малым затуханием повлекло за собой разработки систем кабельной оптич. видеосвязи.

Исторический очерк. О.— одна из древнейших наук, тесно связанная с потребностями практики на протяжении всего своего развития. Прямолинейность распространения света была известна народам Месопотамии за 5 тыс. лет до н. э., и это св-во использовалось в Древнем Египте при строит. работах. Пифагор (в 6 в. до н. э.) высказал близкую к современной точку зрения, что тела становятся видимыми благодаря испускаемым ими ч-цам. Аристотель (4 в. до н. э.) полагал, что свет есть возбуждение среды, находящейся между объектом и глазом. Он занимался атмосферной О. и считал причиной появления радуг отражение света каплями воды. В том же веке в школе Платона были сформулированы два важнейших закона геом. О.— прямолинейность лучей света и равенство углов их падения и отражения. Евклид (3 в. до н. э.) в трактатах по О. рассматривал возникновение изображений при отражении от зеркал. Гл. вклад греков, явившийся первым шагом в развитии О. как науки, состоит не в их гипотезах о природе света, а в том, что они нашли законы его прямолинейного распространения и отражения (*катоптрика*) и умели ими пользоваться.

Следующий важный шаг развития О. состоял в понимании законов преломления света (*диоптрика*) и был сделан лишь много веков спустя. В ср. века хорошо были известны эмпирич. правила построения изображений, даваемых линзами, и начало развиваться искусство изготовления линз. В 13 в. появились *очки*. По нек-рым данным, ок. 1590 З. Янсен (Нидерланды) построил первый двухлинзовый *микроскоп*. Первые же наблюдения с помощью телескопа, построенного итал. учёным Галилеем в 1609, принесли ряд замечательных астр. открытий. Однако точные законы преломления света были эксперим. установлены лишь ок. 1620 голл. учёным В. Снеллем (см. *Снелля закон преломления*) и франц. учёным Р. Декартом, изложившим их в «Диоптрике» (1637).

Этим (и последующей формулировкой *Ферма принципа*) был завершён фундамент построения геом. О.

Дальнейшее развитие О. связано с открытиями дифракции света (итал. учёный Ф. Гримальди; опубликовано в 1665), интерференции света, а также *двойного лучепреломления* (дат. учёный Э. Бартолин, 1669), не поддающихся истолкованию в рамках геом. О., и с работами англ. учёных И. Ньютона, Р. Гука и голл. учёного Х. Гюйгенса. Ньютон обращал большое внимание на периодичность световых явлений и допускал возможность волновой их интерпретации, но отдавал предпочтение корпускулярной концепции света, считая его потоком ч-ц, действующих на эфир (этот термин для обозначения наделённой механич. св-вами среды — переносчика света ввёл Декарт) и вызывающих в нём колебания. Движением световых ч-ц через эфир переменной (вследствие колебаний) плотности и их вз-ствием с матер. телами, по Ньютону, обусловлены преломление и отражение света, цвета тонких плёнок, дифракция света и его дисперсия (Ньютоном же подробно изученная). Ньютон не считал возможным рассматривать свет как колебания самого эфира, т. к. в то время на этом пути не удавалось удовлетворительно объяснить прямолинейность световых лучей и поляризацию света (впервые осознанную именно Ньютоном и следовавшую из классич. опытов Гюйгенса по двойному лучепреломлению). Согласно Ньютону, поляризация — «изначальное» св-во света, объясняемое определ. ориентацией световых ч-ц по отношению к образуемому ими лучу.

Гюйгенс, следуя идеям Леонардо да Винчи и развивая работы Гримальди и Гука, исходил из аналогии между мн. акустич. и оптич. явлениями. Он полагал, что световое возбуждение есть импульсы упругих колебаний эфира, распространяющиеся с большой, но конечной скоростью (нем. астроном И. Кеплер и Декарт считали скорость света бесконечной, Ньютон и Гук — конечной; первое её эксперим. определение произвёл в 1676 дат. астроном О. Рёмер). Наибольшим вкладом Гюйгенса в О. явл. установление им принципа, согласно к-рому каждая точка фронта волн. возбуждения может рассматриваться как источник вторичных (сферических) волн (*Гюйгенса — Френеля принцип*); их огибающая представляет собой фронт реальной распространяющейся волны в последующие моменты времени. Опираясь на этот принцип, Гюйгенс дал волн. истолкование законов отражения и преломления, причём из его теории следовало правильное выражение для показателя преломления: $n_{21}=v_1/v_2$ (где v_1 и v_2 — скорость света в 1-й и 2-й средах). Гюйгенс объяснил также двойное лучепреломление. Однако, сформулировав фундам. принцип волн. О., Гюйгенс не разработал последовательную волн. теорию света, к-рая могла бы противостоять воззрениям Ньютона, поэтому корпускулярная «теория истечения» сохраняла господствующее положение в О. до нач. 19 в. Победа волн. О. связана с работами англ. учёного Т. Юнга и франц. учёного О. Френеля. В 1801 Юнг сформулировал принцип интерференции, позволивший ему объяснить цвета тонких плёнок (см. *Полосы равной толщины*) и послуживший основой для понимания всех интерференц. явлений. Френель, используя принцип Гюйгенса, дал удовлетворительное волн. объяснение прямолинейности распространения света и объяснил многочисл. дифракц. явления. В опытах Френеля и франц. учёного Д. Ф. Араго было установлено, что волны, поляризованные перпендикулярно друг другу, не интерферируют; это дало основания Юнгу и независимо от него Френелю высказать существенно важную идею о поперечности световых колебаний, исходя из к-рой Френель построил теорию кристаллооптич. явлений. Т. о., все известные к тому времени оптич. явления получили волн. интерпретацию. Вместе с тем детальная разработка представлений о свете, как поперечных упругих колебаниях эфира, приводила к необходимости искусственных теор. построений (так, эфир приходилось наделять св-вами тв. состояния и в то же время допускать, что в нём могут свободно перемещаться тела). Эти трудности были разрешены лишь при последоват. развитии учения англ. физиком Дж. К. Максвеллом об эл.-магн. поле. Основываясь на открытии англ. физика М. Фарадея, Максвелл пришёл к выводу, что свет есть эл.-магн., а не упругие волны.

Первым указанием на непосредств. связь электромагнетизма с О. было открытие Фарадеем (1848) вращения плоскости поляризации света в магн. поле (*Фарадея эффект*). Далее было установлено, что отношение эл.-магн. и электростатич. единиц силы тока по абс. величине и размерности совпадает со скоростью света c (нем. физики В. Вебер и Ф. Кольрауш, 1856). Максвелл теоретически показал, а нем. физик Г. Герц в 1888 подтвердил экспериментально, что изменения эл.-магн. поля распространяются в вакууме именно с этой скоростью. В прозрачной среде скорость света $v=c/n=c/\sqrt{\varepsilon/\mu}$, т. е. определяется диэлектрич. и магн. проницаемостями среды. Открытие в 1862 франц. физиком Ф. Леру существования в узких участках спектра аномальной дисперсии (показатель преломления n увеличивался с ростом длины волны λ), к-рая, как показал впоследствии нем. физик А. Кундт, свойственна очень мн. в-вам и связана с поглощением ими света, привело к представлению о в-ве как совокупности *осцилляторов*, с к-рыми взаимодействует свет (нем. физик В. Зельмейер, 1872). В 90-х гг. 19 в. нем. физики П. Друде, Г. Гельмгольц и в особенности голл. физик Х. Лоренц при создании электронной теории строения в-ва объединили идею об осцилляторах и эл.-магн. теорию света. Плодотворное представление об эл-нах как об осцилляторах, к-рые входят в состав атомов и молекул и способны совершать в них колебания, позволило описать мн. оптич. явления, в т. ч. нормальную и аномальную дисперсии, т. к. в электронной теории значение ε зависит от частоты (длины волны) внеш. поля. Наиболее точные опыты по аномальной дисперсии (Д. С. Рождественский, 1912) дали результаты, хорошо согласующиеся с предсказаниями электронной теории. Блестящим подтверждением представлений о том, что излучение и поглощение света определяются поведением эл-нов в атомах, явилось открытие в 1896 голл. физиком П. Зееманом и истолкование в 1897 Лоренцем действия магн. поля на частоты излучения и поглощения атомов (*Зеемана эффект*). В полном согласии с теорией Максвелла оказалась и величина *светового давления*, мысль о к-ром впервые высказал в 1619 Кеплер для объяснения отклонения хвостов комет в сторону от Солнца. В земных условиях давление света было впервые продемонстрировано и измерено П. Н. Лебедевым в 1899. Построение эл.-магн. теории света и дополнение её электронной теорией вз-ствия света и в-ва явилось крупнейшим этапом в развитии О.

Эл.-магн. теория света стала отправным пунктом при создании *относительности теории*. Эксперим. основаниями для этого были данные оптич. опытов с движущимися средами и движением наблюдателя относительно источника излучения, противоречившие теор. представлениям. Юнг в 1804 показал, что волн. теория требует для объяснения явления *аберрации света* неподвижного, не увлекаемого Землёй эфира. Напротив, Френель в 1818 нашёл, что для независимости показателя преломления тел от их движения (наблюдения Араго, 1810) необходимо, чтобы тела частично увлекали эфир. Этот вывод был подкреплён Физо опытом (см. *Скорость света*). *Электродинамика движущихся сред*, развитая Лоренцем (1896) в рамках электронной теории, также приводила к частичному увлечению эфира. Однако классич. *Майкельсона опыт*, впервые выполненный в 1881 и неоднократно повторяющийся со всё большей точностью, не обнаружил такого увлечения («эфирного ветра»). Этот и ряд др. опытов, противоречивших представлениям о среде — переносчике эл.-магн. колебаний, нашли объяснение в созданной А. Эйнштейном специальной (частной) теории относительности (1905), при-

ведшей к кардинальному пересмотру мн. положений классич. физики, в частности окончательно устранившей необходимость в эфире и др. гипотетич. средах-переносчиках.

Плодотворность классич. электродинамич. теории света Максвелла — Лоренца неоднократно подтверждалась и в дальнейшем, напр. в истолковании И. Е. Таммом и И. М. Франком (1937) природы *Черенкова — Вавилова излучения*, в выдвижении Д. Габором (1947) идеи голографии (с записью волн. поля в одной плоскости), в разработке метода голографии с записью в трёхмерной среде, начало к-рому положили работы Ю. Н. Денисюка (1962), и т. д.

Несмотря на успехи электродинамич. теории, выяснилось, что она явно недостаточна для описания процессов поглощения и испускания света. Особенно отчётливо это проявилось в парадоксальности выводов теории (противоречащих закону сохранения энергии) из анализа распределения по длинам волн равновесного *теплового излучения* (излучения *абсолютно чёрного тела*). Рассматривая эту принципиальную проблему, нем. физик М. Планк пришёл к заключению (1900), что элементарная колебат. система (атом, молекула) отдаёт волн. энергию эл.-магн. полю или получает её от него не непрерывно, а порциями, пропорциональными частоте колебаний, квантами. Развитие идеи Планка, противоречащей классич. представлениям, не только дало удовлетворит. решение проблемы теплового излучения, но и заложило основы всей совр. квант. физики. Работы Планка и Эйнштейна (1905), к-рый приписал квантам света — *фотонам*, кроме энергии, также импульс и массу, вернули О. мн. черты корпускулярных представлений.

Интенсивность эл.-магн. поля в квант. О. определяет вероятность обнаружения фотона, а структура поля отражает квант. структуру ансамбля элем. излучателей (атомов, молекул) и распределение актов излучения во времени. Т. о., при сохранении физ. смысла поля фотоны, возникающие в актах испускания света и существующие только при движении со скоростью света, приобрели черты матер. ч-ц. При поглощении фотона он перестаёт существовать, а поглотившая его система получает его энергию и импульс. Если, взаимодействуя с другой ч-цей, фотон не поглощается, то он изменяет свою энергию и импульс (сохраняя абс. величину скорости) в соответствии с законами соударения двух матер. тел. Фотонные представления позволили Эйнштейну объяснить осн. законы *фотоэффекта*, впервые исследованные А. Г. Столетовым в 1888—90, и дать ясную трактовку фотохим. превращений. Они дают наглядное истолкование существованию коротковолновой границы в *тормозном излучении* эл-нов (макс. энергия фотона равна энергии эл-на), *Комптона эффекту* (открытому в 1923), стоксовскому сдвигу частоты излучения *фотолюминесценции* по отношению к частоте возбуждающего света, *комбинационному рассеянию света* (открытому в 1928 Л. И. Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом и независимо от них инд. физиком Ч. В. Раманом) и огромному числу др. явлений вз-ствия света с в-вом, известных ко времени формирования квант. теории и открытых в последующие годы. Поэтому переход к квант. представлениям был следующим существ. шагом в О., к-рую в её дальнейшем развитии нельзя рассматривать изолированно от квант. физики вообще.

В совр. О. квант. представления не противополагаются волновым, а сочетаются на идейной основе квантовой механики и квантовой электродинамики, развитых в трудах Н. Бора (Дания), М. Борна и В. Гейзенберга (Германия), В. Паули (Швейцария), Э. Шрёдингера (Австрия), англ. физика П. Дирака, Э. Ферми (США), Л. Д. Ландау, В. А. Фока и др. Квант. теория позволила дать интерпретацию спектрам атомов, молекул и ионов, объяснить воздействие электрич., магн. и акустич. полей на спектры, установить зависимость хар-ра спектра от условий возбуждения и т. д. Примером обратного влияния О. на развитие квант. теории может служить открытие собств. момента кол-ва движения — *спина* и связанного с ним собственного магн. момента у эл-на (С. А. Гаудсмит, США, Дж. Уленбек, Нидерланды, 1925) и др. ч-ц и ядер атомов, повлёкшее за собой установление *Паули принципа* (1926) и истолкование *сверхтонкой структуры* спектров (Паули, 1928).

Т. о., построение двух из наиболее фундам. теорий совр. физики — квант. механики и спец. теории относительности — основывалось на наблюдении и анализе оптич. явлений.

Наиболее важное событие совр. О.— эксперим. обнаружение и создание методов генерации *вынужденного излучения* атомов и молекул, предсказанного Эйнштейном в 1916. Вынужденно испущенный фотон дублирует фотон, вызвавший переход и, если имеется запас возбуждённых систем, превышающий число поглощающих (т. н. активная среда с инверсной населённостью энергетич. состояний атомов или молекул), этот процесс может многократно повторяться — происходит усиление исходного светового потока (оптич. сигнала). Добавление к такому квантовому усилителю оптической обратной связи (напр., путём возвращения части излучения с помощью системы зеркал) превращает его в оптический квант. генератор — *лазер*. Первые квант. генераторы (в сантиметровом диапазоне длин волн — мазеры) были созданы А. М. Прохоровым, Н. Г. Басовым и амер. физиком Ч. Таунсом в 1954—55. В 1961 был построен первый лазер на рубине, в следующем году — первый газовый лазер на смеси гелия и неона, а в 1963 — полупроводниковые лазеры. Важность этих основополагающих работ была немедленно оценена, и за ними последовали многочисл. исследования св-в вынужденного излучения и возможностей его генерации. Используя разл. методы получения инверсной населённости, строят лазеры на твёрдых, жидких, газообразных и плазменных средах. Их появление стимулировало развитие традиц. областей О. и привело к возникновению совершенно новых научных и техн. направлений (нелинейная и параметрическая О., силовая О., оптич. обработка материалов), позволило распространить методы О. на решение задач, немыслимых для неё раньше (напр., проблема *управляемого термоядерного синтеза*), и тем самым подтвердило динамичность О., свойственную наукам, находящимся на переднем крае знаний.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Сороко Л. М., Основы голографии и когерентной оптики, М., 1971; Бломберген Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; Действие излучения большой мощности на металлы, под ред. А. М. Бонч-Бруевича и М. А. Ельяшевича, М., 1970; Гарбуни М., Физика оптических явлений, пер. с англ., М., 1967; Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Вавилов С. И., Экспериментальные основания теории относительности, М.—Л., 1928; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953; Лоренц Г. А., Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, пер. с англ., 2 изд., М., 1956; Вавилов С. И., Микроструктура света, М., 1950; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970.

А. М. Бонч-Бруевич.

ОПТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД, раздел физ. оптики, в к-ром изучаются явления, сопровождающие распространение *оптического излучения* в оптически неоднородных средах, показатель преломления n к-рых не постоянен, а зависит от координат. Оптич. неоднородностями явл. поверхности или объёмы внутри среды, на (в) к-рых изменяется n. Независимо от физ. природы неоднородности она всегда отклоняет свет от его первонач. направления. На поверхностях, разделяющих среды с разными n, происходит *отражение света* и *преломление света*; на микронеоднородностях, n к-рых отличается от n окружающей среды,— *рассеяние света*. Существ. роль в О. н. с. играет *интерференция света* между рассеянными, отражёнными и преломлёнными световыми волнами, а также падающей волной. Оптически неоднородными явл. *мутные среды*; в них размеры оптич. неоднородностей чаще всего превышают длину световой волны λ. Если неоднородность среды вызвана присутствием в ней мелкодисперсных коллоидных

ч-ц, размеры к-рых сравнимы с λ, то среда кажется совершенно прозрачной; однако наблюдение под углом $\sim 90^\circ$ к направлению падающего света обнаруживает свечение среды, обусловленное интенсивным рассеянием света (*Тиндаля эффект*).

К неоднородным средам относятся также в-ва без инородных включений, в к-рых изменения n в большом числе микрообъёмов, приводящие к рассеянию света, вызваны флуктуациями плотности среды в результате хаотического теплового движения её молекул или турбулентностью среды.

Интенсивность I света, рассеиваемого непоглощающими диэлектрич. ч-цами, пропорц. λ^{-p}, где p — параметр, зависящий от отношения размеров ч-ц к λ. При рассеянии света на тепловых флуктуациях, размеры к-рых много меньше λ, $I \sim \lambda^{-4}$ (*Рэлея закон*). Для ч-ц, размеры к-рых много больше λ, параметр p близок к 0, и рассеяние определяется геом. эффектами преломления света на поверхностях раздела объёмов. В этом случае I не зависит от λ, что и наблюдается при рассеянии света в туманах и облаках — они имеют белый цвет. На изучении рассеяния света неоднородностями в газах, жидкостях и тв. телах основаны методы нефелометрии и ультрамикроскопии (см. *Ультрамикроскоп*), позволяющие определять концентрацию неоднородностей и изучать их природу (а в нефелометрии — и их размеры). Особый раздел О. н. с. составляет *оптика тонких слоёв*.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951; Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965. *Л. Н. Капорский.*

ОПТИКА ТОНКИХ СЛОЁВ, раздел физ. оптики, в к-ром изучается прохождение света через один или последовательно через неск. непоглощающих слоёв в-ва, толщина к-рых сопоставима с длиной световой волны. Специфика О. т. с. заключается в том, что в ней определяющую роль играет *интерференция света* между световыми волнами, частично отражёнными от верхних и нижних границ слоёв. В результате интерференции происходит усиление или ослабление проходящего или отражаемого света, причём эффект зависит от вносимой *оптической толщиной* слоёв *разности хода* лучей, длины волны (или набора длин волн) света, угла его падения и т. д.

Тонкие слои могут быть образованы на массивной подложке из стекла, кварца или др. оптич. среды с помощью термич. испарения в-ва и его осаждения на поверхность подложки, хим. осаждения, *катодного распыления* или хим. реакций материала подложки с выбранным в-вом. Для получения таких слоёв используют (в скобках указаны показатели преломления в-в): окислы — Al_2O_3 (1,59), SiO_2, (1,46), TiO_2 (2,2—2,6); фториды — MgF_2 (1,38), CaF_2 (1,24), LiF (1,35); сульфиды — ZnS (2,35), CdS (2,6); нек-рые др. соединения; *полупроводники* — Si (3,5), Ge (4,0).

Одно из важнейших практич. применений О. т. с.— уменьшение отражат. способности поверхностей оптич. деталей (линз, пластин и пр.; подробнее см. в ст. *Просветление оптики*). Нанося многослойные покрытия из большого (13—17 и более) числа чередующихся слоёв с высоким и низким n, изготовляют зеркала с большим *отражения коэффициентом*, обычно в сравнительно узкой спектр. области (не только в диапазоне видимого света, но и в УФ и ИК диапазонах). Коэфф. отражения таких зеркал (50—99,5%) зависит как от длины волны, так и от угла падения. С помощью многослойных покрытий разделяют падающий свет на прошедший и отражённый практически без потерь на поглощение; на этом принципе созданы эфф. светоделители (полупрозрачные зеркала). Системы из чередующихся слоёв с высоким и низким n используют и как интерференц. *поляризаторы*, отражающие составляющую света, поляризованную перпендикулярно плоскости его падения, и пропускающие параллельно поляризованную составляющую. Степень поляризации в проходящем свете достигает для многослойных поляризаторов 99%. О. т. с. позволила создать получившие широкое распространение интерференц. *светофильтры*, полоса пропускания к-рых может быть сделана очень узкой — существующие многослойные светофильтры выделяют из спектр. области шириной в 500 нм интервалы длин волн 0,1—0,15 нм. Тонкие диэлектрич. слои применяют для защиты металлич. зеркал от коррозии и при исправлении аберраций линз и зеркал (см. *Аберрации оптических систем*). О. т. с. лежит в основе многих других оптич. устройств, измерит. приборов и спектр. приборов высокой разрешающей способности. Светочувствит. слои *фотокатодов* и *болометров* б. ч. представляют собой тонкослойные покрытия, эффективность к-рых существенно зависит от их оптич. св-в. О. т. с. применяется в *лазерах* и квант. усилителях света; при создании приборов высокого разрешения (напр., при изготовлении *интерферометров* Фабри — Перо); при изготовлении дихроичных зеркал, используемых в цветном телевидении; в интерференц. микроскопии (см. *Микроскоп*) и т. д. К эффектам О. т. с. относятся также *Ньютона кольца*, *Полосы равного наклона*, *Полосы равной толщины*.

● Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, Л., 1958; Крылова Т. Н., Интерференционные покрытия, Л., 1973. *Л. Н. Капорский.*

ОПТИ́ЧЕСКАЯ АКТИ́ВНОСТЬ, способность среды вызывать *вращение плоскости поляризации* проходящего через неё *оптического излучения* (света). Впервые обнаружена в 1811 франц. учёным Д. Ф. Араго в кварце. В 1815 франц. учёный Ж. Б. Био открыл О. а. чистых жидкостей (скипидара), а затем р-ров и паров многих, гл. обр. органич., в-в. Он же установил (см. *Био закон*), что: 1) для р-ра угол φ поворота плоскости поляризации линейно зависит от толщины l слоя р-ра и концентрации c активного в-ва: $\varphi = [\alpha]lc$ (коэфф. $[\alpha]$ наз. удельной О. а.); 2) поворот происходит либо по часовой стрелке ($\varphi > 0$), либо против неё ($\varphi < 0$), если смотреть навстречу ходу лучей света. Соответственно *оптически активные вещества*, проявляющие естественную О. а., разделяют на правовращающие (положительно вращающие) и левовращающие (отрицательно вращающие). Это условное деление применимо в широких интервалах длин волн излучения. Оно теряет смысл лишь вблизи полос собственного (резонансного) поглощения среды; в 1896 франц. физик Э. Коттон обнаружил, что в одном и том же в-ве φ имеет разл. знаки по разные стороны от полос резонансного поглощения. Нек-рые в-ва оптически активны лишь в крист. состоянии (кварц, киноварь и др.), так что их О. а.— св-во кристалла в целом; для них, в отличие от р-ров, удельная О. а. обозначается просто α, и ф-ла Био записывается в виде: $\varphi = \alpha l$. Другие в-ва активны в любом агрегатном состоянии; это означает, что их О. а. определяется строением отд. молекул. Удельная О. а. зависит не только от рода в-ва, но и от его агрегатного состояния, давления, темп-ры, типа растворителя и пр.

От естеств. О. а. отличают искусственную, или наведённую, О. а., проявляющуюся лишь при помещении оптически неактивного в-ва в магн. поле (*Фарадея эффект*; см. также *Верде постоянная*). Знак вращения в эффекте Фарадея зависит как от магн. св-в среды, так и от того, вдоль поля или против него распространяется излучение. Если линейно поляризованный свет, прошедший через слой в-ва с естеств. О. а., отражается и проходит через тот же слой в обратном направлении, восстанавливается исходная поляризация, а в среде с наведённой О. а. в аналогичном опыте угол поворота удвоится.

Феноменологич. теорию О. а. развил в 1823 франц. физик О. Ж. Френель, объяснивший О. а. различием показателей преломления среды n_+ и n_- для право- и левополяризованных по кругу компонент линейно поляризованного света (см. *Поляризация света*). Полученное Френелем выражение для угла поворота плоскости поляризации имеет вид: $\varphi = \pi(l/\lambda)(n_+ - n_-)$, где λ — длина волны излучения в вакууме; т. о., φ может быть значитель-

ным даже при очень малом различии n_+ и n_-, если $l \gg \lambda$, как это обычно бывает. Этим объясняется чрезвычайно высокая чувствительность методов, основанных на измерении О. а. (напр., при определении различий в показателе преломления они в 10 000 раз чувствительнее самых точных интерферометрич. методов).

Развитие теории О. а. тесно связано с изучением её дисперсии — зависимости α (или $[\alpha]$) от λ (т. н. вращательной дисперсии). Ещё Био установил, что в исследованных им случаях α тем меньше, чем больше λ ($\varphi \sim \lambda^{-2}$). Такая дисперсия характерна для нормальной О. а.— вдали от длин волн λ_0, на к-рых в оптически активном в-ве происходит резонансное поглощение. Коттон, изучавший О. а. для излучений с λ, близкими к λ_0, обнаружил аномальную О. а.— увеличение α с ростом λ. Им обнаружено также различие *поглощения показателей* при этих длинах волн для право- и левополяризованных по кругу лучей — т. н. круговой дихроизм, или *Коттона эффект*, вследствие к-рого свет, исходно поляризованный линейно, превращается в эллиптически поляризованный.

Исследования О. а. показали, что для её объяснения существен учёт изменения поля световой волны на расстояниях порядка размеров a молекулы (иона) в-ва (см. *Пространственная дисперсия*). (При описании многих других оптич. явлений таким изменением можно пренебречь, т. к. $a/\lambda \sim 10^{-3}$, но как раз этот параметр определяет различие между n_+ и n_-.) Теория О. а. мол. паров в рамках классической электронной теории была разработана в 1915 нем. физиком М. Борном и независимо от него швед. физиком К. В. Озеном, к-рые показали, что наряду с асимметрией молекул следует учитывать несинфазность микротоков, наведённых полем световой волны в разных участках молекул (при всей малости a/λ). Квант. теорию О. а. паров построил в 1928 бельг. учёный Л. Розенфельд. И в этой, более строгой с позиций совр. науки, теории рассматриваются процессы, связанные с конечным размером молекул (происходящие на расстояниях $\sim a$). Для объяснения О. а. оказалось необходимым учитывать вз-ствие электрич. и магн. дипольных моментов, наведённых в молекуле полем проходящей волны. Теория О. а. мол. сред, активных лишь в крист. фазе, тесно связана с теорией *экситонов*, так как О. а. таких в-в определяется хар-ром волн поляризации в этих кристаллах. О теории наведённой О. а. см. *Магнитооптика*, *Фарадея эффект*.

Совр. теории О. а. качественно правильно описывают это явление, однако количеств. теория дисперсии О. а. сталкивается со значит. трудностями в связи со сложностью изучаемых объектов.

О. а. обнаруживают широкие классы в-в, в особенности органических. Хар-р дисперсии О. а. весьма чувствителен к разл. факторам, определяющим внутри- и межмолекулярные вз-ствия. Поэтому методы, основанные на измерении О. а., используются в физ., хим., биол. и др. научных исследованиях, а также и в промышленности.

● Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951.

С. Г. Пржибельский.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ АНИЗОТРО́ПИЯ, различие оптич. св-в среды в зависимости от направления распространения в ней *оптического излучения* (света) и его поляризации (см. *Поляризация света*). О. а. проявляется в *двойном лучепреломлении*, *дихроизме*, изменении эллиптичности поляризации света и во *вращении плоскости поляризации*, происходящем в оптически активных в-вах. Естественная О. а. кристаллов обусловлена неодинаковостью по разл. направлениям поля сил, связывающих атомы решётки. Естественная оптич. активность в-в, к-рые проявляют её в любом агрегатном состоянии, связана с асимметрией строения отд. молекул таких в-в и обусловленным ею различием во вз-ствии этих молекул с излучением разл. поляризаций, а также с особенностями возбуждённых состояний эл-нов и «ионных остовов» в оптически активных кристаллах. Наведённая (искусственная) О. а. возникает в средах, от природы оптически изотропных под действием внеш. полей, выделяющих в таких средах опред. направление. Это может быть электрич. поле (см. *Керра эффект*), магнитное поле (*Коттона — Мутона эффект*, *Фарадея эффект*), поле упругих сил (см. *Фотоупругость*), а также поле сил в потоке жидкости.

С. Г. Пржибельский.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ДЛИНА́ ПУТИ между точками A и B прозрачной среды, расстояние, на к-рое свет (*оптическое излучение*) распространился бы в вакууме за то же время, за какое он проходит от A до B в среде. Поскольку скорость света в любой среде меньше его скорости в вакууме, О. д. п. всегда больше реально проходимого светом расстояния (или, в предельном случае вакуума, равна ему). В оптич. системе, состоящей из p однородных сред (траектория луча света в такой системе — ломаная линия), О. д. п. равна сумме $\Sigma^p l_k n_k$, где l_k — расстояние, пройденное светом в k-той среде ($k = 1, 2, \ldots, p$), n_k — *преломления показатель* этой среды. В среде с плавно меняющимся n (траектория луча в такой среде — кривая линия) О. д. п. есть $\int_A^B n(l)dl$, где dl — бесконечно малый элемент траектории луча. Понятие «О. д. п.» играет большую роль в оптике, особенно в *геометрической оптике* и *кристаллооптике*, позволяя сопоставлять пути, проходимые светом в средах, в к-рых скорости его распространения различны. Геом. место точек, для к-рых О. д. п., отсчитываемая от одного источника, одинакова, наз. поверхностью световой волны; световые колебания на этой поверхности находятся в одинаковой *фазе*. О. д. п. луча света между двумя произвольными точками пр-ва предметов и пр-ва изображений наз. *эйконалом*. См. также *Разность хода лучей*, *Ферма принцип*.

● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.—Л., 1948; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1973.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ИНДИКАТРИ́СА, см. *Индикатриса* в оптике.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ЛЕВИТА́ЦИЯ, см. в ст. *Световое давление*.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ЛОКА́ЦИЯ, совокупность методов обнаружения и измерения координат удалённых объектов, а также распознавания их формы с помощью эл.-магн. волн оптич. диапазона — от УФ до дальних ИК. Основой О. л. явл. метод измерения расстояний до объекта с помощью оптич. излучения (см. *Светодальнометрия*). Этот метод был предложен А. А. Лебедевым ещё в 1934 и осуществлён в 1936 им же с сотрудниками. Однако создание оптич. локаторов с большой дальностью действия, высокими точностью и разрешающей способностью стало возможным только с появлением мощных источников когерентного оптич. излучения — *лазеров*.

В О. л. используются те же принципы определения координат, что и в радиолокации: измерение расстояний из неск. опорных точек или измерение расстояний и пеленга (азимута) из одной точки. Отражённый от объекта луч лазера улавливается зеркалом, фокусируется и направляется на матрицу фотоприёмника для определения угл. координат и одновременно на ФЭУ (или др. детектор) для определения дальности объекта. Электрич. сигналы с фотоприёмника подаются в следящую систему, управляющую положением передающей и приёмной оптич. систем локатора.

Осн. преимущества оптич. локаторов перед радиолокаторами — бо́льшая точность определения угл. координат объектов (по максимуму отражённого сигнала) и высокая разрешающая способность по дальности. Напр., при использовании лазерного луча с углом расходимости 10′ погрешность определения угл. координат объекта составляет $<1'$ (у радиолокаторов 25—30′); при длительности светового импульса 10 нс разрешение по дальности может достигать неск. см. Кроме того, оптич. локатор обладает высокой угл. разрешающей способностью, т. е. способностью различать два соседних равноудалённых объекта, обусловленной очень высокой направленностью

излучения. Это даёт возможность решать задачу распознавания формы объектов. О. л. позволяет с высокой точностью (до неск. десятков см) производить картографирование земной поверхности, поверхности Луны, определять расстояние до облаков, самолётов, космических, надводных и подводных объектов, исследовать распределение инверсионных и аэрозольных слоёв в атмосфере.

Существ. недостаток оптич. локаторов — затруднит. использование их в сложных метеорол. условиях (дождь, туман и т. п.) для локации объектов на далёких расстояниях.

● Волохатюк В. А., Кочетков В. М., Красовский Р. Р., Вопросы оптической локации, М., 1971; Курикша А. А., Квантовая оптика и оптическая локация, М., 1973.
И. Ф. Усольцев.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ НАКА́ЧКА, возбуждение квант. системы (атома, молекулы и др.) с более низкого уровня энергии на более высокий уровень под действием све́та. См. *Квантовая электроника, Лазер.*

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ОРИЕНТА́ЦИЯ, 1) парамагнитных атомов — упорядочение с помощью анизотропного *оптического излучения* направлений механич. моментов и связанных с ними магн. моментов парамагн. атомов газа. Открыта франц. физиком А. Кастлером в 1953. О. о. явл. частным случаем *оптической накачки* — перевода в-ва в энергетически неравновесное состояние в процессах поглощения им света. Различают собственно О. о., при к-рой ат. газ приобретает не равный нулю макроскопический магн. момент, и выстраивание, характеризующееся появлением анизотропного распределения магн. моментов атомов при сохранении нулевого макроскопического магн. момента газа.

Собственно ориентация достигается при резонансном поглощении или рассеянии атомами циркулярно поляризованного света. Процесс ориентации в простейшем случае можно рассматривать как следствие сохранения момента кол-ва движения (спина) в системе фотон — атом. Поляризованный по правому (левому) кругу фотон (см. *Поляризация света*) обладает проекцией механич. момента кол-ва движения, равной $+h$ ($-h$), и при поглощении атомом фотона последний передаёт ему этот момент. В газе парамагн. атомов это приводит к преимуществ. ориентации механич. моментов эл-нов и, следовательно, магн. моментов атомов (см., напр., *Магнетон*).

Выстраивание осуществляется неполяризованным или линейно поляризованным излучением, для к-рого проекция спина фотона может с равной вероятностью быть равной $+h$ и $-h$. Парамагн. атомы, поглотившие такие фотоны, окажутся выстроенными параллельно и антипараллельно лучу света, т. е. появится анизотропия в распределении направлений магн. моментов при нулевом макроскопическом магн. моменте.

О. о. регистрируется по изменению поглощения газом ориентирующего света (по мере ориентации поглощение, как правило, уменьшается, см. *Просветления эффект*), а также по возникающей *оптической анизотропии* (*дихроизму, двойному лучепреломлению, вращению плоскости поляризации*). Непосредственно О. о. осуществлена с парами металлов первых трёх групп элементов таблицы Менделеева, а также с атомами инертных газов в *метастабильных состояниях* и нек-рыми ионами. Нек-рые парамагн. атомы, особенности электронного строения к-рых исключают их прямую О. о., могут ориентироваться косвенно — при соударениях с другими, уже ориентированными атомами (спиновый обмен). Возможна также О. о. носителей зарядов в ПП и примесных парамагн. центров в кристаллах. Воздействие «внутреннего» магн. поля ориентированных электронных оболочек может приводить к ориентации магн. моментов ядер атомов (см. *Ориентированные ядра*), к-рая сохраняется значительно дольше, чем электронная ориентация атомов. В связи с этим ядерную О. о. используют для создания *квантовых гироскопов*. Ориентированные атомы применяют для изучения слабых межат. вз-ствий и вз-ствий эл.-магн. полей с атомами. Квантовые магнитометры с О. о. (обычно электронной) позволяют регистрировать крайне малые ($\sim 10^{-8}$ Э) изменения напряжённости магн. поля в диапазоне от нуля до неск. сотен Э.

● Скроцкий Г. В., Изюмова Т. Г., Оптическая ориентация атомов и ее применения, «УФН», 1961, т. 73, в. 3, с. 423; Cohen-Tannoudji C., Kastler A., Optical pumping, «Progress in Optics», 1966, v. 5, p. 1—81.
Е. Б. Александров.

2) О. о. спинов эл-нов проводимости в *полупроводниках* — возникновение преимущественного направления у спинов эл-нов при освещении полупроводника циркулярно поляризованным светом. При правой *поляризации света* (по часовой стрелке) спины ориентируются в направлении, противоположном световому лучу, при левой поляризации — вдоль него. О. о. обнаружена франц. физиком Ж. Лампелем и англ. физиком Р. Р. Парсонсом (1968—69) и теоретически объяснена М. И. Дьяконовым и В. И. Перелем (1971). При генерации носителей циркулярно поляризованным светом в результате *спин-орбитального взаимодействия* момент импульса фотона передаётся системе электрон — дырка.

Мерой О. о. явл. разность концентрации эл-нов (дырок) со спинами, направленными вдоль луча и навстречу ему, отнесённая к их полной концентрации. После выключения света эта величина убывает в результате рекомбинации неравновесных носителей и спиновой релаксации внутри каждой зоны (дырки обычно релаксируют быстрее, чем эл-ны). О. о. может быть зарегистрирована по поляризации рекомбинационного излучения. Вз-ствие эл-нов с ат. ядрами в условиях О. о. приводит к появлению яд. намагниченности. Т. к. время жизни *ориентированных ядер* на много порядков превышает аналогичное время для эл-нов, то легче наблюдать яд. намагниченность (методом ядерного магн. резонанса), чем намагниченность неравновесного электронного газа. Магн. поле, перпендикулярное световому лучу, разрушает О. о. (эффект Ханле). Метод О. о. используется для изучения зонной структуры ПП, времён жизни носителей, механизмов рекомбинации и спиновой релаксации.

● Дьяконов М. И. [и др.], Ориентация электронных спинов в полупроводниках, «УФН», 1971, т. 105, в. 4.
Э. М. Эпштейн.

3) О. о. ядер — см. в ст. *Ориентированные ядра.*

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ОСЬ линзы (вогнутого или выпуклого зеркала), прямая линия, являющаяся осью симметрии преломляющих поверхностей линзы (отражающей поверхности зеркала); проходит через центры этих поверхностей перпендикулярно к ним. Оптич. поверхности, обладающие О. о., наз. осесимметричными (см. *Зеркало оптическое, Линза*). О. о. оптической системы — общая ось симметрии всех входящих в систему линз и зеркал.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ОСЬ КРИСТА́ЛЛА, направление в кристалле, по к-рому луч света распространяется, не испытывая *двойного лучепреломления*. См. *Кристаллооптика.*

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ПЛО́ТНОСТЬ (D), мера непрозрачности слоя в-ва толщиной l для световых лучей; характеризует ослабление *оптического излучения* в слоях разл. в-в (красителях, светофильтрах, р-рах, газах и т. п.). Для неотражающего слоя О. п. равна: $D=\lg I_0/I=k_\lambda l$, где I — интенсивность излучения, прошедшего поглощающую среду; I_0 — интенсивность излучения, падающего на поглощающую среду; k_λ — *поглощения показатель* среды для излучения с длиной волны λ, связанный с уд. показателем поглощения $\varkappa_\lambda$ в *Бугера — Ламберта — Бера законе* соотношением $k_\lambda = 2{,}303\,\varkappa_\lambda$. О. п. может быть определена и как логарифм величины, обратной *пропускания коэффициенту* τ слоя в-ва: $D=\lg(1/\tau)$. Введение О. п. удобно при вычислениях, т. к. она меняется на неск. единиц, тогда как величина I_0/I может для разл. образцов и на разл. участках спектра изменяться на неск. порядков. О. п. смеси нереагирующих друг с другом в-в равна сумме О. п. отд. компонентов.
Л. Н. Капорский.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ СВЯЗЬ, передача информации с помощью света. Простейшие (малоинформативные) виды О. с. использовались с кон. 18 в. (напр., семафорная азбука). С появлением

лазеров возникла возможность перенести в оптич. диапазон средства и принципы получения, обработки и передачи информации, разработанные для радиодиапазона. Необходимость передачи всё большего объёма информации и вместе с тем практически полное исчерпание ёмкости радиодиапазона придают проблеме О. с. важное значение. Осн. принципиальные преимущества О. с. по сравнению с радиосвязью — высокая направленность излучения, обеспечивающая повышенную помехозащищённость и скрытность связи, и большая ширина полосы частот для передачи информации.

С целью введения информации излучение оптич. генератора модулируют по требуемому закону (см. *Модуляция света*). При помощи выходного оптич. узла излучение формируется в малорасходящийся пучок, достигающий входного оптич. узла, к-рый фокусирует его на фотоприёмник. С фотоприёмника электрич. сигналы поступают в узлы обработки информации. При выборе несущей частоты должны учитываться условия распространения оптич. излучения в среде передачи, техн. хар-ки лазеров, модуляторов, *приёмников оптического излучения*. В системах О. с. находят применение два способа приёма сигналов — прямое детектирование и гетеродинный приём (см. *Детектирование света*).

Системы О. с. делятся на о т к р ы т ы е наземные системы и наземные системы, использующие з а к р ы т ы е световодные каналы для связи между АТС, ЭВМ, для внутриобъектовой и междугородной связи.

Работы с открытыми линиями О. с. в приземных слоях атмосферы с использованием лазеров показали, что надёжность связи сильно зависит от атм. условий, определяющих оптич. видимость на трассе распространения. Это ограничивает применение открытых линий О. с. относительно малыми расстояниями (неск. км). Однако открытые линии О. с. перспективны как средство связи между Землёй и космосом. Напр., с помощью лазерного луча можно передавать информацию на расстояние $\sim 10^8$ км со скоростью до 10^5 бит/с, в то время как микроволн. техника при этих расстояниях обеспечивает скорость передачи только ~10 бит/с. О. с. в космосе возможна на расстояниях до 10^{10} км, однако построение косм. линий О. с. технически весьма сложно.

В земных условиях наиб. перспективны системы О. с., использующие закрытые волоконные световоды с малыми оптич. потерями (затухание сигнала ~1 дБ/км в ближней ИК области). Скорость передачи информации в многомодовых волоконных световодах ограничена по сравнению с открытыми линиями до 10^4 бит/с вследствие межмодовой дисперсии, а в одномодовых световодах — дисперсией материала световода. Применение кварцевого стекла, легированного Ge, P, B и др. элементами, позволило свести почти к нулю дисперсию материала световодов в области длин волн 1,26—1,32 мкм и передавать по одномодовым световодам и световодам с оптим. профилем показателя преломления (см. *Световод*) информацию со скоростью 10^7—10^8 бит/с на расстоянии ~100 км без применения ретрансляторов.

Волоконно-оптич. линии связи, помимо широкой полосы пропускания, обладают и др. преимуществами; они не требуют дефицитных цветных материалов, невосприимчивы к эл.-магн. помехам, имеют малый вес и габариты.

Разработка эфф. световодных структур и технологии изготовления световодов большой протяжённости, широкополосных высокочувствительных приёмных устройств, долгоживущих ($>10^4$ ч) источников излучения (лазерные диоды, *светодиоды*), по-видимому, сделают О. с. способной конкурировать со связью по существующим кабельным и релейным магистралям уже в ближайшем десятилетии. Во мн. странах успешно прошли испытания экспериментальных волоконно-оптич. систем связи в телефонной сети. В перспективе системы О. с. со световодными линиями по своим информативным возможностям и стоимости на ед. информации могут стать осн. видом магистральной и внутригородской связи.

● Чернышев В. Н., Шереметьев А. Г., Кобзев В. В., Лазеры в системах связи, М., 1966; Пратт В. К., Лазерные системы связи, пер. с англ., М., 1972; Основы волоконно-оптической связи, под ред. М. К. Барноски, пер. с англ., М., 1980; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978.

А. В. Иевский, М. Ф. Стельмах, Е. М. Дианов.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ СИ́ЛА (Ф), характеризует преломляющую способность осесимметричных *линз* и систем таких линз. О. с.— величина, обратная ф о к у с н о м у р а с с т о я н и ю системы: $\Phi = n'/f' = -n/f$, где n' и n — показатель преломления сред, расположенных соотв. за и перед системой; f' и f — заднее и переднее фокусные расстояния системы, отсчитываемые от её г л а в н ы х п л о с к о с т е й (см. *Кардинальные точки* оптической системы). Для системы, находящейся в воздухе ($n = n' \approx 1$), $\Phi = 1/f'$. О. с. измеряется в *диоптриях* ($м^{-1}$), она положительна для собирающих систем и отрицательна для рассеивающих. Особенно широко понятием «О. с.» пользуются в очковой оптике (см. также *Линза*, *Очки*).

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ТЕОРЕ́МА, в квантовой теории связывает мнимую часть (Im) амплитуды $f(\vartheta, \mathcal{E})$ упругого рассеяния вперёд (т. е. на угол $\vartheta = 0$) с полным сечением $\sigma(\mathcal{E})$ рассеяния ч-цы на силовом центре или на др. ч-це:

$$\operatorname{Im} f(0, \mathcal{E}) = \frac{p}{4\pi}\sigma(\mathcal{E})$$

(p, $\mathcal{E}$ — импульс и энергия налетающей ч-цы в системе центра инерции). Впервые О. т. была сформулирована в физ. оптике и выражала мнимую часть показателя преломления (описывающую поглощение света) через полное сечение рассеяния света на рассеивающих центрах — осцилляторах. В квант. теории О. т. вытекает из *унитарности условия*. С помощью О. т. в методе *дисперсионных соотношений* входящие в них вещественная (Re) и мнимая части амплитуды рассеяния вперёд выражаются через две непосредственно измеряемые на опыте хар-ки — дифференциальное ($d\sigma/d\Omega$) и полное сечение рассеяния:

$$\frac{d\sigma(0,\mathcal{E})}{d\Omega} = |f(0, \mathcal{E})|^2 =$$

$$= |\operatorname{Re} f(0, \mathcal{E})|^2 + |\operatorname{Im} f(0, \mathcal{E})|^2.$$

В. П. Павлов.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ТОЛЩИ́НА среды τ, безразмерная величина, характеризующая ослабление оптического излучения в среде за счет поглощения и рассеяния света. Для оптически однородной среды $\tau = \varepsilon l$, где ε — объёмный *ослабления показатель* среды, l — геом. длина пути светового луча в ней. В неоднородной среде $\tau = \int \varepsilon\, dl$. О. т. слоя среды связана с его прозрачностью T соотношением $\tau = -\ln T$, а с его регулярной *оптической плотностью* $D = -\lg T$ соотношением $D = -0{,}434\tau$. Понятием О. т. пользуются при изучении *мутных сред*, в теории *переноса излучения*.

ОПТИ́ЧЕСКИ АКТИ́ВНЫЕ ВЕЩЕСТВА́, среды, обладающие естественной *оптической активностью*. О. а. в. подразделяются на два типа. Относящиеся к 1-му из них оптически активны в любом агрегатном состоянии (сахара́, камфора, винная кислота), ко 2-му — оптически активны только в крист. фазе (кварц, киноварь). У в-в 1-го типа оптич. активность обусловлена асимметричным строением их молекул, 2-го типа — асимметричным строением кристалла, асимметрией поля сил, связывающих ч-цы в крист. решётке, при одинаковости самих ч-ц. Кристаллы О. а. в. всегда существуют в двух формах — правой и левой; при этом решётка правого кристалла зеркально симметрична решётке левого и никакими поворотами и перемещениями не может быть пространственно совмещена с нею. Оптич. активность правой и левой форм О. а. в. 2-го типа имеет разные знаки (и одинакова по абс. величине при одинаковых внеш. условиях), поэтому их наз. о п т и ч е с к и м и а н т и п о д а м и (иногда нестрого так называют и кристаллы О. а. в. 1-го типа).

Молекулы правого и левого О. а. в. 1-го типа явл. о п т и ч е с к и м и и з о м е р а м и: они сами (а не образованные из них кристаллы) представляют собой зеркальные отражения друг друга. Их можно отличить одну от другой, в то время как молекулы

оптич. антиподов (О. а. в. 2-го типа) просто неразличимы (идентичны). Физ. и хим. св-ва чистых оптич. изомеров совершенно одинаковы в отсутствии к.-л. асимметричного агента, реагирующего на зеркальную асимметрию молекул. Продукт хим. реакции без участия такого агента — всегда смесь оптич. изомеров в равных кол-вах, т. н. р а ц е м а т. Физ. св-ва рацемата и чистых оптич. изомеров зачастую различны. Напр., темп-ра плавления рацемата неск. ниже, чем чистого изомера. Рацемат разделяют на чистые изомеры либо отбором только левых или только правых кристаллов, либо в хим. реакциях с участием асимметричных агентов — чистого изомера или асимметричного катализатора, либо микробиологически. Последнее свидетельствует о наличии асимметричных агентов в биол. процессах и связано со специфическим и не нашедшим пока удовлетворит. объяснения св-вом живой природы строить белки из левых оптич. изомеров аминокислот — 19 из 20 жизненно важных аминокислот оптически активны. (Применительно к О. а. в. 1-го типа термины «левый» и «правый» условны в том смысле, что не соответствуют непосредственно направлению *вращения плоскости поляризации* в них, в отличие от этих же терминов для О. а. в. 2-го типа.) Физиол. и биохим. действие оптич. изомеров часто совершенно различно. Напр., белки, синтезированные искусств. путём из правых аминокислот, не усваиваются организмом; бактерии подвергают броженью лишь один из изомеров, не затрагивая другой; левый никотин в неск. раз ядовитее правого никотина. Удивительный фено́мен преимуществ. роли только одной из форм оптич. изомеров в биол. процессах может иметь фундам. значение для выяснения путей зарождения и эволюции жизни на Земле.

С. Г. Пржибельский.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ СИСТЕ́МЫ, совокупность оптич. деталей — *линз*, призм, пластинок, зеркал и т. п., скомбинированных между собой опредл. образом для получения оптич. изображения или для преобразования светового потока, идущего от источника света. О. с. явл. обязательной частью оптич. и оптико-электронных приборов.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ СТАНДА́РТЫ ЧАСТО́ТЫ, квантовые стандарты частоты, в к-рых частотным репе́ром служит сверхузкая спектр. линия излучения *лазера*. В О. с. ч. используются *газовые лазеры* в сочетании с устройством для сравнения с частотой эталона или стандарта частоты радиодиапазона. О. с. ч. способны фиксировать опредл. значение частоты ω с погрешностью $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-15}$, в 10^2 раз меньше погрешности, достижимой в эталонах частоты СВЧ диапазона (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Первые О. с. ч. были лазерами, стабилизированными по «провалу Лэмба», образующемуся в спектр. линии активного газа (предсказан У. Ю. Лэмбом в 1932, обнаружен А. Джаваном и У. Р. Беннетом в 1933, США). Долговременная погрешность частоты таких О. с. ч. не спускалась ниже 10^{-8} из-за относительно большой плотности и темп-ры генерирующего газа. Возможность наблюдения сверхузких линий в спектрах поглощения позволила за период с 1967 по 1973 снизить погрешность до 10^{-14}. Для получения сверхузких линий применяются ячейки, наполненные газом, находящимся при низких давлении и темп-ре. Такая ячейка помещается внутрь *оптического резонатора* лазера. Под влиянием стоячей волны лазера в центре его спектр. линии (форма и ширина к-рой определяются доплеровским уширением, см. *Доплера эффект*) возникает пик, ширина к-рого зависит только от однородной *ширины спектральной линии* газа, находящегося в поглощающей ячейке (относит. ширина пика $\sim 10^{-14}$).

Ещё более узкие ($\sim 10^{-15}$) спектр. линии можно получить методом «пленения» ч-ц, ограничивая их движение областями с размерами, меньшими, чем длина световой волны λ. Для этого разреженный газ помещают в поле интенсивной трёхмерной стоячей световой волны.

Для сравнения частоты с частотой, фиксируемой О. с. ч., необходимы сложные устройства, содержащие «умножители» и «синтезаторы» частоты, перекрывающие область частот от СВЧ до частоты О. с. ч. Такие устройства позволяют измерять частоту вплоть до коротковолновой границы ИК диапазона. В будущем О. с. ч., по-видимому, станут основой эталонов частоты и откроют путь к созданию единого эталона частоты (времени) и длины.

● Летохов В. С., Проблемы лазерной спектроскопии, «УФН», 1976, т. 118, в. 2, с. 199.

М. Е. Жаботинский.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ГИРОСКО́П, см. в ст. *Квантовый гироскоп*.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ЗАТВО́Р, устройство, обеспечивающее пропускание и (или) перекрытие светового потока в течение определённого, заранее заданного времени (выдержки). По назначению О. з. подразделяют на: предохранительные, закрывающие оптич. тракт и препятствующие засветке светочувствит. элементов оптич. системы (прибора); высокоскоростные О. з., обеспечивающие прохождение светового потока через оптич. систему в течение очень малого, заранее заданного времени; высокоскоростные О. з. периодич. действия, предназначенные для открывания и закрывания оптич. тракта с большой частотой. По принципу действия О. з. разделяют на механические (электромеханические), взрывного типа, О. з., использующие полное внутреннее отражение, электрооптические на основе *Керра эффекта* и *Поккельса эффекта*, магнитооптические на основе *Фарадея эффекта*. Мин. время, в течение к-рого О. з. механич. типа обеспечивает прохождение светового потока или полностью перекрывает его, ограничено инерцией подвижных частей затвора и составляет не менее 10^{-4} с. О. з. взрывного типа позволяет открывать (закрывать) оптич. тракт за время 10^{-5}—10^{-6} с. Наибольшее быстродействие (10^{-9}—10^{-10} с) может быть получено при использовании в кач-ве О. з. *Керра ячеек* или кристаллов, обладающих эффектом Поккельса. О. з.— составная часть мн. оптич. приборов, фотоаппаратов, скоростных кинокамер. О. з. периодич. действия используются в модуляторах света (см. *Модуляция света*).

В технике генерирования сверхкоротких лазерных импульсов для изменения добротности резонатора применяют пассивные О. з., использующие элементы (стёкла, р-ры), коэфф. пропускания к-рых резко меняется под действием светового излучения.

● См. лит. при ст. *Модуляция света*.

Л. Н. Капорский.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ КВА́НТОВЫЙ ГЕНЕРА́ТОР, то же, что *лазер*.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ КОНТА́КТ, контакт двух тщательно отполированных поверхностей тв. тел, сближенных на расстояние, меньшее длины волны света (порядка десятков Å). О. к. приводит к высокопрочному сцеплению тел, обусловленному силами вз-ствия между молекулами, адсорбированными из воздуха на контактирующих поверхностях (в случае О. к. в воздухе). В прочности О. к. существ. роль играет вода, проникающая под действием капиллярных сил в микрошероховатости контактного слоя. С возрастанием её кол-ва прочность О. к. на разрыв увеличивается, а сдвиговая — падает. Показатель преломления О. к. зависит от показателей преломления приведённых в контакт тел и кол-ва воды в слое. Коэфф. отражения О. к. стёкол с равными показателями преломления $\sim 10^{-4}$—10^{-7}. При слабом неравномерном нагревании О. к. легко нарушается.

Важной разновидностью О. к. явл. глубокий О. к., получающийся при спекании специально обработанных поверхностей. Прочность такого О. к., применяемого для неразъёмного соединения деталей, сравнима с макроскопич. прочностью контактирующих тел. О. к. применяется для устранения отражения и рассеяния света от поверхности раздела сред, а также для получения высокопрочных соединений в оптич. технологии.

● Золотарев В. М. [и др.], Исследование механизма контактного взаимодействия плоских поверхностей диэлектриков, «ФТТ», 1978, т. 20, № 1, с. 177.

В. М. Золотарёв.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ПИРО́МЕТР, см. *Пирометры*.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ ЧАСТО́ТЫ, устройство для преобразования частоты лазерного излучения, принцип действия к-рого ос-

нован на нелинейности поляризации среды в сильном световом поле (см. *Нелинейная оптика*). Увеличение частоты осуществляется с помощью оптич. умножителей частоты и генераторов суммарных частот. Процесс удвоения частоты наблюдается в средах с квадратичной нелинейностью. По мере распространения световой волны в такой среде вдоль направления ф а з о в о г о с и н х р о н и з м а (см. *Параметрический генератор света*) происходит перекачка энергии от волны осн. частоты ω в энергию волн 2-й гармоники 2ω. Интенсивности осн. волны и 2-й гармоники зависят от отношения $l/l_{нл}$, где l — расстояние, к-рое прошёл свет в среде, а $l_{нл}$ — характерная длина, на к-рой происходит перекачка

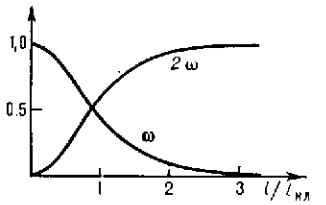


Рис. 1. Зависимость относительных интенсивностей излучения на осн. частоте ω и на частоте 2-й гармоники 2ω от отношения $l/l_{нл}$.

50% энергии осн. волны во 2-ю гармонику (рис. 1). Напр., при преобразовании частоты излучения неодимового *твердотельного лазера* с плотностью мощности излучения $\sim 10^6$ Вт/см^2 в кристалле ниобата лития $l_{нл}=3$ см. Наиболее эффективно удвоение частоты осуществляется в О. п. ч. с нелинейным кристаллом, помещённым между зеркалами резонатора лазера

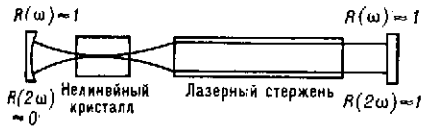


Рис. 2. Схема внутрирезонаторной генерации 2-й гармоники (R — коэфф. отражения зеркал, зависящий от частоты).

(рис. 2). Кристалл располагают в области с мин. шириной сфокусированного пучка осн. излучения, т. к. эффективность преобразования пропорц. плотности мощности осн. излучения.

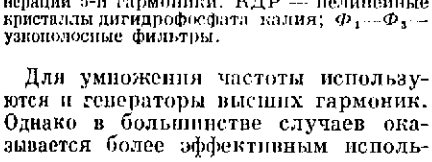


Рис. 3. Схема установки для каскадной генерации 5-й гармоники: КДР — нелинейные кристаллы дигидрофосфата калия; $Ф_1$—$Ф_3$ — узкополосные фильтры.

Для умножения частоты используются и генераторы высших гармоник. Однако в большинстве случаев оказывается более эффективным использование неск. каскадов удвоения частоты, т. е. последовательное многократное удвоение частоты в кристаллах с квадратичной нелинейностью (рис. 3).

В генераторах суммарных частот волны с разл. частотами ω_1 и ω_2 преобразуются в квадратично нелинейной среде в волну с частотой $\omega_1+\omega_2$. Генераторы суммарных частот используются как источники перестраиваемого излучения (гл. обр. в УФ диапазоне) и для преобразования ИК излучения в видимое (преобразование сигналов и изображений).

Уменьшение частоты осуществляется с помощью параметрических генераторов света, генераторов разностных частот и к о м б и н а ц и о н н ы х л а з е р о в. Параметрич. генераторы — один из наиб. перспективных источников мощного перестраиваемого по частоте когерентного излучения в диапазоне длин волн $\lambda > 1$ мкм. Если в параметрич. генераторе сигнальная волна возникает из шумов, то в генераторе разностных частот волны с частотами ω_1 и ω_2 преобразуются на кристалле с квадратичной нелинейностью в излучение с частотой $\omega_1-\omega_2$. Генераторы разностных частот применяются в ИК диапазоне, они работают как в непрерывном режиме, так и в импульсном с наносекундной и пикосекундной длительностью импульсов.

Другой метод получения перестраиваемого излучения в ИК области состоит в использовании вынужденного *комбинационного рассеяния света*. Ширина комбинационных резонансов в тв. телах во много раз меньше ширины разрешённых переходов. Поэтому несмотря на то, что в основе комбинационных лазеров лежат вз-ствия, основанные на кубич. нелинейности, их эффективность достаточно велика.

О. п. ч. позволяют получить когерентное эл.-магн. излучение практически во всей области от вакуумного УФ диапазона до субмиллиметрового. Так, с помощью умножителей частоты получено излучение с $\lambda=53{,}3$ и 38,8 нм, в то время как наименьшая длина волны, полученная путём прямой генерации, равна 116 нм. Генераторы разностных частот дают возможность получить когерентное излучение практически во всём ИК диапазоне от $\lambda=1$ мкм до субмиллиметровых волн.

● Ч е р н и к е Ф., М и д в и н т е р Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976; Справочник по лазерам, пер. с англ., т. 2, М., 1978.

А. В. Андреев.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ПРОБО́Й, то же, что *световой пробой*.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ РАЗРЯ́Д, то же, что *световой пробой*.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ РЕЗОНА́ТОР, устройство, в к-ром могут возбуждаться стоячие или бегущие эл.-магн. волны оптич. диапазона. О. р. представляет собой сонокупность неск. зеркал и явл. *открытым резонатором*, в отличие от большинства *объёмных резонаторов*, применяемых в диапазоне СВЧ. Для $\lambda<0{,}1$ см использование закрытых объёмных резонаторов, имеющих размеры порядка λ, затруднительно из-за малости их размеров и больших потерь энергии в станках. Использование же объёмных резонаторов с размерами $l>\lambda$ также невозможно из-за возбуждения в них большого числа собств. колебаний, близких по частоте, в результате чего резонансные линии перекрываются, и резонансные св-ва практически исчезают. Однако оказалось, что при удалении части стенок объёмного резонатора б. ч. его собств. колебаний сильно затухает и лишь малая часть их (при надлежащей форме оставшихся стенок) затухает слабо. В результате спектр образовавшегося открытого О. р. сильно разрежен.

Простейшим О. р. явл. интерферометр Фабри — Перо, состоящий из двух плоских параллельных зеркал. Если допустить, что между этими зеркалами, расположенными на расстоянии L друг от друга, нормально к ним распространяется плоская волна, то в результате отражения её от зеркал в пр-ве между ними образуются стоячие волны. Условие резонанса имеет вид: $L=q\lambda/2$, где q — целое число, наз. продольным индексом колебания (п р о д о л ь н ы е м о д ы). Собств. частоты О. р. образуют арифметич. прогрессию с разностью $c/2l$ (э к в и д и с т а н т н ы й с п е к т р). В действительности из-за влияния краёв О. р. поле колебаний зависит от поперечных координат и характеризуется разл. поперечными индексами m и n, определяющими число осцилляций электрич. и магн. полей в поперечных направлениях и распределение токов на поверхности зеркал (рис. 1). Чем больше индексы m и n, тем число осцилляций больше и тем выше затухание колебания, обусловленное излу-

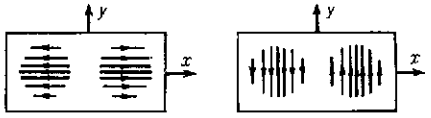


Рис. 1. Распределение токов, текущих по поверхности прямоуг. зеркала, для колебаний с индексами $m=2$ и $n=1$.

чением в пр-во, т. е. в сущности дифракцией света на краях зеркал. Резонансная кривая плоского О. р. имеет вид, изображённый на рис. 2. Поскольку коэфф. затухания растёт с увеличением m и n быстрее, чем час-

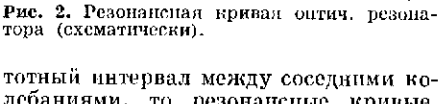


Рис. 2. Резонансная кривая оптич. резонатора (схематически).

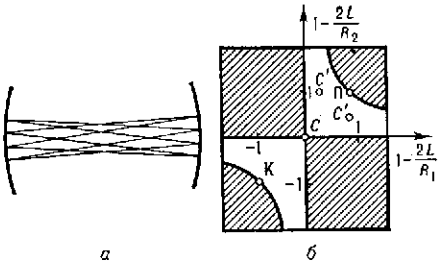
тотный интервал между соседними колебаниями, то резонансные кривые, отвечающие большим m и n, перекрываются и соответствующие колебания

пе проявляются. Коэфф. затухания, вызванного излучением, зависит как от индексов m и n, так и от числа N зон Френеля, видимых на зеркале диаметром R из центра др. зеркала, находящегося от первого на расстоянии L: $N=R^2/2L\lambda$. При $N\sim1$ остаётся 1—2 колебания, сопутствующие осн. колебанию.

О. р. с плоскими зеркалами чувствительны к деформациям и перекосам зеркал, что ограничивает их применение. Этого недостатка лишены О. р. со сферич. зеркалами, в к-рых лучи, неоднократно отражаясь от вогнутых зеркал, не выходят за пределы огибающей поверхности — каустики. Поскольку волн. поле быстро убывает вне каустики при удалении от неё, излучение из сферич. О. р. с каустикой гораздо меньше, чем излучение из плоского О. р. Разрежение спектра в этом случае реализуется благодаря тому, что размеры каустики, ограничивающей поле, возрастают с ростом m и n. Для колебаний с большими m и n каустика оказывается расположенной вблизи края зеркал или вовсе не формируется, и эти колебания дают большой вклад в излучение. Такие сферич. О. р. наз. у с т о й ч и в ы м и, т. к. параксиальный луч при отражении не уходит из приосевой области (рис. 3, *а*). Устойчивые О. р. применяются в *газовых лазерах* и др.

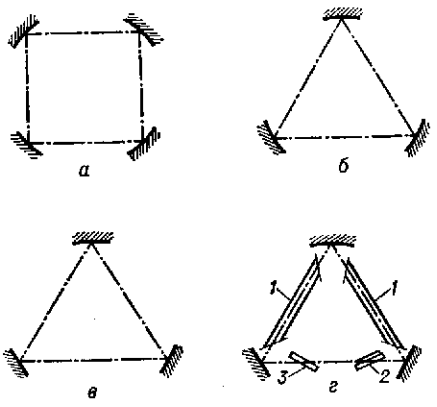
Иногда используются н е у с т о й ч и в ы е О. р., в к-рых внеш. каустика образоваться не может; луч, проходящий вблизи оси резонатора под малым углом к ней, после отражений неограниченно удаляется от оси. На рис. 3, *б* дана диаграмма устойчивости О. р. при разл. соотношениях между радиусами R_1 и R_2 зеркал и расстоянием L между ними. Незаштрихованные области соответствуют наличию каустик, заштрихованные — большому затуханию. Точки (на рисунке кружочки), соответствующие резонаторам с плоскими П и концентрическим К зеркалами, лежат на границе заштрихованных и незаштрихованных областей; С — софокусное, С′ — плоское и вогнутое зеркала (половина софокусного резонатора). На границе между устойчивыми и неустойчивыми О. р. расположены с о ф о к у с н ы е О. р., в к-рых фокусы обоих зеркал (отстоящие на расстоянии $R_1/2$ и $R_2/2$ от соответствующего зеркала) совпадают, в т. ч. телескопический О. р., состоящий из малого выпуклого и большого вогнутого зеркал. Потери на излучение в неустойчивых О. р. для колебаний высших типов в них значительно больше, чем для осн. колебания. Это позволяет добиться одномодовой генерации *лазера* и связанной с ней высокой направленностью излучения.

Существуют различные дополнит. методы разрежения спектра (с е л е к ц и я м о д), связанные с измерением профиля краёв зеркал, с применением линз, системы связанных О. р. и др. Селекция продольных мод (имеющих одинаковое поперечное распределение поля) требует применения дисперсионных элементов (призм, дифракц. решёток, эталона Фабри — Перо). Но они вносят в О. р. большие потери и используются только в тех случаях, когда усиление активной среды лазера велико (напр., в *лазерах на красителях*). Селекция продольных мод возможна также при введении в О. р. анизотропных элементов (кристаллы с двойным лучепреломлением, оптически активные в-ва и др.). Для селекции поперечных мод применяется диафрагмирование пучка внутри О. р.



а *б*

Рис. 3. *а* — образование каустики у резонатора со сферич. зеркалами; *б* — диаграмма устойчивости О. р.



а *б* *в* *г*

Рис. 4. Кольцевые оптич. резонаторы: *а*, *б*, *в* — изотропные; *г* — анизотропный (*1* — газоразрядные трубки, *2* — ячейка Фарадея, *3* — полуволновая пластина).

При использовании кольцевых О. р. (рис. 4) осн. проблемой явл. уменьшение вз-ствия между встречными волнами. Для этого волны «разводят» по частоте с помощью невзаимных анизотропных элементов, а их поляризации стараются сделать ортогональными.

● Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Ананьев Ю. А., Угловое расхождение излучения твердотельных лазеров, «УФН», 1971, т. 103, в. 4; его же, Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения, М., 1979.

С. А. Элькинд, В. П. Быков.

ОПТИ́ЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, *свет* в широком смысле слова; *электромагнитные волны*, длины к-рых заключены в диапазоне от единиц нм до десятых долей мм (диапазон частот $\sim3\cdot10^{11}$—$3\cdot10^{17}$ Гц). К О. и., помимо воспринимаемого человеческим глазом *видимого излучения*, относятся *инфракрасное излучение* и *ультрафиолетовое излучение*. Физ. св-ва О. и. и методы его исследования характеризуются значит. степенью общности. В частности, именно в оптич. диапазоне начинают отчётливо проявляться одновременно и волновые, и корпускулярные св-ва эл.-магн. излучения. Волновые св-ва О. и. обусловливают *дифракцию света*, *интерференцию света*, *поляризацию света* и мн. др. явления. В то же время ряд оптич. явлений невозможно понять, не привлекая представления об О. и. как о потоке быстрых ч-ц — *фотонов*. Эта двойственность природы О. и. сближает его с др. объектами микромира и находит общее объяснение в квантовой механике (см. также *Корпускулярно-волновой дуализм*).

Скорость распространения О. и. в вакууме (*скорость света*) $c\approx3\cdot10^{10}$ см/с. В любой другой среде скорость О. и. меньше. Значение показателя преломления среды, определяемое отношением этих скоростей (в вакууме и среде), в общем случае неодинаково для разных длин волн О. и., что приводит к дисперсии О. и. (см. *Дисперсия света*).

Различные виды О. и. классифицируют по след. признакам: по особенностям испускания атомами и молекулами (*тепловое излучение*, *люминесценция*), степени однородности спектр. состава (монохроматическое, немонохроматическое), упорядоченности ориентации электрич. и магн. векторов (естественное, поляризованное линейно, по кругу, эллиптически), рассеяния потока излучения (направленное, диффузное, смешанное) и т. д.

Падающий на поверхность к.-л. тела поток О. и. частично отражается (см. *Отражение света*), частично проходит через тело и частично поглощается в нём (см. *Поглощение света*). Поглощённая часть энергии О. и. преобразуется гл. обр. в теплоту, повышая темп-ру тела. Однако возможны и др. виды преобразования энергии О. и.— *фотоэффект* (*фотоэлектронная эмиссия*), *фотолюминесценция*, фотохим. превращения.

О роли О. п. и оптич. методов исследования в науке и технике см. в ст. *Оптика*.

Ю. С. Черняев.

ОПТИ́ЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ, см. *Изображение оптическое*.

ОПТИ́ЧЕСКОЕ СТЕКЛО, однородное стекло, предназначенное для изготовления прозрачных элементов оптич. систем. Осн. требование к О. с.— неизменность фронта световой волны при её распространении в толще О. с.— удовлетворяется благодаря высокой хим. и физ. однородности О. с. Неоднородности и пороки О. с.— свили, плавные изменения показателя преломления, пузыри, включения — устраняются в процессе производства на

стадии синтеза О. с. или отбором годных участков стекла. Хим. неоднородности устраняются в осн. за счёт механич. размешивания и взаимодиффузии компонентов расплава О. с. Механич. напряжения и двулучепреломление устраняются отжигом заготовок О. с.

В зависимости от назначения различают бесцветное, цветное и люминесцирующее О. с. Высокопрозрачное бесцветное О. с., нормируемое по показателю преломления, как правило, предназначено для использования в оптич. системах, формирующих изображение. В 80-гг. 20 в. в мировых каталогах приняты три осн. хар-ки О. с.: показатель преломления n_e для зелёной линии ртути (λ_e=546,07 нм), ср. дисперсия n_F-n_c, где n_F и n_c — показатели преломления соотв. синей и красной линий кадмия (λ_F=479,99 нм, λ_c=643,85 нм), и коэфф.

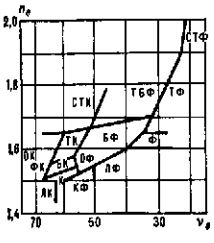


Диаграмма Аббе: ЛК — лёгкий крон; ФК — фосфатный крон; К — крон; БК — баритовый крон; ТК — тяжёлый крон; СТК — сверхтяжёлый крон; ОК — особый крон; КФ — кронфлинт; Ф — флинт и т. п.: ЛФ, ТБФ, ТФ, СТФ, ОФ.

дисперсии $\nu_e=(n_e-1)/(n_F-n_c)$ (коэфф. Аббе). В зависимости от величин этих хар-к О. с. делят на типы. На диаграмме $n_e-\nu_e$ (т. н. диаграмме Аббе, рис.) представлены эти типы. Каждому О. с. определённых хим. состава и оптич. постоянных присвоена марка, обозначающая тип стекла и номер в пределах этого типа, напр. К8, БК6, СТК19. Советский каталог бесцветного О. с. содержит 120 марок всех типов. Разнообразие типов О. с. позволяет рассчитывать светосильные оптич. системы без аберраций (см. *Аберрации оптических систем*). Пары О. с. типа К и Ф достаточно для создания объектива-ахромата (см. *Ахромат*). Соответствующим подбором О. с. удаётся полностью устранить хроматич. аберрации и создать объективы-апохроматы (см. *Хроматическая аберрация*, *Апохромат*).

Цветное О. с., специально окрашенное, нормируемое по спектру поглощения, используется в оптич. системах для поглощения света в требуемом спектр. диапазоне. Отечеств. каталог цветного О. с. содержит обозначение типа О. с., условно характеризующее область его прозрачности, и номер, напр. УФС1 (ультрафиолетовое стекло 1). Люминесцирующее О. с. (генерирующее) явл. твёрдым *люминофором* и предназначено для использования в кач-ве активной среды *твердотельных лазеров*. Такие О. с. нормируются по виду и концентрации активатора, времени затухания *люминесценции*, коэфф. поглощения на определённой длине волны излучения и по степени однородности. Отечеств. промышленность выпускает силикатные и фосфатные люминесцирующие стёкла, активированные преим. неодимом, с разл. концентрациями активатора, разл. величинами сечения индуцированного излучения, фото- и радиационной стойкости и *лучевой прочности*.

● ГОСТ 3514—76. Стекло оптическое бесцветное; ГОСТ 9411—75. Стекло оптическое цветное. *М. Н. Толстой, Е. И. Галант.*

ОПТОЭЛЕКТРО́НИКА, область электроники, охватывающая проблему одновременного использования оптич. и электрич. методов обработки, передачи и хранения информации. О. отличается от вакуумной электроники (фотоэлементы, *фотоэлектронные умножители*, *электронно-лучевые приборы*) и ПП электроники (см. *Полупроводниковые приборы*) наличием *оптической связи*.

Осн. элементы О.: источники света (*лазеры*, светоизлучающие диоды), оптич. среды (активные и пассивные) и фотоприёмники. Различают когерентную О. и оптронику. Сущность оптроники состоит в замене электрич. связей оптическими. Преобразование сигналов в оптронике осуществляется параметрич. методом. Её основной структурный элемент — оптрон — прибор, состоящий из источника и приёмника света, связанных оптически. Оптроны осуществляют усиление и преобразование электрич. и оптич. сигналов, переключение, модуляцию и др.

Когерентной О. связаны новые принципы и методы построения больших систем вычислит. техники, оптич. связи, запоминания и обработки информации, не имеющих аналогов в традиционной радиоэлектронике. Сюда относятся машины с т. н. картинной логикой, сверхбыстродействующие вычислит. системы со скоростью обработки информации 10^9—10^{11} операций в 1 с, устройства памяти большой ёмкости (10^{10}—10^{12} бит), лазерное телевидение, функциональная когерентная О. (см. *Интегральная оптика*) и др.

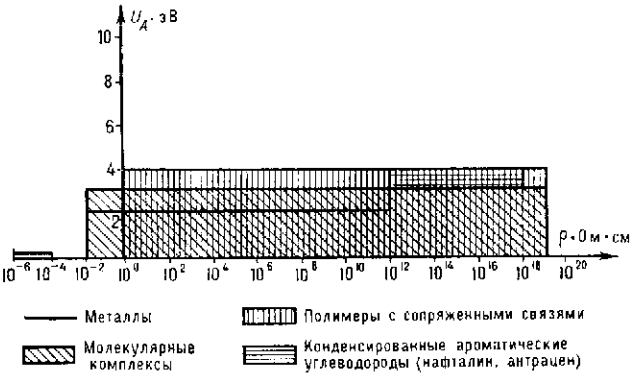
● Свечников С. В., Элементы оптоэлектроники, М., 1971; Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника. [Сборник], под ред. Э. И. Адировича, Таш., 1972; Георгобиани А. Н., Широкозонные полупроводники A^{II} и B^{IV} и перспективы их применения, «УФН», 1974, т. 113, в. 1. *С. В. Свечников.*

ОРБИТА́ЛЬНЫЙ МОМЕ́НТ, момент импульса микрочастицы, обусловленный её движением в силовом поле, обладающем сферической симметрией. Название «О. м.» связано с наглядным представлением о движении ат. эл-на в сферически симметричном поле ядра по определённой замкнутой орбите.

Согласно квант. механике, О. м. M_l квантован, т. е. его величина, а также проекция на произвольно выбранную в пр-ве ось (ось z) могут принимать лишь определённые дискр. значения: $M_l^2=\hbar^2 l(l+1)$, $M_{lz}=m_l\hbar$, где l=0, 1, 2,... — орбитальное (азимутальное), а $m=l,\ l-1,\ \ldots,\ -l$ — магнитное *квантовые числа*. Классификация состояний микрочастиц по значениям l играет большую роль в теории атома и ат. ядра, в теории столкновений.

М. А. Ельяшевич.

ОРГАНИ́ЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИ́КИ, твёрдые органич. в-ва, к-рые имеют (либо приобретают под влиянием внеш. воздействий) электронную или дырочную проводимость и положит. температурный коэфф. электропроводности (см. *Полупроводники*). О. п. характеризуются наличием в молекулах системы сопряжённых связей. Подвижные носители заряда в О. п. образуются в результате возбуждения π-электронов, делокализованных по системе сопряжённых связей. Энергия, необходимая для образования носителей заряда в О. п., снижается по мере увеличения числа сопряжений в молекуле, и в полимерах может быть



Величины уд. электросопротивлений ρ и энергий активации U_A электропроводности разл. органич. полупроводников и металлов.

порядка энергии теплового движения.

К О. п. относятся органич. красители, ароматич. соединения, полимеры с сопряжёнными связями, нек-рые природные пигменты (хлорофилл, β-каротин и др.), мол. комплексы с переносом заряда, а также ион-радикальные соли. О. п. существуют в виде монокристаллов, поликрист. или аморфных порошков и плёнок. Уд. сопротивление при комнатной темп-ре колеблется от 10^{18} Ом·см (нафталин, антрацен) до 10^{-2} Ом·см (ион-радикальные соли, рис.). У О. п. с низкой электропроводностью наблюдается *фотопроводимость*.

О. п. обладают особенностями, к-рые определяются мол. хар-ром их струк-

туры и слабым межмол. вз-ствием: 1) поглощение света вызывает возбуждение молекул, к-рое может мигрировать по кристаллу в виде *экситонов* (экситоны Френкеля); 2) образование носителей заряда под действием света связано с распадом экситонов (на поверхности кристалла, на структурных дефектах и примесных атомах, при вз-ствии экситонов друг с другом), а также с ионизацией высоковозбуждённых молекул; 3) зоны проводимости узки (~0,1 эВ), подвижность носителей заряда, как правило, мала (~1 $см^2/В·с$); 4) наряду с зонным механизмом электропроводности осуществляется *прыжковая проводимость*. В кристаллах ион-радикальных солей межмол. вз-ствие резко анизотропно, что приводит к высокой анизотропии оптич. и электрич. св-в и позволяет рассматривать такие О. п., как *квазиодномерные проводники*.

О. п. находят применение в кач-ве светочувствит. материалов в микроэлектронике. Исследование О. п. важно для понимания процессов преобразования и переноса энергии в сложных физ.-хим. системах и в особенности в биол. тканях. С О. п., в частности с ион-радикальными солями, связана перспектива создания *сверхпроводников* с высокой критической температурой.

● Органические полупроводники, 2 изд., М., 1968; Богуславский Л. И., Ванников А. В., Органические полупроводники и биополимеры, М., 1968; Гутман Ф., Лайонс Л., Органические полупроводники, пер. с англ., М., 1970.

А. Д. Розенштейн, Е. Л. Франкевич.

ОРЕО́Л (франц. auréole, от лат. corona aureola — золотой венец), световой фон вокруг изображения источника *оптического излучения*, наблюдаемый глазом или регистрируемый приёмником света. Причина появления О.— *рассеяние света* на малые углы в среде, через к-рую свет проходит. Величина О., его окраска и яркость зависят от размеров ч-ц среды, их физ. природы и *оптической толщины* среды. Рассеяние на малые углы, приводящее к образованию О., особенно сильно в средах, размеры ч-ц к-рых больше длины волны λ излучения (эффект Ми). Если размеры ч-ц значительно превышают λ, интенсивность такого рассеяния не зависит от λ и поэтому рассеянный свет уже не характеризуется насыщенным цветом. Этим объясняется, напр., «белый цвет» О., окружающего солн. диск (смешение лучей с разными λ даёт *белый свет*). О. существенно влияет на *разрешающую способность* фотогр. материалов и люминесцентных экранов. Хар-р О. учитывается при измерении *прозрачности* рассеивающих сред; в частности, изменение яркости и спектр. распределения света в соли. О. служит критерием чистоты и прозрачности атмосферы.

● См. лит. при ст. *Мутные среды, Рассеяние света.*

Л. И. Капорский.

ОРИЕНТИ́РОВАННЫЕ ЯДРА, совокупность ат. ядер, *спины* к-рых направлены не хаотически, а преимущественно под определ. углом к выбранному направлению. Т. к. со спином ядра связаны дипольный магнитный и квадрупольный электрич. моменты, деформация формы ядра и др. хар-ки (см. *Ядро атомное*), то О. я. обладают анизотропными св-вами. Экспериментально наблюдая эту анизотропию, можно определить хар-ки ядер и яд. реакций, зависящие от спина.

Для ядер со спином I возможны $2I+1$ проекций m спина на выбранное направление ($m=-I, -I+1, \ldots, +I$). Спиновое состояние системы одинаковых ядер характеризуется распределением вероятностей W_m обнаружить ядро в состоянии с проекцией спина m. Для полного описания спинового состояния системы достаточно знания $2I$ вероятностей, т. к. $\Sigma_m W_m = 1$. Для хаотич. ориентации спинов все значения W_m равновероятны: $W_m = 1/(2I+1)$. Для О. я. все W_m различны, но в большинстве экспериментов с О. я. важны только два т. н. параметра ориентации f_1 и f_2, связанные с W_m соотношениями:

$$f_1 = \frac{1}{I}\sum_{m=-I}^{m=I} mW_m,$$

$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)}\left[\sum_m m^2 W_m - \frac{I(I+1)}{3}\right].$$

Параметр f_1, наз. поляризацией, характеризует преимущественную ориентацию спинов по выбранному направлению ($f_1>0$) или против него ($f_1<0$), а параметр f_2, наз. выстроенностью, характеризует преимущественную ориентацию вдоль ($f_2>0$) или поперёк ($f_2<0$) выбранной оси (безотносительно к её направлению). Выстроенностью могут обладать только ядра со спином $I \geqslant 1$.

Наиболее распространённые методы получения О. я. основаны на использовании «упорядочивающего» действия сильных магн. полей на магнитные дипольные моменты ядер. Т. к. магн. моменты ядер малы, тепловое движение легко разрушает эту упорядоченность. Поэтому используются очень низкие темп-ры ($T<0{,}1$ К). В т. н. динамич. методах О. я. получаются при $T>0{,}1$ К при облучении специально подобранных материалов поляризованным эл.-магн. излучением (оптическая ориентация ядер).

● Хуцишвили Г. Р., Ориентированные ядра, «УФН», 1954, т. 53, в. 3; Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц, пер. с англ., М., 1965; Джеффрис К., Динамическая ориентация ядер, пер. с англ., М., 1965.

В. П. Алфименков, В. И. Лущиков.

ОСВЕ́ЧИВАНИЕ, одна из *световых величин*, применяемая в *фотометрии импульсной*, равная интегралу от *силы света* импульсного источника по времени в пределах рассматриваемого интервала времени. Единица О.— кандела-секунда (кд·с). В системе энергетич. величин аналогичная величина наз. энергетическим освечиванием и измеряется в Дж·$ср^{-1}$.

Д. Н. Лазарев.

ОСВЕЩЁННОСТЬ в точке поверхности, отношение *светового потока*, падающего на элемент поверхности, к площади этого элемента. О. E связана с силой света I точечного источника, удалённого от заданной точки на расстояние l, соотношением: $E = I\cos\theta/l^2$, где θ — угол падения света. Единицы О.— *люкс* и *фот* (1 фот = 10^4 лк). В системе энергетических фотометрич. величин аналогичная величина наз. *энергетической освещённостью* или облучённостью.

Д. Н. Лазарев.

ОСИ ДЕФОРМА́ЦИИ главные, см. *Деформация* механическая.

ОСИ ИНЕ́РЦИИ главные, три взаимно перпендикулярные оси, проведённые через к.-л. точку тела и обладающие тем св-вом, что если их принять за координатные оси, то *центробежные моменты инерции* тела относительно этих осей будут равны нулю. Если тв. тело, закреплённое в одной точке, приведено во вращение вокруг оси, к-рая в данной точке явл. главной О. и., то тело при отсутствии внеш. сил будет продолжать вращаться вокруг этой оси, как вокруг неподвижной. Понятие о главных О. и. играет важную роль в динамике тв. тела.

ОСИ НАПРЯЖЕ́НИЙ главные, см. *Напряжение* механическое.

ОСЛАБИ́ТЕЛЬ СВЕ́ТА, оптич. устройство, предназначенное для ослабления *светового потока* или, в общем случае, *потока излучения*. О. с. изготовляют в виде сеток, диафрагм, рассеивающих пластин, вращающихся дисков с вырезами, твёрдых, жидких или газообразных поглощающих (абсорбционных) *светофильтров*, интерференционных светофильтров, *клиньев фотометрических*. О. с., не изменяющие относительного спектр. распределения проходящего через них света, наз. нейтральными (неселективными), изменяющие — наз. селективными. Последние служат для исправления спектр. состава или цветности излучения, в частности для выделения широких или узких участков спектра или их исключения. О. с. применяются при световых измерениях и в *спектрометрии* (напр., для уравнивания интенсивности световых пучков или изменения спектр. чувствительности приёмников), а также в полиграфии, кинофототехнике и т. п.

● Мешков В. В., Основы светотехники, ч. 2, М.—Л., 1961.

Д. Н. Лазарев.

ОСЛАБЛЕ́НИЯ ПОКАЗА́ТЕЛЬ, экстинкции показатель среды, величина, обратная расстоянию, на к-ром *поток излучения*, образующего параллельный пучок, ослабляется за счёт поглощения и рассеяния света в среде в 10 раз (десятичный О. п.) или в e раз (натуральный О. п.). О. п.— сумма показателей поглощения и рассеяния среды. О. п. зависит от набора частот ν (длин волн λ), излучения, а при большой интенсивности потока — и от её величины (см. *Нелинейная оптика*). Как и показатели поглощения и рассеяния, О. п. может быть отнесён к

объёму среды либо к массе ослабляющего в-ва; соотв. говорят об объёмном и массовом О. п. См. также *Оптическая толщина*.

ОСМОС (от греч. ósmós — толчок, давление), диффузия в-ва (обычно растворителя) через полупроницаемую мембрану, разделяющую р-р и чистый растворитель (или два р-ра разной концентрации). Перенос молекул растворителя обусловлен *осмотическим давлением*. Выравнивание концентраций р-ра по обе стороны мембраны, пропускающей малые молекулы растворителя, но не пропускающей более крупные молекулы растворённого в-ва, возможно лишь при односторонней диффузии растворителя. Поэтому О. всегда идёт от чистого растворителя к раствору (или от разбавл. р-ра к концентрированному). Если мембрана проницаема не только для растворителя, но и для нек-рых растворённых в-в, может происходить диффузия последних в р-р (на этом основана, напр., очистка полимеров от низкомол. примесей).

Впервые О. наблюдал в 1748 франц. химик Ж. А. Нолле. О. имеет важное значение в биол. процессах, применяется в лаб. технике для исследований хар-к молекул полимеров и т. д.

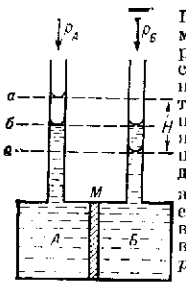
● См. лит. при ст. *Осмотическое давление*.

ОСМОТИ́ЧЕСКОЕ ДАВЛЕ́НИЕ (диффузное давление), термодинамич. параметр, характеризующий стремление р-ра к понижению концентрации при соприкосновении с чистым растворителем вследствие встречной диффузии молекул растворителя и растворённого в-ва. Если р-р отделён от растворителя полупроницаемой мембраной, то возможна лишь односторонняя диффузия — всасывание растворителя через мембрану в р-р (см. *Осмос*). В этом случае О. д. можно измерить: оно равно избыточному давлению, к-рое необходимо приложить со стороны р-ра, чтобы прекратить осмос.

О. д. обусловлено понижением *химического потенциала* растворителя в присутствии растворённого в-ва. Тенденция системы к выравниванию хим. потенциалов всех её частей и к переходу в состояние с более низким уровнем *свободной энергии* и вызывает осмотич. перенос в-ва. О. д. в идеальных и предельно разбавл. р-рах не зависит от природы растворителя и растворённых в-в; при пост. темп-ре оно определяется только числом «кинетич. элементов» (ионов, молекул, ассоциатов или коллоидных ч-ц) в ед. объёма р-ра.

Первые измерения О. д. произвёл нем. ботаник В. Пфеффер (1877), исследуя водные р-ры сахара. Его данные позволили голл. химику Я. Х. Вант-Гоффу установить в 1887 зависимость О. д. от концентрации растворённого в-ва, совпадающую по форме с *Бойля — Мариотта законом* для идеальных газов. Оказалось, что О. д. (π) численно равно давлению, к-рое оказало бы растворённое в-во, если бы оно при данной темп-ре находилось в состоянии идеального газа и занимало объём, равный объёму р-ра. Для разбавл. р-ров недиссоциирующих в-в найденная закономерность с достаточной точностью описывается ур-нием: $\pi V=nRT$, где n — число молей растворённого в-ва в объёме V р-ра и R — универсальная газовая постоянная. В случае диссоциации молекул в-ва в правую часть ур-ния вводится множитель $i>1$ — коэффициент Вант-Гоффа; при ассоциации в-ва $i<1$. О. д. реального р-ра (π') всегда выше, чем идеального (π''), причём отношение $\pi'/\pi''=g$, наз. осмотическим коэффициентом, увеличивается с ростом концентрации. Р-ры с одинаковым О. д. наз. изотоническими или изоосмотическими. Так, разл. кровезаменители и физиол. р-ры изотоничны относительно внутр. жидкостей организма. Если один р-р в сравнении с другим имеет более высокое О. д., его наз. гипертоническим, а имеющий более низкое О. д.— гипотоническим.

О. д. измеряют с помощью осмометров. Различают статич. и динамич. методы измерений. Первый основан



Принципиальная схема осмометра: A — камера для р-ра; $Б$ — камера для растворителя; M — мембрана. Уровни жидкости в трубках при осмотич. равновесии: $а$ и $в$ — в условиях равенства внеш. давлений в камерах A и $Б$, когда $p_A-p_Б$, при этом столб жидкости H уравновешивает осмотич. давление; $б$ — в условиях неравенства внеш. давлений, когда $p_A-p_Б=\pi$.

на измерении избыточного гидростатич. давления по высоте столба жидкости H в трубке осмометра (рис.) после установления осмотич. равновесия и при равенстве внеш. давлений p_A и $p_Б$ в камерах A и $Б$. Второй метод сводится к измерению скоростей v всасывания и выдавливания растворителя из осмотич. ячейки при разл. значениях избыточного давления $\Delta p=p_A-p_Б$ с последующей интерполяцией полученных данных к $v=0$ при $\Delta p=\pi$. Мн. осмометры позволяют использовать оба метода. В кач-ве мембраны обычно применяют плёнки из целлофана, природных и синтетич. полимеров, пористые керамич. и стеклянные перегородки. Осн. приложения осмометрии — определение мол. массы M полимеров по соотношению: $\pi/c=RT(1/M+Ac)$, где c — концентрация полимера в р-ре, A — коэфф., зависящий от строения макромолекулы.

О. д. может достигать значит. величины. Напр., 4%-ный р-р сахара при комнатной темп-ре имеет О. д. ок. 0,3 МПа, а 53%-ный — ок. 10 МПа; О. д. морской воды — ок. 0,27 МПа.

● Мелвин-Хьюз Э. А., Физическая химия, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1962; Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, 2 изд., т. 1—2, М.—Л., 1969—73.

ОСНО́ВНОЕ СОСТОЯ́НИЕ квантовой системы, состояние атома, молекулы и др. квант. систем с наименьшей возможной внутр. энергией. Является устойчивым. Электроны в атоме, находящемся в О. с., наиб. прочно связаны с ат. ядром. Из О. с. квант. система, поглотив квант энергии, может перейти в возбуждённое путём *квантового перехода*. *Уровень энергии*, соответствующий О. с., также наз. основным.

ОСНО́ВНОЙ ТОН, тон, к-рый создаёт акустич. система, когда колеблется с наинизшей возможной для неё частотой. Высота О. т. определяется частотой основного *собственного колебания* системы, а следовательно, самой природой этой системы. Термин «О. т.» применяют также для обозначения составляющей с наинизшей частотой при разложении сложного периодич. колебания в ряд по синусоидальным компонентам.

ОСНО́ВНЫЕ И НЕОСНО́ВНЫЕ НОСИ́ТЕЛИ заряда в полупроводниках, электроны проводимости в *полупроводниках n-типа* и дырки в полупроводниках *p-типа*. В невырожденном собственном ПП равновесные концентрации эл-нов n и дырок p равны: $n=p=n_i=\sqrt{N_cN_v}\exp(-\mathcal{E}_g/2kT)$, где N_c и N_v — эфф. плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, $\mathcal{E}_g$ — ширина запрещённой зоны. Величина n_i зависит только от темп-ры T и давления. В примесных ПП n и p связаны соотношением: $np=n_i^2$. Т. о., при увеличении равновесной концентрации основных носителей (напр., при легировании ПП соответствующей примесью) концентрация неосновных носителей убывает и наоборот. В неравновесных условиях (напр., при освещении ПП) может увеличиваться концентрация как основных, так и неосновных носителей. Основные носители определяют тип проводимости ПП (электронный или дырочный). В равновесных условиях концентрация неосновных носителей обычно мала ($\ll n_i$). Внеш. воздействиями (освещением, облучением быстрыми ч-цами, инжекцией носителей заряда и т. п.) её можно увеличить во много раз. На этом основана работа большинства *полупроводниковых приборов*. Концентрацию основных носителей определяют, измеряя электропроводность и коэфф. Холла (см. *Холла эффект*), а также магнитооптич. методами. Концентрацию неосновных носителей определяют, измеряя ток через *электронно-дырочный переход* и др.

● См. лит. при ст. *Полупроводники*.

Э. М. Эпштейн.

ОСНО́ВНЫЕ ЦВЕТА́, три цвета, оптич. сложением (смешением) к-рых в определ. кол-вах можно получить цвет, на глаз совершенно неотличимый от любого данного цвета. Ограничивающим условием для О. ц. явл. их линей-

ная независимость, т. е. ни один из них не может быть представлен в виде суммы к.-л. кол-в двух других. Набор О. ц. образует трёхмерную колориметрич. систему. Число возможных систем О. ц. бесконечно. См. ст. *Колориметрия*.

ОСЦИЛЛО́ГРАФ ЭЛЕКТРОМЕХАНИ́ЧЕСКИЙ, прибор для регистрации изменяющихся электрич. токов, напряжений или мощности, в к-ром в кач-ве чувствит. элемента используется спец. гальванометр. О. э. применяют также для регистрации неэлектрич. величин, предварительно преобразованных измерит. преобразователем (датчиком) в электрич. сигнал.

Наиболее распространён светолучевой О. э., осн. частями к-рого явл.: осциллографич. зеркальный *гальванометр*, оптич. система, лентопротяжный механизм, устройство для визуального наблюдения регистрируемых сигналов, отметчик времени. Луч света от источника поступает через оптич. систему на зеркальце, прикреплённое к подвижной части гальванометра. Одна часть отражённого зеркальцем луча поступает на систему развёртки (вращающийся зеркальный барабан) и затем фокусируется для визуального наблюдения на матовом экране. Другая часть отражённого луча через фокусирующее устройство поступает на равномерно движущийся светочувствит. материал. При протекании тока через гальванометр его подвижная часть поворачивается, что приводит к поперечному (к направлению движения светочувствит. материала) отклонению отражённого луча, пропорциональному регистрируемой величине. В результате регистрируется изменение физ. величины во времени. Как правило, О. э.— многоканальный прибор, позволяющий одновременно регистрировать несколько (до 60) перем. физ. величин.

Для регистрации токов и напряжений используют гальванометры магнитоэлектрич. системы — петлевые или рамочные. Петлевые гальванометры (в зазоре пост. магнита один виток, обтекаемый током) имеют относительно низкую чувствительность (постоянная по току $0{,}2\cdot10^{-4}$—$60\cdot10^{-4}$ А·м/мм) и широкий диапазон рабочих частот (до 15 кГц). Рамочные гальванометры (в зазоре пост. магнита рамка из неск. витков, обтекаемых током) обладают высокой чувствительностью (постоянная по току $0{,}2\cdot10^{-7}$—$80\cdot10^{-4}$ А·м/мм), но относительно узким диапазоном рабочих частот (до 5 кГц). Для регистрации электрич. мощности применяют ферродинамич. гальванометры. Погрешность измерений у О. э. не регламентируется, и они требуют индивидуальной градуировки перед каждым применением или после смены гальванометров. Требования к О. э. стандартизованы в ГОСТе 9829—81.

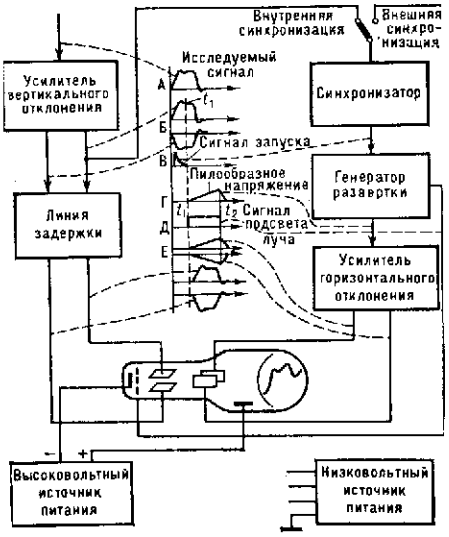
НЕКОТОРЫЕ ТИПЫ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ ОСЦИЛЛОГРАФОВ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Тип	Полоса пропускания, МГц	Коэфф. отклонения, мВ/дел — В/дел	Коэфф. развёртки, мкс/дел — с/дел	Скорость записи, км/с
Универсальный, С1-65	0—35	5—5	0,01—0,05	1500
Универсальный, С1-75	0—250	10—1	0,002—0,1	1500
Скоростной, С-710А	0—1500	100—0,2	$0{,}1\cdot10^{-5}$—$2{,}5\cdot10^{-6}$	24000
Стробоскопический, С7-11	0—5000	5—0,2	$5\cdot10^{-5}$—$1\cdot10^{-5}$	
Запоминающий, С8-13	0—1	0,5—20	0,01—15	5
Телевизионный, С957	0—15	10—10	0,1—0,02	

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

ОСЦИЛЛО́ГРАФ ЭЛЕКТРО́ННО-ЛУЧЕВО́Й, прибор для наблюдения функциональной связи между двумя или более величинами (электрическими или преобразованными в электрические), характеризующими к.-л. физ. процесс. Сигналы параметра и функции подают на взаимно перпендикулярные отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки и наблюдают, измеряют и фотографируют графич. изображение зависимости на экране трубки (осциллограмму). При исследовании временно́й зависимости исследуемый сигнал А поступает на вход



усилителя вертикального отклонения (рис.). Горизонтальное перемещение луча создаётся генератором развёртки.

Для одновременного исследования двух или более сигналов используются многолучевые О. э., а также многоканальные электронные коммутаторы, встраиваемые в тракт вертикального отклонения. Электронный коммутатор обеспечивает получение изображения неск. сигналов на однолучевой трубке при последоват. подключении источников этих сигналов к тракту вертикального отклонения.

О. э. делятся на универсальные, запоминающие, стробоскопические, скоростные и специальные (см. табл.). Универсальные О. э. построены по схеме рисунка. Запоминающие О. э. имеют электронно-лучевую трубку с накоплением заряда. Они сохраняют изображение сигнала длительное время и удобны для исследования однократных и редко повторяющихся процессов. Скорость записи достигает неск. тысяч км/с. Время воспроизведения записанного изображения 1—30 мин. Запоминающие О. э., как правило, обладают св-вом сохранять изображение при выключении осциллографа и последующем его включении.

В стробоскопических О. э. используется принцип последоват. стробирования мгновенных значений сигнала для преобразования (сжатия) его спектра; при каждом повторении сигнала отбирается мгновенное значение сигнала в одной точке. К приходу след. сигнала точка отбора перемещается по сигналу и т. д. Стробоскопические О. э. наиболее широкополосны и позволяют исследовать периодические сигналы длительностью 10^{-11} с.

Скоростные О. э. имеют трубки с вертикально отклоняющей системой типа «бегущей волны». Они характеризуются широкополосностью и большой скоростью записи, не имеют усилителя в тракте вертикального отклонения и, в отличие от стробоскопических, позволяют исследовать не только периодические, но и однократные быстропротекающие процессы. Специальные О. э. служат для исследования телевизионных или высоковольтных сигналов и т. п.

ОСЦИЛЛЯ́ТОР (от лат. oscillo — качаюсь), физическая система, совершающая колебания. Термином «О.» пользуются для любой системы, если описывающие её величины периодически меняются со временем.

Классический О.— механич. система, совершающая колебания около положения устойчивого равновесия (напр., маятник, груз на пружине). В положении равновесия потенц. энергия U системы имеет минимум. Если отклонения x от этого положения малы, то в разложении $U(x)$ по степеням x можно принять $U(x)=kx^2/2$ (k — постоянный коэфф.); при этом *квазиупругая сила* $F=-dU/dx=-kx$.

Такие О. наз. гармоническими, их движение описывается линейным ур-нием $m\ddot{x}=-kx$, решение к-рого имеет вид: $x=A\sin(\omega t+\varphi)$, где m — масса О., $\omega=\sqrt{k/m}$ — частота, A — амплитуда колебаний, φ — нач. фаза, t — время. Полная энергия гармонич. О. $\mathcal{E}=m\omega^2A^2/2$ — это сумма периодически меняющихся в противофазе кинетич. (T) и потенц. энергий, $\mathcal{E}=T+U$ не зависит от времени. Когда отклонение x нельзя считать малым, в разложении $U(x)$ необходим учёт членов более высокого порядка — ур-ние движения становится нелинейным, а О. наз. ангармоническим.

Понятие О. применяется также к немеханич. колебат. системам. В частности, *колебательный контур* явл. электрич. О. Колебания напряжённостей электрич. и магн. полей в плоской эл.-магн. волне также можно описывать с помощью понятия О.

Квантовый О. В квант. механике задача о линейном (с одной степенью свободы) гармонич. О. решается с помощью *Шрёдингера уравнения* (с $U=kx^2/2$). Решение существует лишь для дискр. набора значений энергии $\mathcal{E}_n=\hbar\sqrt{k/m}(n+{}^1/_2)$, $n=0, 1, 2, \ldots$ Важной особенностью энергетич. спектра О. явл. то, что уровни энергии $\mathcal{E}_n$ расположены на равных расстояниях. Т. к. *отбора правила* разрешают в данном случае переходы только между соседними уровнями, то, хотя квант. О. имеет набор собств. частот $\omega_n=\mathcal{E}_n/\hbar$, излучение его происходит на одной частоте ω, совпадающей с классической: $\omega=\sqrt{k/m}$. В отличие от классич. О. наименьшее возможное значение энергии (при $n=0$) квант. О. равно не нулю, а $\hbar\omega/2$ (*нулевая энергия*).

Понятие О. играет важную роль в теории тв. тела, эл.-магн. излучения, колебат. спектров молекул.

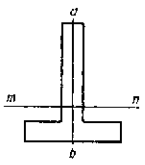
● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика. Электродинамика, М., 1969 (Краткий курс теоретической физики, кн. 1); их же, Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2); их же, Квантовая механика, 3 изд., М., 1974 (Теоретическая физика, т. 3). *В. П. Павлов.*

ОСЬ ВРАЩЕ́НИЯ мгновенная, у твёрдого тела, имеющего неподвижную точку (напр., у гироскопа), проходящая через эту точку ось, поворотом вокруг к-рой тело перемещается из данного положения в положение к нему бесконечно близкое. Мгновенная О. в. непрерывно изменяет своё направление в пр-ве. См. *Вращательное движение*.

ОСЬ ЛЁГКОГО НАМАГНИ́ЧИВАНИЯ, направление в ферро- или ферримагн. образце, вдоль к-рого работа *намагничивания* образца до насыщения, производимая внеш. магн. полем, минимальна. Если внеш. поле на образец не действует, то *намагниченность* в каждом *домене* образца направлена вдоль О. л. н. (см. *Ферромагнетизм*). В ферромагн. монокристаллах О. л. н. совпадают с гл. кристаллографич. осями (напр., в Fe с тетрагональными типа [100], в Ni с тригональными [111], в Co с гексагональной [0001], см. *Кристаллы*). При наложении на ферромагн. монокристалл внеш. напряжений (сжатие, растяжение) направления О. л. н. могут измениться, а в поликрист. образце образоваться новые осн. Наличие О. л. н.— следствие *магнитной анизотропии* ферромагнетиков.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 776—78.

ОСЬ НЕЙТРА́ЛЬНАЯ в сопротивлении материалов, линия в поперечном сечении изгибаемой балки (см. *Изгиб бруса*), в точках к-рой норм. напряжения равны нулю. О. н. делит сечение на две части, в одной из к-рых норм. напряжения явл. растягивающими, а в другой — сжимающими. Если ab (рис.) — линия, через к-рую проходит плоскость действия поперечных сил, явл. одной из гл. центр. осей инерции изображённого на рисунке поперечного сечения, то О. н. mn будет второй гл. центр. осью. Если помимо поперечных сил на брус действует растягивающая (сжимающая) сила, О. н. смещается. Геом. место всех О. н. образует нейтр. слой балки.



ОТБО́РА ПРА́ВИЛА, правила, определяющие возможные *квантовые переходы* для атомов, молекул, ат. ядер, взаимодействующих элем. ч-ц и др. О. п. устанавливают, какие переходы разрешены (вероятность перехода велика) и какие запрещены строго (вероятность перехода равна нулю) или приближённо (вероятность перехода мала); соотв. О. п. разделяют на строгие и приближённые. При хар-ке состояний системы с помощью *квантовых чисел* О. п. определяют возможные изменения этих чисел при переходе рассматриваемого типа.

О. п. связаны с симметрией квант. систем, т. е. с неизменностью (инвариантностью) их св-в при определ. преобразованиях, в частности координат и времени, и с соответствующими *сохранения законами*. Переходы с нарушением строгих законов сохранения энергии, импульса (для реальных переходов), момента импульса, электрич. заряда и т. д. замкнутой системы абсолютно исключаются.

Для излучат. квант. переходов между стационарными состояниями атомов и молекул очень важны строгие О. п. для квант. чисел J и m_J, определяющих возможные значения полного момента импульса $\boldsymbol{M}$ и его проекции M_z [$\boldsymbol{M}^2=\hbar^2J(J+1)$, $M_z=\hbar m_J$]. Эти правила связаны с равноправием в пр-ве всех направлений (для любой точки — сферич. симметрия) и всех направлений, перпендикулярных выделенной оси z (аксиальная симметрия), и соответствуют сохранению момента импульса и его проекции на ось z. Из законов сохранения полного момента импульса и его проекции для системы, состоящей из микрочастиц и из испускаемых, поглощаемых и рассеиваемых фотонов, следует, что при квант. переходе J и m_J могут изменяться в случае электрич. и магн. дипольных излучений (см. *Излучение*) лишь на 0, ±1, а в случае электрич. квадрупольного излучения (а также в случае *комбинационного рассеяния света*) на 0, ±1, ±2.

Другое важное О. п. связано с законом сохранения полной *чётности* для изолированной квант. системы (этот закон нарушается лишь *слабым взаимодействием*). Квант. состояния атомов, всегда имеющих центр симметрии, а также тех молекул и кристаллов, к-рые имеют такой центр, делятся на чётные и нечётные по отношению к пространств. инверсии (отражению в центре симметрии, т. е. к преобразованию координат $x\to-x$, $y\to-y$, $z\to-z$); в этих случаях справедлив т. н. альтернативный запрет для излучательных квант. переходов: для электрического дипольного излучения запрещены переходы между состояниями одинаковой чётности (т. е. между чётными или между нечётными состояниями), а для дипольного магнитного и квадрупольного электрического излучений (и для комбинац. рассеяния) — переходы между состояниями разл. чётности (т. е. между чётными и нечётными состояниями). В силу этого запрета можно наблюдать, в частности в ат. спектрах астр. объектов, линии, соответствующие магн. дипольным и электрич. квадрупольным переходам, обладающим очень малой вероятностью по сравнению с дипольными электрич. переходами (т. н. *запрещённые линии*).

Наряду с точными О. п. по J и m_J существенны приближённые О. п. при дипольном излучении атомов для квант. чисел, определяющих величины орбитальных и спиновых моментов эл-нов и проекций этих моментов. Напр., для атома с одним внеш. эл-ном орбитальное (азимутальное) квант. число l, определяющее величину орбит. момента эл-на $\boldsymbol{M}_l$ [$\boldsymbol{M}_l^2=\hbar^2l(l+1)$], может изменяться на ±1 ($\Delta l=0$ невозможно, т. к. состояния с одинаковыми l имеют одинаковую чётность: они чётные при чётном l и нечётные при нечётном l). Для сложных атомов квант. число L, определяющее полный орбит. момент всех эл-нов, подчинено приближённому О. п. $\Delta L=0$, ±1, а квант. число S, определяющее полный спиновый момент всех эл-нов (и *мультиплетность* $\varkappa=2S+1$),— приближённому О. п. $\Delta S=0$, справедливому, если не учитывать *спин-орбитальное взаимодействие*. Учёт этого вз-ствия нарушает последнее О. п., и появляются т. н. интеркомбинац. переходы, вероятности к-рых

тем больше, чем больше ат. номер элемента.

Для молекул имеются специфич. О. п. для электронных, колебат. и вращат. *молекулярных спектров*, определяемые симметрией равновесных конфигураций молекул, а для кристаллов — О. п. для их электронных и колебат. спектров, определяемые симметрией крист. решётки (см. *Спектроскопия кристаллов*).

В физике элем. ч-ц, кроме общих законов сохранения энергии, импульса, момента импульса, имеются дополнит. законы сохранения, связанные с симметриями фундам. вз-ствий ч-ц — сильного, эл.-магн. и слабого. Процессы превращений элем. ч-ц подчиняются строгим законам сохранения электрич. заряда Q, *барионного заряда* B и *лептонного заряда* L, к-рым соответствуют строгие О. п.: $\Delta Q = \Delta B = \Delta L = 0$ (это означает, что при достигнутой точности измерений нарушения этих О. п. не обнаружены). Существуют также приближённые О. п. Из *изотопической инвариантности* сильного вз-ствия следует О. п. по полному изотопич. спину I, $\Delta I = 0$; это О. п. нарушается эл.-магн. и слабым вз-ствиями. Для сильного и эл.-магн. вз-ствий справедливо О. п. по *странности* S ($\Delta S = 0$), *«очарованию»* C($\Delta C = 0$), *«красоте»* b ($\Delta b = 0$). Слабое взаимодействие протекает с нарушением этих О. п. Имеются и др. О. п. (см. *Элементарные частицы*).

М. А. Ельяшевич.

ОТВЕРДЕВАНИЕ, *фазовый переход* в-ва из жидкого состояния в кристаллическое (твёрдое); то же, что *кристаллизация*.

ОТВЕРДЕВАНИЯ ПРИНЦИП, положение *статики*, согласно к-рому состояние равновесия изменяемой механич. системы не нарушается при отвердевании системы. К изменяемым относятся любые системы материальных точек, системы тв. тел, соединённых шарнирами, стержнями или нитями, и системы ч-ц деформируемой среды — деформируемого тв. тела, жидкости или газа. О. п. устанавливает, что если изменяемая система находится в равновесии, то это состояние равновесия не может быть нарушено присоединением дополнит. связей между точками и телами системы. На основании О. п. в число необходимых (но недостаточных) условий равновесия изменяемой или деформируемой системы, находящейся под действием данных сил, входят все условия равновесия абсолютно тв. тела, находящегося под действием тех же сил. Следовательно, при составлении необходимых условий равновесия любую изменяемую систему можно рассматривать как абсолютно тв. тело. Этим пользуются в инженерной практике при изучении равновесия изменяемых систем.

С. М. Тарг.

ОТКРЫТЫЕ СИСТЕ́МЫ, *термодинамические системы*, к-рые обмениваются с окружающей средой в-вом, а также энергией и импульсом. К наиболее важному типу О. с. относятся хим. системы, в к-рых непрерывно протекают хим. реакции (извне поступают реагирующие в-ва, а продукты реакций отводятся). Биол. системы, живые организмы можно также рассматривать как открытые хим. системы. Такой подход к живым организмам позволяет исследовать процессы их развития и жизнедеятельности на основе законов *термодинамики неравновесных процессов*, физ. и хим. кинетики.

Св-ва О. с. описываются наиб. просто вблизи состояния термодинамич. равновесия. Если отклонение О. с. от термодинамич. равновесия мало, то неравновесное состояние можно охарактеризовать теми же параметрами, что и равновесное: темп-рой, хим. потенциалами компонентов системы и др. (но не с постоянными для всей системы значениями, а с зависящими от координат и времени). Степень неупорядоченности таких О. с., как и системы в равновесном состоянии, характеризуется *энтропией*. Энтропия О. с. в неравновесном (локально-неравновесном) состоянии определяется, в силу аддитивности энтропии, как сумма значений энтропии отдельных малых элементов системы, находящихся в локальном равновесии (см. *Локальное термодинамическое равновесие*).

Отклонения термодинамич. параметров от их равновесных значений (термодинамические силы) вызывают в системе потоки энергии и в-ва (см. *Переноса явления*). Процессы переноса приводят к росту энтропии системы (*производству энтропии*).

Согласно *второму началу термодинамики*, в замкнутой изолированной системе энтропия, возрастая, стремится к своему равновесному макс. значению, а производство энтропии — к нулю. В отличие от замкнутой системы в О. с. возможны стационарные состояния с пост. энтропией при пост. производстве энтропии, к-рая должна при этом отводиться от системы. Стационарное состояние характеризуется постоянством скоростей хим. реакций и переноса реагирующих в-в и энергии. При таком «проточном равновесии» производство энтропии в О. с. минимально (*Пригожина теорема*). Стационарное неравновесное состояние играет в термодинамике О. с. такую же роль, какую играет термодинамич. равновесие для изолированных систем в термодинамике равновесных процессов. Энтропия О. с. в этом состоянии хотя и удерживается постоянной (производство энтропии компенсируется её отводом), но это стационарное значение энтропии не соответствует её максимуму (в отличие от замкнутой изолированной системы).

Наиболее интересные св-ва О. с. выявляются при нелинейных процессах, когда в О. с. возможно осуществление термодинамически устойчивых неравновесных (в частном случае стационарных) состояний, далёких от состояния термодинамич. равновесия и характеризующихся определённой пространственной или временно́й упорядоченностью (структурой), к-рую наз. диссипативной, т. к. её существование требует непрерывного обмена в-вом и энергией с окружающей средой. Нелинейные процессы в О. с. и возможность образования структур исследуются на основе ур-ний хим. кинетики: баланса скоростей хим. реакций в системе со скоростями подачи реагирующих в-в и отвода продуктов реакций. Накопление в О. с. активных продуктов реакций или теплоты может привести к автоколебательному (самоподдерживающемуся) режиму реакций. Для этого необходимо, чтобы в системе реализовалась положительная *обратная связь*: ускорение реакции под воздействием либо её продукта (хим. автокатализ), либо теплоты, выделяющейся при реакции. Подобно тому как в колебат. контуре с положит. обратной связью возникают устойчивые саморегулирующиеся незатухающие колебания (*автоколебания*), в хим. О. с. с положительной обратной связью возникают незатухающие саморегулирующиеся хим. реакции. Автокаталитич. реакции могут привести к неустойчивости хим. процессов в однородной среде и к появлению у О. с. стационарных состояний с упорядоченным в пр-ве неоднородным распределением концентраций. В О. с. возможны также концентрационные волны сложного нелинейного хар-ра. Теория О. с. представляет особый интерес для понимания физико-хим. процессов, лежащих в основе жизни, т. к. живой организм — это устойчивая саморегулирующая О. с., обладающая высокой организацией как на молекулярном, так и на макроскопич. уровне. Подход к живым системам, как к О. с., в к-рых протекают нелинейные хим. реакции, создаёт новые возможности для исследования процессов мол. самоорганизации на ранних этапах появления жизни.

Теория О. с. — одно из направлений общей теории систем, к к-рым относятся, напр., рассматриваемые в кибернетике системы переработки информации, транспортные узлы, системы энергоснабжения и др. Подобные системы хотя и не явл. термодинамическими, но описываются системой ур-ний баланса, в общем случае нелинейных и сходных с аналогичными ур-ниями для физико-хим. и биол. О. с. Для всех подобных систем существуют общие проблемы регулирования и оптим. функционирования.

● Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, 2 изд., М., 1967; Гленсдорф П.,

Пригожин И., Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций, пер. с англ., М., 1973; Шредингер Э., Что такое жизнь? С точки зрения физика, пер. с англ., 2 изд., М., 1972; Пасынский А. Г., Биофизическая химия, М., 1963; Волькенштейн М. В., Биология и физика, «УФН», 1973, т. 109, в. 3; Пригожин И., Николис Ж., Биологический порядок, структура и неустойчивости, пер. с англ., там же; Эйген М., Самоорганизация материи и эволюция биологических макромолекул, пер. с англ., М., 1973; Хакен Г., Синергетика, пер. с англ., М., 1980. *Д. Н. Зубарев.*

ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР, колебательная система, образованная совокупностью зеркал, в к-рой могут поддерживаться слабо затухающие эл.-магн. колебания с длиной волны λ во много раз меньшей, чем размеры зеркал и расстояния между ними. Первые О. р. в виде двух плоских параллельных зеркал предложил в 1958 А. М. Прохоров, а затем амер. учёные Р. Дикке, А. Л. Шавлов и Ч. Таунс. По сравнению с замкнутыми *объёмными резонаторами* тех же размеров О. р. имеет более редкий спектр собств. частот. В нём легко удаётся реализовать дополнит. разрежение спектра введением спец. селектирующих элементов или подбором формы зеркал. О. р. применяется в кач-ве высокодобротной резонансной системы в приборах оптического, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. См. *Оптический резонатор, Квазиоптика.*

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ *ионизирующего излучения*, отношение поглощённой *дозы* D_0 «образцового» излучения, вызывающего определённый биол. эффект, к поглощённой дозе D данного вида излучения, вызывающего тот же эффект: $\eta = D_0/D$. За образцовое обычно принимается *рентгеновское излучение* с энергией фотона $\mathcal{E} = 200$ кэВ (для него $\eta = 1$). Т. к. зависимость η от $\mathcal{E}$ слабая, то с точностью 10—20% можно считать $\eta = 1$ для любого эл.-магн. излучения с $\mathcal{E} \geqslant 10$—20 кэВ. О. б. э. сложным образом зависит от вида излучения, его энергии, биол. эффекта, а также от условий облучения и наблюдения, напр. от временно́го режима облучения и времени наблюдения, темп-ры и парциального давления кислорода. Поэтому О. б. э. определена только для конкретных радиобиологических экспериментов. Прибл. диапазон возможных значений О. б. э.— 0,1—20.

● См. лит. при ст. *Дозиметрия.* *Г. Б. Радзиевский.*

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ, движение точки (или тела) по отношению к подвижной системе отсчёта, к-рая перемещается определ. образом относительно нек-рой другой, основной системы отсчёта, условно наз. неподвижной. Скорость точки в О. д. наз. относительной скоростью $v_{от}$, а ускорение — относит. ускорением $w_{от}$. Движение всех точек подвижной системы относительно неподвижной наз. в этом случае переносным движением, а скорость и ускорение той точки подвижной системы, с к-рой в данный момент времени совпадает движущаяся точка,— переносной скоростью $v_{пер}$ и переносным ускорением $w_{пер}$. Наконец, движение точки (тела) по отношению к неподвижной системе отсчёта наз. сложным или абсолютным, а скорость и ускорение этого движения — абс. скоростью $v_а$ и абс. ускорением $w_а$. Напр., если с пароходом связать подвижную систему отсчёта, а с берегом — неподвижную, то для шарика, катящегося по палубе парохода, движение по отношению к палубе будет О. д., а по отношению к берегу — абсолютным. Соответственно скорость и ускорение шарика в первом движении будут $v_{от}$ и $w_{от}$, а во втором — $v_а$ и $w_а$. Движение же всего парохода по отношению к берегу будет для шарика переносным движением, а скорость и ускорение той точки палубы, к-рой в данный момент времени касается шарик, будут $v_{пер}$ и $w_{пер}$ (шарик рассматривается как точка). Зависимость между соответствующими скоростями и ускорениями даётся в классич. механике равенствами:

$$v_а = v_{от} + v_{пер};$$
$$w_а = w_{от} + w_{пер} + w_{кор}, \qquad (1)$$

где $w_{кор}$ — *Кориолиса ускорение*. Ф-лами (1) широко пользуются в кинематике при изучении движения точек и тел.

В динамике О. д. наз. движение по отношению к неинерциальной системе отсчёта, для к-рой законы механики Ньютона несправедливы. Чтобы ур-ния О. д. материальной точки сохранили тот же вид, что и в *инерциальной системе отсчёта*, надо к силе F вз-ствия точки с др. телами присоединить т. н. переносную силу инерции $J_{пер} = -mw_{пер}$ и *Кориолиса силу* инерции $J_{кор} = -mw_{кор}$, где m — масса точки. Тогда

$$mw_{от} = F + J_{пер} + J_{кор}. \qquad (2)$$

При О. д. системы материальных точек аналогичные ур-ния составляются для всех точек системы. Этими ур-ниями или следствиями из них пользуются для изучения О. д. под действием сил разл. механич. устройств (в частности, *гироскопов*), устанавливаемых на подвижных основаниях (на кораблях, самолётах, ракетах), а также для изучения движения тел по отношению к Земле в случаях, когда требуется учесть её суточное вращение.

● См. лит. при ст. *Кинематика* и *Динамика.* *С. М. Targ.*

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ОТВЕРСТИЕ, отношение диаметра действующего отверстия *объектива* к его фокусному расстоянию. Квадрат О. о. определяет освещённость в плоскости изображения и наз. геом. *светосилой* объектива.

ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ПРИНЦИП, фундаментальный физ. закон, согласно к-рому любой процесс протекает одинаково в изолированной материальной системе, находящейся в состоянии покоя, и в такой же системе, находящейся в состоянии равномерного прямолинейного движения. Состояние движения или покоя определяется здесь по отношению к произвольно выбранной *инерциальной системе отсчёта* (и. с. о.); физически эти состояния равноправны. Эквивалентная формулировка О. п.: законы физики имеют одинаковую форму во всех и. с. о. Постулат о независимости скорости света в вакууме от движения источника и О. п. легли в основу специальной (частной) теории относительности Эйнштейна (см. *Относительности теория*). *И. Ю. Кобзарев.*

ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ТЕОРИЯ, физическая теория, рассматривающая пространственно-временны́е закономерности, справедливые для любых физ. процессов. Универсальность пространственно-временны́х св-в, рассматриваемых О. т., позволяет говорить о них просто как о св-вах пространства-времени. Наиболее общая теория пространства-времени наз. общей теорией относительности (ОТО) или теорией *тяготения*, т. к. согласно этой теории св-ва пространства-времени в данной области определяются действующими в ней полями тяготения. В излагаемой ниже частной теории относительности, основы к-рой были даны А. Эйнштейном в 1905, изучаются св-ва пространства-времени, справедливые с той точностью, с какой можно пренебрегать действием тяготения. Т. о., логически частная О. т. есть частный случай ОТО; исторически построение ОТО было завершено Эйнштейном позже (в 1915), после чего и появился термин «частная О. т.». В рус. литературе последняя наз. также специальной О. т. (что соответствует букв. переводу нем. слова speziell — специальный, частный) или просто О. т.

Основные черты О. т. Явления, описываемые О. т., наз. релятивистскими (от лат. relativus — относительный) и проявляются при скоростях движения тел, близких к скорости света в вакууме $c = 2{,}99792458(1{,}2) \times 10^{10}$ см/с. При таких скоростях (их принято называть релятивистскими) зависимость энергии $\mathcal{E}$ тела от его скорости v описывается уже не ф-лой классич. механики $\mathcal{E}_{кин} = mv^2/2$, а релятив. ф-лой

$$\mathcal{E} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \qquad (1)$$

Масса m, входящая в эту ф-лу, наз. также массой покоя тела. Из (1) видно, что энергия тела стремится к бесконечности при $v \to c$, поэтому, если $m \neq 0$, скорость тела всегда меньше c, хотя при $\mathcal{E} \gg mc^2$ она может стать сколь угодно близкой к ней. Это наблюдается, напр., в опытах на ускорителях заряж. ч-ц, в к-рых ч-цам сообщаются энергии, много большие mc^2, и они поэтому движутся со ско-

ростью, практически равной c. Со скоростью света всегда движутся ч-цы, масса покоя к-рых равна нулю (*фотоны*, возможно, *нейтрино*). Скорость c явл. предельной скоростью передачи любых вз-ствий и сигналов из одной точки пр-ва в другую.

Существование предельной скорости означает необходимость глубокого изменения обычных пространственно-временны́х представлений, основанных на повседневном опыте. Рассмотрим след. мысленный опыт. В вагоне, движущемся со скоростью v относительно полотна железной дороги, посылается световой сигнал в направлении движения. Скорость сигнала для наблюдателя в вагоне равна c. Если бы длины и промежутки времени, измеряемые любым наблюдателем, были одинаковы, то выполнялся бы закон сложения скоростей классич. механики, и для наблюдателя, стоящего у железнодорожного полотна, скорость сигнала была бы равна $c+v$, т. е. больше предельной. Противоречие устраняется тем, что для наблюдателя, относительно к-рого физ. система движется со скоростью v, все процессы в этой системе замедляются в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз (это явление наз. замедлением времени), а продольные (вдоль движения) размеры тел во столько же раз сокращаются, и события, одновременные для одного наблюдателя, оказываются неодновременными для другого, движущегося относительно первого (т. н. относительность одновременности). Учёт этих эффектов приводит к закону сложения скоростей, при к-ром предельная скорость одинакова для всех наблюдателей (см. ниже).

Характерное для О. т. явление замедления времени наблюдается при распадах нестабильных элем. ч-ц косм. лучей или получаемых с помощью ускорителей высоких энергий. Такие ч-цы движутся со скоростями, близкими к c, и, с точки зрения земного наблюдателя, их времена жизни, а следовательно, и проходимые ими от рождения до распада расстояния увеличиваются в тысячи и десятки тысяч раз.

Из релятив. ф-лы для энергии следует, что при малых скоростях ($v \ll c$) энергия тела равна: $\mathcal{E}=mc^2+mv^2/2$. Второй член справа есть обычная кинетич. энергия, первый же член показывает, что покоящееся тело обладает запасом энергии $\mathcal{E}_0=mc^2$, наз. энергией покоя (т. н. принцип эквивалентности энергии и массы, или принцип эквивалентности Эйнштейна). В яд. реакциях и процессах превращений элем. ч-ц значит. часть энергии покоя может переходить в кинетич. энергию ч-ц. Так, источником энергии, излучаемой Солнцем, явл. превращение четырёх протонов в ядро гелия; масса ядра гелия меньше массы четырёх протонов на $5\cdot10^{-26}$ г, поэтому при каждом таком превращении выделяется $4{,}5\cdot10^{-5}$ эрг энергии, уносимой излучением. За счёт излучения Солнце теряет в 1 с $4\cdot10^9$ кг своей массы.

О. т. подтверждена обширной совокупностью фактов и лежит в основе всех совр. теорий, рассматривающих явления при релятив. скоростях.

Принцип относительности и другие принципы инвариантности. Возникновение частной О. т. В основе О. т. лежит принцип относительности, согласно к-рому в физ. системе, приведённой в состояние свободного равномерного и прямолинейного движения относительно системы, условно наз. «покоящейся», для наблюдателя, движущегося вместе с системой, все процессы происходят в точности так же, как в покоящейся системе. Этот факт формулируют в виде утверждения об инвариантности законов природы относительно преобразований движения. Термин «принцип относительности» связан с тем, что если преобразованию движения подвергнуть систему движущихся тел, то все относительные движения этих тел останутся неизменными.

Наряду с принципом относительности из опыта известны и др. принципы инвариантности, или симметрии, законов природы. Любой физ. процесс происходит точно так же, 1) если осуществить его в любой др. точке пр-ва; эта симметрия выражает равноправие всех точек пр-ва, однородность пр-ва; 2) если систему, в к-рой происходит процесс, повернуть на произвольный угол; эта симметрия выражает равноправие всех направлений в пр-ве, изотропию пр-ва; 3) если повторить процесс через нек-рый произвольный промежуток времени; эта симметрия выражает однородность времени.

Т. о., имеет место инвариантность законов природы по отношению к четырём типам преобразований: 1) переносу в пр-ве, 2) вращению в пр-ве, 3) сдвигу во времени, 4) преобразованию движения. Симметрии 1—4 выполняются точно только в изолированной от внеш. воздействий системе, т. е. если можно пренебречь воздействием на систему внеш. факторов; для реальных систем они справедливы лишь приближённо.

Изучение св-в преобразований 1, 2 составляет предмет евклидовой геометрии трёхмерного пр-ва, если рассматривать её как физ. теорию, описывающую св-ва физ. объектов (при этом под переносом следует понимать преобразование параллельного переноса).

При скоростях тел v, сравнимых с c, обнаруживается тесная связь и матем. аналогия между преобразованиями 1, 3 и 2, 4. Это даёт основание говорить об О. т., в к-рой все преобразования 1—4 следует рассматривать совместно, как о геометрии пространства-времени. Содержанием О. т. явл. рассмотрение св-в преобразований 1—4 и следствий из соответствующих принципов инвариантности. Математически О. т. явл. обобщением геометрии Евклида — геометрией четырёхмерного *Минковского пространства-времени*.

Принцип относительности был известен (и справедлив) в классич. механике, но св-ва преобразований движения при $v \ll c$ и при $v \sim c$ различны; при $v \ll c$ релятив. эффекты исчезают и преобразования движения переходят в преобразования Галилея, справедливые для классич. механики (см. *Галилея принцип относительности*).

Осн. понятие О. т.— точечное событие, т. е. нечто, происходящее в данной точке пр-ва в данный момент времени (напр., выстрел, распад элем. ч-цы). Это понятие явл. абстракцией — реальные события всегда имеют нек-рую протяжённость в пр-ве и во времени и могут рассматриваться как точечные только приближённо. Любой физ. процесс есть последовательность событий (C): C_1, C_2, ..., C_n, ... Справедливость симметрий 1—4 означает, что наряду с последовательностью (C) законы природы допускают существование бесконечного числа др. последовательностей $(\bar{C})$, к-рые получаются из (C) соответствующим преобразованием и различаются положением событий в пр-ве и времени, но имеют одинаковую с (C) внутр. структуру. Напр., в случае симметрии 4 можно наглядно описать процесс (C) как происходящий в стоящем на земле самолёте, а процесс $(\bar{C})$ как такой же процесс, происходящий в самолёте, летящем с пост. скоростью (относительно земли); разл. скоростям и направлениям движения соответствуют разл. последовательности $(\bar{C})$. Преобразования, переводящие одну последовательность событий в другую, наз. активными (в отличие от пассивных преобразований, к-рые связывают координаты одного и того же события в двух системах координат; см. ниже). Совокупность всех возможных преобразований (1—4) с матем. точки зрения должны составлять группу; она наз. группой Пуанкаре. Преобразования группы Пуанкаре носят универс. хар-р: они действуют одинаково на события любого типа. Это позволяет считать, что они описывают св-ва пространства-времени, а не св-ва конкретных процессов. Преобразования Пуанкаре могут быть описаны разл. способами (так же, как можно описывать разл. способами движения в трёхмерном пр-ве); наиб. простое описание получается при использовании *инерциальных систем отсчёта* (и. с. о.) и связанных с ними часов. Роль и. с. о. в О. т. такая же, как роль прямоугольных декартовых координат в геометрии Евклида.

Осознание универс. справедливости принципа относительности для любых физ. явлений — результат сложного историч. развития. В 19 в. считалось, что принцип относительности справедлив только в механике, но несправедлив в оптике и в электродинамике, т. к. представлялось очевидным, что эл.-магн. волны (в т. ч. свет) — это волны в особой среде — *эфире*, заполняющем всё пр-во и определяющем привилегированную систему отсчёта, покоящуюся относительно эфира, в к-рой только и справедливы законы оптики и ур-ния электродинамики. Казалось очевидным, что в системе тел, движущейся относительно эфира, оптич. и эл.-магн. явления будут происходить иначе, чем в неподвижной, но все попытки обнаружить явление такого рода, предпринимавшиеся в 19 в. и в нач. 20 в., потерпели неудачу. Объяснение неудач искали, начиная с франц. физика О. Ж. Френеля, в динамике: используя конкретные динамич. законы, сформулированные в системе покоя эфира, показывали, что в данной системе тел эффекты, связанные с движением относительно эфира, компенсируются. Эта программа нашла известное завершение в работах голл. физика Х. Лоренца и франц. математика А. Пуанкаре (1904—05), где было показано, что если принять лоренцовский вариант электродинамики эл-нов и предложенную Пуанкаре модель эл-на, сжимаемого пост. давлением эфира, то компенсация будет точной и принцип относительности, понимаемый как невозможность обнаружения движения относительно эфира, выполняется. В 1905 в работе Пуанкаре были исследованы групповые св-ва преобразований движения и преобразований вращения с точки зрения наблюдателя, покоящегося относительно эфира. Переход к совр. точке зрения, согласно к-рой в абсолютно пустом пр-ве нельзя определить покоящуюся систему отсчёта и все связанные преобразованиями движения и. с. о. равноправны, был сделан Эйнштейном в 1905. В его работе была развита последоват. теория измерений времени и координат в и. с. о. и обнаружен относит. хар-р релятив. замедления времени и сокращения масштабов. Матем. аппарат теории в полной форме был развит нем. учёным Г. Минковским в 1908.

Инерциальные системы отсчёта. С той степенью точности, с какой св-ва данной области пространства-времени описываются частной О. т., можно ввести и. с. о., в к-рых описание пространственно-временны́х закономерностей О. т. принимает особенно простую форму. Под системой отсчёта в этом случае можно подразумевать жёсткую систему тв. тел (или её мысленное продолжение), по отношению к к-рой определяются положения событий, траектории тел и световых лучей. Любая система отсчёта, движущаяся относительно данной и. с. о. равномерно и прямолинейно, без вращения, также будет инерциальной, а система отсчёта, вращающаяся или движущаяся ускоренно, уже не будет и. с. о. Таким образом, и. с. о. образуют выделенный класс систем отсчёта. В и. с. о. справедлив закон инерции, т. е. свободная ч-ца движется в и. с. о. прямолинейно и (при принятой синхронизации часов, см. ниже) равномерно. Требование выполнения закона инерции может быть принято как определение и. с. о. Первый закон Ньютона может рассматриваться при этом как утверждение о существовании таких систем отсчёта. Все и. с. о. равноправны, это равноправие явл. непосредств. выражением принципа относительности.

В области пространства-времени, в к-рой справедлива частная О. т., можно пользоваться и неинерц. системами отсчёта (так же, как можно пользоваться криволинейными координатами в геометрии Евклида), но при этом описание св-в пространства-времени оказывается более сложным.

В данной и. с. о. необходимо определить способ измерения времени и координат. В и. с. о. трёхмерная пространств. геометрия — евклидова, если прямые определить, напр., как траектории световых лучей, а расстояния измерять тв. масштабами. Поэтому в данной и. с. о. можно ввести декартовы прямоуг. координаты x, y, z. Для определения времени t события удобно представить, что в той точке, где оно произошло, находятся часы, покоящиеся в данной и. с. о. Если события происходят в разных точках A, B, то для сравнения их времён нужно синхронизировать часы в A и B, т. е. определить, что означает, что часы в A и B показывают одинаковое время. Обычное определение таково: пусть в момент t_A по часам из A посылается сигнал в B, а в момент его прибытия в B посылается такой же сигнал из B в A; если сигнал пришёл в A в момент t'_A, то принимается, что сигнал пришёл в B в момент $t_B = (t_A + t'_A)/2$, и соотв. устанавливаются часы в B. При таком определении времена распространения сигнала из A в B и из B в A одинаковы и равны $(t'_A - t_A)/2$. Сигналами могут служить световые вспышки, звук. сигналы (если среда, в к-рой они распространяются, покоится по отношению к данной системе отсчёта), выстрелы из двух одинаковых орудий, установленных в A и B, и т. д., требуется лишь, чтобы условия передачи сигнала из A в B и из B в A были одинаковыми. Целесообразность такого определения времени связана с тем, что в любой и. с. о. отсутствует к.-л. физически выделенное направление; описанная процедура синхронизации часов симметрична относительно A и B и поэтому не вносит анизотропии в способ описания. Отсутствие выделенного направления проявляется в том, что синхронизация любыми сигналами приводит к одному и тому же результату; к такому же результату приводит медленный ($v \ll c$) перенос часов из A в B. При практич. измерениях времён и координат используются многочисленные косвенные методы при условии, что они дают тот же результат, что и описанные выше процедуры. В любой другой и. с. о. координаты и время измеряются с помощью таких же масштабов и часов, синхронизируемых таким же способом. Заранее не очевидно, что времена, определённые таким методом в двух разл. и. с. о., будут одними и теми же, и они действительно оказываются различными. После того как синхронизация произведена, могут измеряться скорости ч-ц и сигналов в данной и. с. о., в частности скорость распространения световых сигналов. Скорость света в любой и. с. о. всегда равна c.

Преобразования Лоренца. Рассмотренные активные преобразования непосредственно связаны с пассивными преобразованиями, описывающими связь между координатами и временем данного события в двух разл. и. с. о. В силу принципа относительности безразлично, сообщить ли телу скорость V по отношению к данной и. с. о. L или перейти к системе отсчёта L', движущейся со скоростью V относительно L,— закон преобразования координат и времени должен быть одним и тем же.

В силу справедливости симметрий 1—4 преобразования, связывающие координаты и времена события x, y, z, t и x', y', z', t', измеренные в двух и. с. о. L и L', должны быть линейными. Из симметрий 1—4 и требования, чтобы преобразования составляли группу, можно получить вид этих преобразований. Если система отсчёта L' движется относительно L со скоростью V, то при надлежащем выборе осей координат и начал отсчёта времени в L и L' (оси x и x' направлены по V, оси y и y', z и z' соотв. параллельны, начала координат O и O' совпадают при $t=0$ и часы в L' установлены так, что при $t=0$ часы в O' показывают время $t'=0$) преобразования координат и времени имеют вид:

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad y' = y, \; z' = z,$$
$$t' = \frac{t - Vx/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \qquad (2)$$

где c — параметр преобразования, имеющий смысл предельной скорости движения (равной скорости света в вакууме). Этот параметр может быть определён из любого эффекта О. т. (напр., из замедления времени распада быстрого π-мезона). Справедливость кинематики и динамики, осно-

ванных на преобразованиях (2), подтверждена неисчислимой совокупностью эксперим. фактов.

Преобразования Лоренца (2) вместе с преобразованиями вращения вокруг начала координат образуют группу Лоренца; добавление к ней сдвигов во времени $t'=t+a$ и в пр-ве $x'=x+b$ (где a, b — произвольные постоянные размерности времени и длины) даёт группу Пуанкаре.

Т. к. законы природы должны иметь одинаковую форму во всех и. с. о., они должны сохранять свой вид при преобразованиях Лоренца. Это требование наз. принципом (постулатом) релятивистской инвариантности, или лоренц-инвариантности (лоренц-ковариантности), законов природы.

Из преобразований Лоренца вытекает релятив. закон сложения скоростей. Если ч-ца или сигнал движется в L по оси x со скоростью v, то в момент t $x=vt$ и в системе L' скорость ч-цы $v'=x'/t'$ равна:

$$v' = \frac{v-V}{1-vV/c^2}. \qquad (3)$$

Из этой ф-лы видна осн. черта релятив. кинематики — независимость скорости света от движения источника. Действительно, если скорость света, испущенного покоящимся в нек-рой и. с. о. L источником, есть c, $v=c$, то из (3) получим, что в и. с. о. L' скорость света v' также равна c. Т. к. направление оси произвольно, то отсюда следует независимость скорости света от движения источника. Это св-во скорости света однозначно определяет вид преобразований Лоренца: постулировав независимость скорости света от движения источника, однородность пр-ва и времени и изотропию пр-ва, можно вывести преобразования Лоренца.

Из преобразований Лоренца легко получить осн. эффекты О. т.: относительность одновременности, замедление времени, сокращение продольных размеров движущихся тел. Действительно, события 1, 2, одновременные в одной и. с. о. L, $t_1=t_2$, оказываются неодновременными в другой и. с. о. L', $t_2'-t_1'=(x_1-x_2)V/c^2\sqrt{1-V^2/c^2}\neq 0$. Далее, когда часы, покоящиеся в L в точке $x=0$, показывают время t, то время t' по часам в L', пространственно совпадающим с часами в L в этот момент времени, есть

$$t' = \frac{t}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \qquad (4)$$

или

$$t = t'\sqrt{1-V^2/c^2}, \qquad (4a)$$

т. е., с точки зрения наблюдателя в L', часы в L отстают. В силу принципа относительности, с точки зрения наблюдателя в L', все процессы в L замедлены в такое же число раз.

Легко получить также, что размеры l всех тел, покоящихся в L, оказываются при измерении в L' сокращёнными в $1/\sqrt{1-V^2/c^2}$ раз в направлении V:

$$l' = l\sqrt{1-V^2/c^2}. \qquad (5)$$

В частности, продольный диаметр сферы, движущейся со скоростью v относительно L, при измерении в L' будет в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз короче, чем поперечный. (Заметим, что это сокращение не обнаружилось бы на мгновенной фотографии сферы: из-за разл. запаздывания световых сигналов, приходящих от разных точек сферы, её видимая форма остаётся прежней.)

Для и. с. о. пространственно-временные эффекты, определяемые преобразованиями Лоренца, относительны: с точки зрения наблюдателя в L, замедляются все процессы и сокращаются все продольные масштабы в L'. Однако это утверждение несправедливо, если хотя бы одна из систем отсчёта неинерциальна. Если, напр., часы 1 перемещаются относительно L из A в B со скоростью v, а потом из B в A со скоростью $-v$, то часы 1 отстанут по сравнению с часами 2, покоящимися в A, в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз; это можно обнаружить прямым сравнением, так что эффект абсолютен. Он должен иметь место для любого процесса; напр., близнец, совершивший путешествие со скоростью v, вернётся в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз более молодым, чем его брат, остававшийся неподвижным в и. с. о. Это явление, получившее назв. парадокса близнецов, в действительности не содержит парадокса: система отсчёта, связанная с часами 1, не явл. инерциальной, т. е. эти часы испытывают ускорение при повороте в B по отношению к инерц. системе; поэтому часы 1 и 2 неравноправны.

При малых скоростях v преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея $x'=x-vt$, $y'=y$, $z'=z$, $t'=t$, к-рые описывают связь между картинами разл. наблюдателей, известную из повседневного опыта: размеры предметов и длительность процессов одинаковы для всех наблюдателей.

Преобразования Пуанкаре оставляют инвариантной величину, наз. *интервалом* s_{AB} между событиями A и B, к-рый определяется соотношением:

$$s_{AB}^2 = c^2(t_A-t_B)^2-(x_A-x_B)^2-(y_A-y_B)^2-(z_A-z_B)^2. \qquad (6)$$

Математически инвариантность s аналогична инвариантности расстояния при преобразованиях движения в евклидовой геометрии. Величины ct, x, y, z можно рассматривать как четыре координаты события в четырёхмерном пространстве-времени Минковского:

$$x^0=ct,\ x^1=x,\ x^2=y,\ x^3=z,$$

к-рые явл. компонентами четырёхмерного вектора.

С матем. точки зрения частная О. т. есть геометрия пространства-времени Минковского. (Если вместо x^0 ввести мнимую координату $x^4=ix^0=ict$, то произвольное преобразование Пуанкаре можно записать в виде, полностью аналогичном ф-ле, описывающей вращения и сдвиги в трёхмерном пр-ве.) Вследствие того, что квадраты разностей временных и пространств. координат входят в (6) с разными знаками, знак s^2 может быть различным, геометрия такого пр-ва отличается от евклидовой и наз. псевдоевклидовой.

Законы сохранения в О. т. и релятивистская механика. В О. т., так же как в классич. механике, для замкнутой физ. системы сохраняется импульс $\boldsymbol{p}$ и энергия $\mathcal{E}$. Трёхмерный вектор импульса вместе с энергией образует четырёхмерный вектор энергии-импульса с компонентами $\mathcal{E}/c$, $\boldsymbol{p}$. При преобразованиях Лоренца остаётся инвариантной величина

$$\mathcal{E}^2-(c\boldsymbol{p})^2=m^2c^4, \qquad (7)$$

где m — масса покоя ч-цы. Из требований лоренц-инвариантности следует, что зависимость энергии и импульса от скорости имеет вид:

$$\mathcal{E}=\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}},\quad \boldsymbol{p}=\frac{m\boldsymbol{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \qquad (8)$$

Энергия и импульс ч-цы связаны соотношением $\boldsymbol{p}=\mathcal{E}\boldsymbol{v}/c^2$. Оно справедливо также для ч-цы с нулевой массой покоя; тогда $v=c$ и $p=\mathcal{E}/c$.

Обсуждалась возможность существования объектов, движущихся со скоростью, большей скорости света в вакууме (т. н. тахионов). Формально это не противоречит лоренц-инвариантности, но приводит к серьёзным затруднениям с выполнением принципа причинности.

Масса покоя m не явл. сохраняющейся величиной. В частности, в процессах распадов и превращений элем. ч-ц сумма энергий и импульсов ч-ц сохраняется, а сумма масс покоя меняется. Так, в процессе аннигиляции позитрона и эл-на в два фотона, $e^+ + e^- \to 2\gamma$, сумма масс покоя изменяется на $2m_e$ (m_e — масса покоя эл-на).

В системе отсчёта, в к-рой тело покоится (такая система отсчёта наз. собственной), его энергия (энергия покоя) есть $\mathcal{E}_0=mc^2$. Если тело, оставаясь в покое, изменяет своё состояние, получая энергию в виде излучения или тепла, то из релятив. закона сохранения энергии следует, что полученная телом энергия $\Delta\mathcal{E}$ связана с увеличением его массы покоя соотношением $\Delta\mathcal{E}=\Delta mc^2$. Величина $\mathcal{E}_0=mc^2$ определяет макс. величину энергии, к-рая может быть «извлечена» из данного тела в системе отсчёта, в к-рой оно покоится.

Для движущегося тела величина

$$\mathcal{E}_{\text{кин}}=mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-1\right) \qquad (9)$$

определяет его кинетич. энергию. При $v \ll c$ (9) переходит в нерелятив. выражение $\mathcal{E}_{кин} \approx mv^2/2$, при этом импульс $\boldsymbol{p}=m\boldsymbol{v}$. Из определения $\mathcal{E}_{кин}$ следует, что для любого процесса в изолированной системе выполняется равенство:

$$\Delta\left(\sum \mathcal{E}_{кин}\right) = -c^2\Delta\left(\sum m\right), \qquad (10)$$

согласно к-рому увеличение кинетич. энергии пропорц. уменьшению суммы масс покоя. Это соотношение широко используется в яд. физике; оно позволяет предсказывать энерговыделение в яд. реакциях, если известны массы покоя участвующих в них ч-ц. Возможность протекания процессов, в к-рых происходит превращение энергии покоя в кинетич. энергию ч-ц, ограничена др. законами сохранения (напр., законом сохранения *барионного заряда*, запрещающим процесс превращения протона в позитрон и γ-квант).

Иногда вводят массу, определяемую как

$$m_{движ} = \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \qquad (11)$$

При этом связь между импульсом и скоростью приобретает тот же вид, что и в ньютоновской механике: $\boldsymbol{p}=m_{движ}\boldsymbol{v}$. Так определ. масса отличается от энергии тела лишь множителем $1/c^2$. (В теор. физике часто выбирают ед. измерения, полагая $c=1$, тогда $\mathcal{E}=m$.)

Осн. ур-ния релятив. механики имеют такой же вид, как и второй закон Ньютона и ур-ние энергии, только вместо нерелятив. выражений для энергии и импульса используются выражения (8):

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m\boldsymbol{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = \boldsymbol{F}, \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = \boldsymbol{F}\boldsymbol{v}, \qquad (12)$$

где $\boldsymbol{F}$ — сила, действующая на тело. Для заряж. ч-цы, движущейся в эл.-магн. поле, $\boldsymbol{F}$ есть *Лоренца сила*.

О. т. и эксперимент. Предположения о точечных событиях (означающее локальность вз-ствий), о справедливости принципа относительности, однородности времени и однородности и изотропии пр-ва с неизбежностью приводят к О. т. При этом абстрактно допустим предельный случай, соответствующий $c=\infty$, однако такая возможность исключается экспериментом: доказано, что предельная скорость c есть скорость света в вакууме.

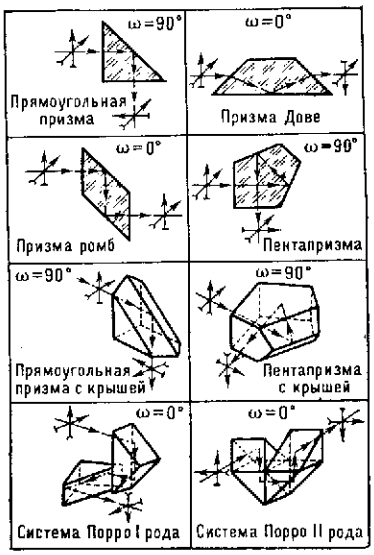
Каковы границы применимости О. т.? Отклонения от пространственно-временной геометрии О. т., связанные с гравитацией, наблюдаемы и рассчитываются в ОТО; никаких других ограничений применимости О. т. не обнаружено, хотя неоднократно высказывались предположения, что на очень малых расстояниях (напр., $\sim 10^{-17}$ см) понятие точечного события, а следовательно, и О. т. могут оказаться неприменимыми (см. *Квантование пространства-времени*). Совр. квант. теории фундам. вз-ствий (эл.-магн., слабого, сильного) целиком основаны на геометрии пространства-времени частной О. т. Из этих теорий с наиб. высокой точностью проверена квант. электродинамика *лептонов*, применимость к-рой установлена до расстояний 10^{-16} см. Отсюда следует, что по крайней мере до этих расстояний действует геометрия частной О. т. Неоднократно повторялись с высокой точностью классич. опыты, использовавшиеся для обоснования О. т. в первые десятилетия её существования (*Майкельсона опыт* и др.). Такого рода опыты сейчас представляют в основном историч. интерес, т. к. осн. массив подтверждений ОТО составляют данные, относящиеся к вз-ствиям релятив. элем. ч-ц, где справедливость кинематики частной О. т. проверена на обширном материале.

● Принцип относительности, [М.—Л., 1935]; Эйнштейн А., Собр. науч. трудов, [т.] 1—4, М., 1965—67; Паули В., Теория относительности, пер. с нем., М.—Л., 1947; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2); Тейлор Э. Ф., Уилер Дж. А., Физика пространства-времени, пер. с англ., 2 изд., М., 1971.

И. Ю. Кобзарев.

ОТРАЖА́ТЕЛЬНАЯ СПОСО́БНОСТЬ, величина, характеризующая способность поверхности тела или границы раздела двух сред отражать падающий на неё поток эл.-магн. излучения. Количеств. хар-ка О. с.— *отражения коэффициент*. О. с. зависит от угла падения и поляризации падающего излучения. Зависимость О. с. поверхности от длины волны излучения в области видимого света воспринимается глазом человека как окраска отражающей поверхности. См. *Отражение света*.

ОТРАЖА́ТЕЛЬНЫЕ ПРИЗМЫ, одна из групп *призм оптических*; характеризуются тем, что вошедшее в призму *оптическое излучение* (свет) испытывает внутри неё отражение от одной или последовательно от неск. ограничивающих её плоских полированных поверхностей (граней). Как и мн. другие оптич. призмы, О. п. часто не явл. призмами в строго геом. смысле. От *спектральных призм* О. п. отличаются тем, что пространственно не разделяют проходящее излучение по его частотам (т. е. не вызывают *дисперсии света*); от *поляризационных призм* — отсутствием *двойного лучепреломления* (О. п. изготовляются б. ч. из оптически изотропных материалов). Луч света, падающий из окружающей среды на грань О. п. под нек-рым углом к ней, выходит обратно в среду из той же или другой грани под таким же углом (при этом исходное направление луча может измениться на угол $\omega \neq 0$; рис.). Отражение от граней О. п. в большинстве случаев явл. *полным внутренним отражением*; если угол падения луча на к.-л. грань меньше предельного, на эту грань снаружи наносится плёнка зеркально отражающего покрытия (серебро, алюминий). Введение в пучок лучей О. п. оптически эквивалентно постановке на его пути *плоскопараллельной пластинки* с толщиной, равной расстоянию, проходимому лучами в материале призмы; при наклонном падении лучей на призму оно вызывает такое же поперечное смещение пучка и те же аберрации.



Наиболее распространённые отражат. призмы; ω — угол отклонения луча; стрелки, перпендикулярные лучам, указывают ориентацию исходного изображения и изображения, преобразованного призмой.

Последние существенны лишь при работе с О. п. в сходящихся и расходящихся пучках лучей; если же О. п. расположена в параллельном пучке, её аберрации практически не сказываются на кач-ве изображения.

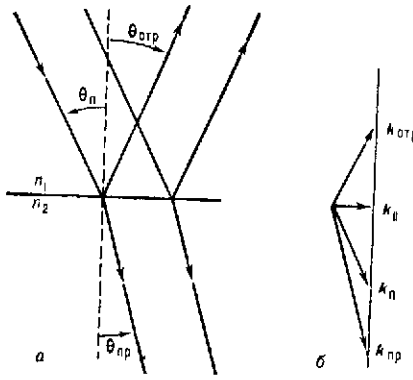
О. п. для видимого света изготовляются из оптич. стекла; для ИК излучения — из прозрачных для него спец. сортов стекла, из кремния, германия, флюорита, фтористого лития, иодистого цезия и др.; для УФ излучения — из кварца, флюорита, фтористого лития и др. Осн. типы О. п. изображены на рисунке.

О. п. используют для изменения направления пучка света, уменьшения длины оптич. системы и преобразования изображения — его поворота на 180° или получения зеркального отображения (см. *Оборачивающая система*). Ход лучей в главном сечении О. п. подчиняется т. н. правилу оборачивания: О. п. с чётным числом отражающих граней даёт прямое изображение (ромб, пентапризма), с нечётным — зеркальное или перевёрнутое (прямоуг. О. п., призма Дове). Это правило неприменимо, если отражения лучей происходят в разных сечениях; напр., в прямоуг. О. п. с крышей получают прямое изображение. (Любая О. п. может быть пре-

вращена в О. п. с крышей, если заменить одну из её отражающих граней двумя, угол между к-рыми составляет 90°. Назначение крышеобразных О. п.— обеспечить поворот изображения справа налево и наоборот.) Для одновременного выполнения неск. функций (изменение длины системы, направления лучей, оборачивание изображения) применяют сложные комбинации из неск. О. п., напр. системы Порро I и II рода.

ОТРАЖЕ́НИЕ ВОЛН, переизлучение волн препятствиями с изменением направления их распространения (вплоть до смены на противоположное). Отражающими объектами могут быть непрозрачные тела, в к-рых волны данной природы распространяться не могут, неоднородности среды (как резкие, так и плавные). Обычно на границе раздела сред одновременно с О. в. происходит *преломление волн*.

При падении плоской монохроматич. волны на плоскую границу раздела двух однородных сред с разными св-вами происходит зеркальное О. в. Амплитуды, фазы и направления распространения отражённой и преломлённой (прошедшей) волн определяются на основе согласования волн. полей по разные стороны от границы в соответствии с граничными условиями. Требование непрерывности



Отражение и преломление волны на плоской границе раздела двух сред с разл. показателями преломления ($n_2 > n_1$): *а* — лучевая картина; *б* — проекции волн. векторов падающей, отражённой и преломлённой волн на границу.

фазы приводит к универсальному закону — тангенциальные (параллельные границе) составляющие *волновых векторов* падающей, отражённой и преломлённой волн $k_{п}^{\parallel} = k_{отр}^{\parallel} = k_{пр}^{\parallel} = k_{\parallel}$ должны быть равны (рис., *б*). В случае изотропных неподвижных сред норм. составляющие $k_{отр}^{(\perp)} = -k_{п}^{(\perp)}$ и допустима лучевая трактовка закона О. в.: 1) падающий и отражённый лучи лежат в одной нормальной к границе плоскости, 2) угол отражения $\theta_{отр}$ (между лучом и пормалью) равен углу падения $\theta_{п}$ (рис., *а*).

Интенсивность отражённой волны характеризуется *отражения коэффициентом* R, к-рый существенно зависит от природы волн, св-в обеих сред, поляризации волн и угла $\theta_{п}$. Для расчёта R необходимо удовлетворить специфическим для волн данной природы граничным условиям. Напр., в случае эл.-магн. волн граничные условия требуют, чтобы на границе тангенциальные составляющие напряжённостей электрич. и магн. полей были равны (см. *Френеля формулы*). В акустике граничные условия требуют, чтобы на границе раздела были равны давления в обеих средах и норм. составляющие скорости ч-ц среды. В этом случае

$$R_s = \left| \frac{m\cos\theta_{п} - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_{п}}}{m\cos\theta_{п} + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_{п}}} \right|,$$

где $n = n_2/n_1 = c_1/c_2$ — относит. показатель преломления, $m = \rho_2/\rho_1$ — отношение плотностей сред.

При $n < 1$ и углах падения, больших критического θ^* ($\sin\theta^* = n$), имеет место *полное внутреннее отражение* волн.

Идеальными отражающими экранами явл. зеркала — предельный случай границы раздела сред, когда $n \to \infty$ (абсолютно жёсткие стенки в акустике, идеально проводящие поверхности в электродинамике) или $n \to 0$ (абсолютно податливые или идеальные магн. стенки). И в том и в другом случае $R \to 1$.

Как отражённая, так и преломлённая волны явл., вообще говоря, результатом интерференции переизлучённых в толще обеих сред волн. Законы зеркального О. в. могут быть обобщены и приближённо сформулированы для участка границы, если выполняются условия применимости *геометрической оптики* и размеры неровностей границы много меньше длины волны λ. Если размеры неровностей сравнимы с λ, то при хаотич. расположении неровностей (шероховатая граница) имеет место диффузное рассеяние волн, а при периодическом, кроме отражённой в зеркальном направлении волны, возникают побочные волны, направление распространения к-рых зависит от λ.

О. в. движущихся объектов происходит со смещением частоты (см. *Доплера эффект*), угол отражения при этом не равен углу падения. В средах с непрерывно меняющимися св-вами О. в. наблюдается, если характерные масштабы неоднородностей $L \ll \lambda$. В плавно неоднородных средах $L \gg \lambda$ О. в. мало, однако рефракция в них может привести к явлениям, сходным с О. в., напр. зеркальный мираж в пустыне (см. *Рефракция звука*, *Рефракция света*). В нелинейных средах волны большой интенсивности сами индуцируют неоднородности, при рассеянии на к-рых (вынужденное рассеяние) может возникать, напр., специфич. О. в. с обращением волнового фронта (см. *Обращённый волновой фронт*).

О. в. лежит в основе многих природных явлений (эхо, миражи, звук. каналы в океане, радиоканалы в ионосфере и др.), техн. устройств и систем (волноводы, резонаторы, гидролокация и радиолокация). В нек-рых случаях О. в. приводит к вредным последствиям: повышению уровня шумов, гиперреверберации в залах, слепящим бликам, искажению телевизионных изображений. Для борьбы с паразитным О. в. применяются поглощающие покрытия, согласующие элементы (в волноводной технике), четвертьволновые плёнки («голубая оптика»), плавные в масштабе длины волны переходные слои и др.

В общем случае О. в. не может рассматриваться изолированно от явлений прохождения волн: преломления, поглощения, рассеяния, дифракции волн и преобразования в волны другой физ. природы или в волны с др. пространственной структурой. См. также *Отражение света*.

● См. лит. при ст. *Волны*.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ОТРАЖЕ́НИЕ СВЕ́ТА, явление, заключающееся в том, что при падении света (*оптического излучения*) из первой среды на границу раздела со второй средой из-ствие света с в-вом приводит к появлению световой волны, распространяющейся от границы раздела обратно в первую среду. При этом по крайней мере первая среда должна быть прозрачна для падающего и отражаемого излучения. Несамосветящиеся тела становятся видимыми вследствие О. с. от их поверхностей.

Пространств. распределение интенсивности отражённого света определяется отношением размеров неровностей поверхности (границы раздела) к длине волны λ падающего излучения. Если неровности малы по сравнению с λ, имеет место правильное, или зеркальное, О. с. Когда размеры неровностей соизмеримы с λ или превышают её (шероховатые поверхности, *матовые поверхности*) и расположение неровностей беспорядочно, О. с. диффузно. Возможно также смешанное О. с., при к-ром часть падающего излучения отражается зеркально, а часть — диффузно. Если же неровности с размерами $\sim\lambda$ и более расположены регулярно, распределение отражённого света имеет особый хар-р, близкий к наблюдаемому при О. с. от *дифракционной решётки*. О. с. тесно связано с явлениями *преломления света* (при полной или неполной прозрачности отражающей среды) и *поглощения света* (при её неполной прозрачности или непрозрачности).

Зеркальное О. с. отличает определ. связь положений падающего и отражённого лучей: 1) отражённый луч лежит в плоскости, проходящей через падающий луч и нормаль к отражающей поверхности; 2) угол отражения ψ равен углу падения φ (рис. 1).

Интенсивность отражённого света (характеризуемая *отражения коэффициентом*) зависит от φ и поляризации падающего пучка лучей, а также от соотношения *преломления показателей* n_2 и n_1 второй и первой сред. Для отражающей среды — диэлектрика

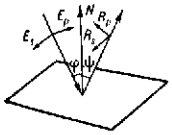


Рис. 1. Зеркальное отражение света: N — нормаль к отражающей поверхности (границе раздела); φ — угол падения; ψ — угол отражения (φ=ψ); E_p, R_p, E_s, R_s — компоненты амплитуд электрич. вектора падающей и отражённой волн. Стрелками показаны выбранные положительные направления амплитуд колебаний.

эту зависимость количественно выражают *Френеля формулы*. Из них, в частности, следует, что при падении света по нормали к поверхности коэффициента отражения не зависит от поляризации падающего пучка и равен $(n_2-n_1)^2/(n_2+n_1)^2$; в очень важном частном случае нормального падения из воздуха или стекла на границу их раздела ($n_{возд} \approx 1{,}0$; $n_{ст}=1{,}5$) он составляет $\approx 4\%$.

Хар-р поляризации отражённого света меняется с изменением φ и различен для компонент падающего света, поляризованных параллельно

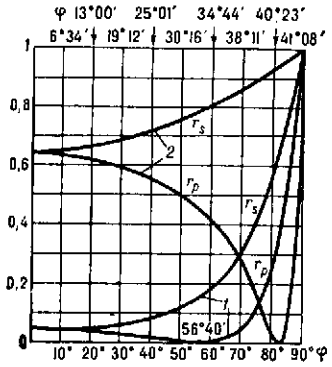


Рис. 2. Зависимость от угла падения φ коэффициентов отражения r_p и r_s составляющих падающей волны, поляризованных соотв. параллельно и перпендикулярно плоскости падения. Кривые *1* относятся к случаю $n_2/n_1=1{,}52$ (верхняя шкала φ), кривые *2* — к случаю $n_2/n_1=9$ (нижняя шкала φ).

(*p*-компонента) и перпендикулярно (*s*-компонента) плоскости падения (рис. 2). При углах φ, равных т. н. углу Брюстера (см. *Брюстера закон*), отражённый свет становится полностью поляризованным перпендикулярно плоскости падения (*p*-составляющая падающего света полностью преломляется в отражающую среду). Эту особенность зеркального О. с. используют в ряде *поляризационных приборов*. При φ, бо́льших, чем угол Брюстера, коэфф. отражения от диэлектриков растёт с увеличением φ, стремясь в пределе к единице, независимо от поляризации падающего света. При зеркальном О. с., как следует из ф-л Френеля, *фаза* отражённого света в общем случае скачкообразно изменяется. Если φ=0 (свет падает нормально к границе раздела), то при $n_2 > n_1$ фаза отражённой волны сдвигается на π, при $n_2 < n_1$ — остаётся неизменной. Сдвиг фазы в случае $\varphi \neq 0$ может быть различен для *p*- и *s*-составляющих падающего света в зависимости от того, больше или меньше φ угла Брюстера, а также от соотношения n_2 и n_1. О. с. от поверхности оптически менее плотной среды ($n_2 < n_1$) при $\sin\varphi \geqslant n_2/n_1$ явл. *полным внутренним отражением*, при к-ром вся энергия падающего пучка лучей возвращается в первую среду. Зеркальное О. с. от поверхностей сильно отражающих сред (напр., металлов) описывается ф-лами, подобными ф-лам Френеля, с тем (весьма существенным) изменением, что n_2 становится к о м п л е к с н о й величиной, мнимая часть к-рой характеризует поглощение падающего света. Поглощение в отражающей среде приводит к отсутствию угла Брюстера и более высоким, чем у диэлектриков, значениям коэфф. отражения — даже при норм. падении он может превышать 90% (именно этим объясняется широкое применение гладких металлич. и металлизированных поверхностей в зеркалах).

Отличаются и поляризационные хар-ки отражённых от поглощающей среды световых волн. Хар-р поляризации отражённого света настолько чувствителен к параметрам отражающей среды, что на этом явлении основаны мн. оптич. методы исследования металлов (см. *Металлооптика*).

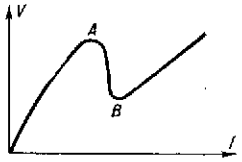
Диффузное О. с.— его рассеивание неровной поверхностью второй среды по всем возможным направлениям. Пространств. распределение отражённого *потока излучения* и его интенсивность различны в разных конкретных случаях и определяются соотношением между λ и размерами неровностей, распределением неровностей по поверхности, условиями освещения, св-вами отражающей среды. Пространств. распределение диффузно отражённого света приближённо описывается *Ламберта законом*. Диффузное О. с. наблюдается также от сред, внутр. структура к-рых неоднородна, что приводит к *рассеянию света* в объёме среды и возвращению части его в первую среду. И поглощение и рассеяние света во второй среде могут сильно зависеть от λ. Результатом этого явл. изменение с п е к т р а л ь н о г о с о с т а в а диффузно отражённого света, что (при освещении *белым светом*) визуально воспринимается как окраска тел.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Кизель В. А., Отражение света, М., 1973. *Н. А. Войшвилло.*

ОТРАЖЕ́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ, отношение *потока излучения*, отражённого телом, к упавшему на него потоку излучения. Иногда (напр., для радиоволн) пользуются понятием а м п л и т у д н о г о О. к.— отношения амплитуд отражённой и падающей волн. В общем случае О. к. есть сумма коэфф. з е р к а л ь н о г о отражения и д и ф ф у з н о г о отражения (см. *Отражение света*).

ОТРИЦА́ТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИА́ЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, свойство нек-рых элементов электрич. цепей, выражающееся в уменьшении падения напряжения V на них при увеличении протекающего тока I (или наоборот). О. д. с. характеризуется величиной $R=(\Delta V/\Delta I) < 0$. Элемент с О. д. с. не потребляет электрич. энергию, а отдаёт её в цепь, т. е. явл. активным элементом. Это происходит за счёт входящего в его состав к.-л. источника, пополняющего запас энергии цепи.

О. д. с. может осуществляться лишь в нек-рой области значений токов и напряжений, за пределами которой $(\Delta V/\Delta I) > 0$.



О. д. с. указывает на наличие падающего участка AB на вольт-амперной хар-ке элемента (рис.). Природа О. д. с. у разл. активных элементов (туннельный диод, Ганна диод и др.) разнообразна. Если абс. величина О. д. с. элемента меньше суммы положит. сопротивлений остальных элементов цепи, то его роль сводится к частичной компенсации потерь в цепи. Если же О. д. с. превышает эту сумму, то это означает, что состояние электрической цепи неустойчиво и возможен её переход в др. состояние устойчивого равновесия или возникновение в ней колебаний.

В. В. Мигулин.

ОТРИЦА́ТЕЛЬНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ, *одноосные кристаллы*, в к-рых скорость распространения обыкновенного луча света меньше, чем скорость распространения необыкновенного луча (см. *Двойное лучепреломление*). В кристаллографии О. к. наз. также жидкие включения в кристаллах, имеющие ту же форму, что и сам кристалл.

ОТРЫВНО́Е ТЕЧЕ́НИЕ, течение, в к-ром поток газа или жидкости, обтекающий тело, отрывается от его поверхности с образованием вихревой зоны. При дознук. течении типичным случаем явл. возникновение О. т. у поверхности тела с образующими криволинейной формы (рис. 1), напр. у профиля крыла, сферы. Необходимое условие возникновения О. т. — наличие на поверхности тела вязкого *пограничного слоя* и повышение давления в направлении течения. В пределах толщины δ пограничного слоя скорость течения убывает от значения v_0 (скорость внеш. потока) на внеш. границе слоя до $v=0$ на поверхности

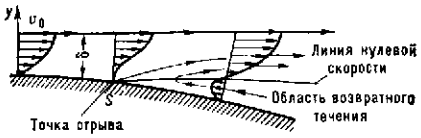


Рис. 1. Схема образования отрывного течения при обтекании дозвук. потоком тела с образующими криволинейной формы.

Рис. 2. *а* — плавное обтекание крыла; *б* — обтекание крыла с отрывом потока.

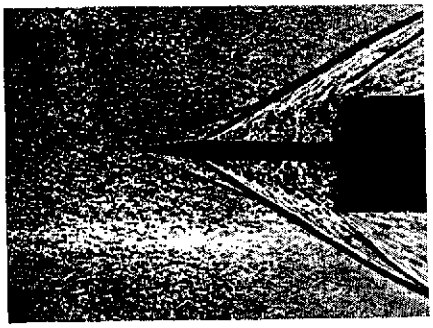


Рис. 3. Отрывное течение при сверхзвук. обтекании цилиндра с остриём.

тела, а давление остаётся таким же, как во внеш. потоке. Поэтому в непосредств. близости от поверхности тела, где скорость ч-ц близка к нулю, их кинетич. энергия оказывается недостаточной для преодоления повышающегося давления. В результате эта скорость становится равной нулю, а затем меняет направление на обратное. Возникновение возвратного течения приводит к значит. утолщению пограничного слоя и отрыву потока от стенки.

Образование областей О. т. существенно влияет на аэродинамические (или гидродинамические) хар-ки тел. Напр., *аэродинамическое сопротивление* шара, движущегося с дозвук. скоростью, в осн. определяется О. т. на поверхности задней полусферы. Турбулизация ламинарного пограничного слоя уменьшает зону О. т. и в неск. раз уменьшает силу аэродинамич. сопротивления шара.

На верхней поверхности крыла самолёта при нек-ром угле атаки также возникает О. т. (рис. 2), область к-рого с увеличением угла атаки возрастает. При этом подъёмная сила крыла сначала перестаёт увеличиваться, а затем начинает уменьшаться.

При сверхзвук. скоростях течения возникают *ударные волны*, в к-рых давление резко возрастает. В случае, когда ударная волна образуется на поверхности с вязким пограничным слоем, возникает О. т. (рис. 3). При сверхзвук. течениях образование О. т. существенно влияет не только на аэродинамич. хар-ки тела, но и на его тепловой режим.

В большинстве случаев возникновение О. т. нежелательно. Для его предотвращения применяют отсос пограничного слоя, вдувание в пограничный слой газа с повышенной кинетич. энергией и уменьшение роста давления в направлении течения путём соответствующего подбора формы поверхности обтекаемого тела. Однако при сверхзвук. скоростях течения образование О. т. может оказаться и полезным. Напр., игла, помещённая перед затупленным телом (рис. 3), вызывая О. т., способствует уменьшению аэродинамич. сопротивления.

● Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Чжен П., Отрывные течения, пер. с англ., т. 1, М., 1972.

М. Я. Юделович.

ОТСЧЁТНОЕ УСТРОЙСТВО измерительного прибора (аналогового или цифрового), часть прибора, предназначенная для отсчитывания его показаний. О. у. аналогового прибора обычно состоит из шкалы и указателя. По типу указателя О. у. подразделяются на стрелочные и световые. В стрелочных О. у. стрелка своим концом перемещается относительно отметок шкалы. Конец стрелки может быть копьевидным или выполненным в виде ножа или натянутой нити (рис. 1). В последних двух случаях шкалы снабжаются зеркалом для устранения погрешности отсчёта, вызванной параллаксом. В световых О. у. роль стрелки выполняет световой луч, отражённый от зеркала, скреплённого с подвижной частью прибора (рис. 2). Световое О. у. позволяет устранить погрешность от параллакса и повысить *чувствительность* прибора за счёт увеличения длины указателя и удвоения угла его поворота.

О. у. цифрового прибора позволяет получить показание непосредственно в цифровой форме. При этом погрешности отсчёта, характерные для О. у. со стрелочным показателем, исключаются. Для создания изображений цифр применяются цифровые индикаторы разл. конструкции (рис. 3): механические, электромеханические, световые и др.

К. П. Широков.

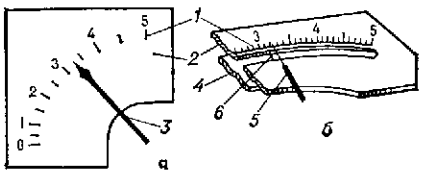


Рис. 4. Схемы стрелочных отсчётных устройств (*а* — щитовой прибор, *б* — переносный прибор): *1* — шкала; *2* — основание шкалы (пластина); *3* — копьевидная стрелка; *4* — зеркало; *5* — ножевидная стрелка; *6* — изображение стрелки в зеркале (изображение при отсчёте показаний должно быть совмещено со стрелкой).

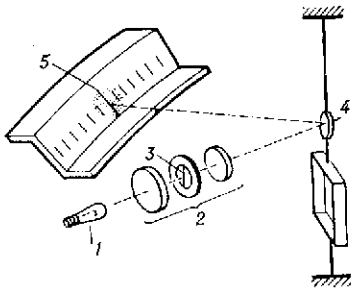


Рис. 2. Световое отсчётное устройство: *1* — источник света; *2* — оптич. устройство, содержащее указатель *3*, имеющий вид нити или стрелки; *4* — зеркало, укреплённое на подвижной части измерит. механизма; *5* — шкала с проектируемым на неё изображением нити.

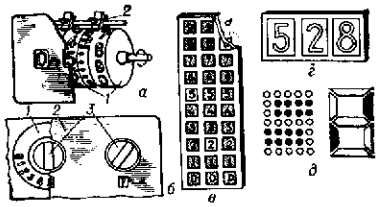


Рис. 3. Отсчётные устройства цифровых приборов: *а* — механич. устройство, т. н. механич. счётчик оборотов (состоящий из неск. барабанов *1*, связь между которыми осуществляется через трибки *2*); *б* — механич. отсчётное устройство приборов сравнения (мостов, компенсаторов) с ручным уравновешиванием (*1* — лимб с цифрами и рукояткой *3*; *2* — крышка с окнами, в к-рых появляются цифры); *в* — цифровое отсчётное устройство с рассредоточенными цифровыми индикаторами (лампами накаливания); *г* — устройство с сосредоточенными индикаторами (цифры всех разрядов расположены в один ряд); *д* — набор элементов (светящихся точек или полос), создающих изображение цифр.

«ОЧАРОВА́НИЕ» (С, чарм, шарм), аддитивное квант. число, характеризующее *адроны* или *кварки*. Ч-цы с ненулевым значением «О.» наз. *«очарованными» частицами*. В кварковой модели адронов «О.» равно разности между числами «очарованных» кварков (c) и антикварков ($\bar{c}$). «О.» сохраняется в сильном и эл.-магн. вз-ствиях; в распадах «очарованных» адронов, происходящих за счёт слабого вз-ствия, «О.» меняется на единицу.

«ОЧАРО́ВАННЫЕ» ЧАСТИЦЫ, семейство адронов, обладающих квант. числом *«очарование»*. Св-на «О.» ч. легко

понять, если предположить существование нового, «очарованного» *кварка* — c-кварка (c — от первой буквы англ. слова *charm* — очарование) с электрич. зарядом $+2/3$ e. Тогда «очарование» равно разности между числами c-кварков и антикварков ($\bar{c}$), из к-рых построен адрон. Кварк c — тяжёлый, это проявляется в том, что «О.» ч. значительно тяжелее π- и К-мезонов, «построенных» из «неочарованных» кварков-антикварков. Для самых лёгких «очарованных» мезонов установлены обозначения D и F. Их кварковая структура следующая:

$D^0=(c\bar{u})$, $D^+=(c\bar{d})$, $F^+=(c\bar{s})$,

$\bar{D}^0=(\bar{c}u)$, $D^-=(\bar{c}d)$, $F^-=(\bar{c}s)$,

где u, d и s ($\bar{u}$, $\bar{d}$ и $\bar{s}$) — соотв. нуклонные и странный кварки (антикварки). Символы D, F относятся к псевдоскалярным частицам. Для векторных «очарованных» мезонов приняты символы D* и F*. Значения масс этих мезонов таковы:

$m(D^0)=1863{,}3(9)$ МэВ,
$m(D^{*0})=2006{,}0(1{,}5)$ МэВ,
$m(D^+)=1868{,}4(9)$ МэВ,
$m(D^{*+})=2008{,}6(1{,}0)$ МэВ,
$m(F)=2039(2)$ МэВ,
$m(F^*)=2140(60)$ МэВ,
$m(D^+)-m(D^0)=5{,}0(8)$ МэВ,
$m(D^{*+})-m(D^{*0})=2{,}6(1{,}8)$ МэВ.

«О.» ч. распадаются на обычные адроны только за счёт слабого вз-ствия (т. н. слабый распад), поэтому D- и F-мезоны стабильны относительно сильного и эл.-магн. вз-ствий. Возбуждённые «очарованные» мезопы распадаются быстро — за счёт сильного или эл.-магн. вз-ствия, сохраняющих «очарование». Нек-рые из наблюдавшихся распадов «очарованных» мезонов: $D\to K+$ л-мезоны, $D\to\mu+\nu_\mu+X$, $F\to\eta+X$, $D^*\to D+\pi$, $D^*\to D+\gamma$ (X — совокупность остальных частиц распада). Время жизни мезонов (τ) равно:

$$\tau(D^\pm)\approx 8\cdot10^{-13}\text{ с},\quad \tau(D^0)\approx 4\cdot10^{-13}\text{ с},$$
$$\tau(F)\approx 3\cdot10^{-13}\text{ с}.$$

Наиболее полная информация об «очарованных» мезонах получена в опытах по аннигиляции пары e^+e^- в адроны, проведённых на встречных электрон-позитронных пучках. В этой реакции был, в частности, открыт ψ-мезон (см. *Мезоны со скрытым «очарованием»*) с массой 3,768 ГэВ, к-рый распадается на пару $D\bar{D}$. Поскольку сечение рождения таких мезонов при резонансной энергии велико, они служат «фабрикой» D-мезонов.

Рождение «О.» ч. в реакциях с протонной или яд. мишенью изучено значительно хуже. Так, напр., не известны соответствующие сечения, но они могут быть $\sim10^{-28}$ см^2 при нач. энергиях протонов 400 ГэВ. Однако первое, правда косвенное, указание на существование «О.» ч. было получено при изучении вз-ствий мюонных нейтрино с нуклонами мишени; в 1974 на ускорителе в Батейвии (США) были наблюдены т. н. димюонные события:

$$\nu_\mu+N\to\mu+\mu+X,$$

когда в конечном состоянии наблюдают два мюона, а остальные ч-цы (X) не идентифицируются. Димюонные события естественно интерпретировать как рождение «О.» ч., напр.

$$\nu_\mu+N\to\mu+D+X,$$

с последующим слабым лептонным (сопровождающимся испусканием лептонов) распадом D-мезона. Прямое свидетельство в пользу существования «О.» ч. было получено в 1976—1977 в опытах по аннигиляции e^+e^-.

Со времени открытия «О.» ч. их свойства интенсивно изучаются. Установлены массы «очарованных» мезонов и барионов, измерены их полные времена жизни и относительные вероятности различных каналов распада. Измерены сечения рождения «О.» ч. в столкновениях адронов, к-рые оказались значительно больше ожидаемых. Свойства «очарованных» барионов изучены хуже, чем «очарованных» мезонов. Между тем их спектр должен быть обширным. Должны существовать, напр., такие интересные экзотические объекты, как барион (ccc) с «очарованием» 3; его ожидаемая масса около 5 ГэВ.

Открытие «О.» ч. явилось триумфом теории, в особенности кварковой модели элем. ч-ц, к-рая предсказала существование новых ч-ц задолго до их эксперим. обнаружения. Условно развитие теор. представлений об «О.» ч. можно разбить на три этапа. В 60-х гг. существование «О.» ч. обсуждалось как возможное, но не обязат. расширение семейства известных кварков u, d, s, c (?). В 1972 в работе амер. физиков Ш. Глэшоу, Дж. Илиопулоса, итал. физика Л. Майани было показано, что должны существовать относительно лёгкие — с массой порядка неск. ГэВ — «О.» ч. с вполне определ. св-вами слабых распадов, связанными с тем, что «очарованные» кварки должны распадаться в осн. на странные кварки (s). Наконец, уверенность в существовании «О.» ч. и чёткие представления об их св-вах возникли после открытия в 1974 J/ψ-мезонов, к-рые были интерпретированы как связ. состояние «очарованных» кварка и антикварка (см. *Мезоны со скрытым «очарованием»*). Все имеющиеся эксперим. наблюдения укладываются в теор. схему. В частности, в распадах D-мезонов действительно образуются странные ч-цы — К-мезоны. В распаде F-мезона, в составе к-рого уже есть s-кварк, обнаружены η-мезоны, волн. ф-ция к-рых содержит значит. примесь состояния $s\bar{s}$.

«О.» ч. (как и мезоны со скрытым «очарованием») — важный объект для проверки совр. теории сильного вз-ствия — *квантовой хромодинамики*. В частности, благодаря большой массе c-кварка их описание в большинстве случаев проще, чем «обычных» ч-ц (содержащих только «лёгкие» u-, d-, s-кварки).

В то время как существование «очарованного» кварка необходимо для теории, дальнейшее расширение «семейства» кварков в рамках сложившихся представлений не явл. обязательным. Однако в 1977 выяснилось, что «очарованный» кварк не самый тяжёлый (см. *Ипсилон-частицы*).

Классификация кварков, понимание их спектра — одна из гл. проблем теории элем. ч-ц. Открытие «О.» ч. явилось очень важным эксперим. фактом, подтвердившим существование целого спектра кварков.

● Вайсенберг А. О., Определение времени жизни очарованных частиц, «Природа», 1981, № 4.

В. И. Захаров.

ОЧКИ, самый распространённый оптич. прибор для улучшения зрения при оптич. несовершенствах глаз (корригирующие О.) или для защиты глаз от разл. воздействий (защитные О.).

Человеческий глаз представляет собой естественную сложную и совершенную оптич. систему. Его способность фокусировать на сетчатке изображения не только удалённых, но и близких предметов наз. *аккомодацией глаза*. Если без аккомодации изображения удалённых предметов фокусируются на сетчатке, глаз наз. эмметроническим (нормальным), если перед ней — миопическим (близоруким), а в случае расположения изображения за сетчаткой — гиперметроническим (дальнозорким). Дальнозоркий глаз можно скорригировать с помощью положительной (собирающей) сферич. *линзы*, а близорукий — рассеивающей (отрицательной) линзы.

Оптическая сила корригирующих линз зависит от степени отклонения глаза от нормального и выражается в *диоптриях* (м$^{-1}$).

Лучи, параллельные оптич. оси, могут вообще не собираться в точку на сетчатке глаза, а образовывать в двух плоскостях два отрезка прямой, перпендикулярных друг другу (*астигматизм*). Астигматич. глаз может быть исправлен цилиндрич. линзой определ. силы и с определ. направлением образующей цилиндра по отношению к глазу. Часто астигматизм сочетается с близорукостью или дальнозоркостью, и тогда для коррекции применяют сферотор ические линзы (одна поверхность линзы сферическая, другая торическая) с двойной кривизной — радиусы кривизны в двух взаимно перпендикулярных направлениях должны быть различными.

С возрастом падает способность аккомодации и возникает необходимость в разных О. для чёткого различения близких и удалённых предметов. Такие О. можно совместить в одной оправе с

помощью линз, нижняя часть к-рых имеет одну оптич. силу, а верхняя — другую. Такие О. наз. б и ф о к а л ь н ы м и.

Для уменьшения разл. аберраций в очках применяются только специально рассчитанные мениксовые линзы. Стёкла О. должны быть правильно расположены перед глазами на опред. расстоянии от роговицы и на расстоянии друг от друга, соответствующем расстоянию между зрачками. Очки т. н. спец. назначения применяются при тяжёлых комбинированных нарушениях зрения: п р и з м а т и ч е с к и е О.— для исправления косоглазия, т е л е с к о п и ч е с к и е (устроенные как небольшой бинокль) — при резком снижении остроты зрения. Разновидностью О. можно считать контактные линзы.

З а щ и т н ы е О. предохраняют глаза от механич. и хим. повреждений, а также от вредного воздействия чрезмерно яркого или неблагоприятного по спектр. составу света (при сварке и выплавке металлов, работе с лазерами и др. мощными источниками света и т. п.).

О. для защиты от воздействия излучений выполняются в виде *светофильтров*, нейтральных или селективных.

А. В. Луизов.

ОЧКИ ПОЛЯРО́ИДНЫЕ, очки с одним или двумя слоями *поляроида*. Очки с двумя слоями поляроида применяются как затемняющие светофильтры переменной плотности: сбоку очков выступает рычажок, с помощью к-рого можно два поляроида одновременно поворачивать относительно двух других, неподвижных. При параллельных поляроидах пропускание очков ~40%, при скрещённых оно становится минимальным (~0,01%).

Очки с одним слоем поляроида применяются либо для разделения изображений, либо для уменьшения яркости бликов отражённого света. В первом случае *плоскости поляризации* обоих фильтров устанавливают взаимно перпендикулярно, чтобы в каждый глаз попадал свет только одной плоскости поляризации. Такие очки применялись в системе стереокино, в к-рой два кадра *стереопары* посылались на экран в поляризованном свете: плоскость поляризации каждого кадра соответствовала плоскости поляризации поляроида, через к-рый свет должен был пройти в соответствующий глаз. Во втором случае поляроидные фильтры имеют одинаковые направления плоскостей поляризации и не пропускают свет, поляризованный в перпендикулярной плоскости. Свет, отражённый под углом от диэлектрич. среды, в значит. степени поляризован. О. п. позволяют сильно ослабить этот отражённый свет, что даёт возможность, напр., заглянуть в глубь воды.

А. В. Луизов.

П

ПАДЕ́НИЕ ТЕ́ЛА, движение тела в поле тяготения Земли с нач. скоростью, равной нулю. П. т. происходит под действием силы *тяготения*, зависящей от расстояния r до центра Земли, и силы сопротивления среды (воздуха или воды), к-рая зависит от скорости v движения. На П. т. по отношению к поверхности Земли влияет также её суточное вращение с угл. скоростью $\omega \approx 0{,}0000729$ рад/с.

Если пренебречь несферичностью Земли и влиянием её вращения (ввиду малости ω), а также сопротивлением воздуха, что практически можно делать при падении или с очень малой высоты (когда скорость падения мала) или с очень большой высоты (когда осн. часть пути проходит в безвоздушном пр-ве), то движение центра тяжести падающего тела будет происходить по прямой, направленной к центру Земли. При П. т. с очень малой по сравнению с радиусом Земли R высоты h, отсчитываемой от земной поверхности, зависимостью силы тяготения от r можно пренебречь и считать, что центр тяжести тела движется с пост. ускорением g_0 (ускорение силы тяготения) и со скоростью, увеличивающейся по закону:

$$v = \sqrt{2g_0 x}, \qquad (1)$$

где x — пройденный путь, отсчитываемый от нач. положения. При П. т. с большой высоты h необходимо учитывать зависимость силы тяготения от расстояния $r = R + h - x$. Ускорение центра тяжести падающего тела изменяется при этом по закону: $w = g_0 R^2/r^2$, а скорость — по закону:

$$v = \sqrt{\frac{2g_0 x}{(1+h/R)\cdot[1+(h-x)/R]}}. \qquad (2)$$

При $x = h$ ф-ла (2) даёт скорость в момент падения на Землю, а при $h \ll R$ переходит в ф-лу (1).

Осн. влияние вращения Земли на П. т. с малой высоты учитывается прибавлением к силе тяготения переносной силы инерции. Сумма этих двух сил даёт направленную по вертикали *силу тяжести* P, численно равную весу тела, под действием к-рой и происходит П. т. При этом ускорение свободного падения (ускорение силы тяжести) g несколько отличается от g_0 как численно, так и по направлению и зависит от географич. широты ф. Дополнит. влияние вращения Земли, учитываемое введением *Кориолиса силы* инерции, вызывает в первом приближении отклонение падающих тел от вертикали к востоку.

На П. т. существенно влияет сопротивление среды, силы к-рого $F = 0{,}5\, c_x \rho S v^2$, где S — площадь *миделевого сечения*, ρ — плотность воздуха, c_x — коэфф. сопротивления, зависящий от формы тела и в общем случае от его скорости. При падении в воздухе с высоты $h \ll R$ можно считать ρ, g и c_x постоянными, тогда скорость падения

$$v = v_{\text{пр}}\sqrt{1 - \exp\left(-2gx/v_{\text{пр}}^2\right)}, \qquad (3)$$

где $v_{\text{пр}} = \sqrt{2P/c_x \rho S}$. Из ф-лы (3) видно, что с возрастанием x скорость v стремится к $v_{\text{пр}}$, наз. предельной скоростью падения. Когда c_x и S достаточно велики, значение v становится близким к $v_{\text{пр}}$ на небольшом нач. участке пути и дальнейшее П. т. происходит с практически пост. скоростью $v_{\text{пр}}$.

С. М. Тарг.

ПАР, термин, обозначающий газообразное состояние в-ва в условиях, когда газовая фаза может находиться в равновесии с жидкой (твёрдой) фазой того же в-ва. Как правило, этот термин применяют в тех случаях, когда фазовое равновесие осуществляется при темп-рах T и давлениях p, характерных для обычных природных условий (говорят, напр., о П. спирта, бензола, иода, нафталина). Для мн. физ. задач понятия «пар» и «газ» эквивалентны.

Различают след. виды состояний П. химически чистых в-в: н а с ы щ е н н ы й п а р — П. при T и p насыщения; н е н а с ы щ е н н ы й п а р (п е р е г р е т ы й) — П. при $T > T_{\text{насыщ}}$ для данного p и, следовательно, с плотностью, меньшей, чем у насыщенного П.; п е р е с ы щ е н н ы й п а р — П., имеющий давление большее, чем $p_{\text{насыщ}}$ при той же температуре.

ПА́РА РОЖДЕ́НИЕ, см. *Рождение пары*.

ПА́РА СИЛ, система двух сил $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{P}'$, действующих на тв. тело, равных по абс. величине и направленных параллельно, но в противоположные стороны, т. е. $\boldsymbol{P}' = -\boldsymbol{P}$. П. с. не имеет *равнодействующей*, т. е. её нельзя заменить (а следовательно, и уравновесить) одной силой.

Расстояние l между линиями действия сил пары наз. п л е ч о м П. с. Действие, оказываемое П. с. на тв. тело, характеризуется её моментом, к-рый изображается вектором $\boldsymbol{M}$, равным по абс. величине Pl и направленным перпендикулярно к плоскости действия П. с. в сторону, откуда

поворот, совершаемый П. с., виден происходящим против хода часовой стрелки (в правой системе координат). Основное св-во П. с.: действие, оказываемое ею на данное тв. тело, не изменяется, если П. с. переносить куда угодно в плоскости пары или в плоскости, ей параллельной, а также если изменять абс. величину сил пары и длину её плеча, сохраняя неизменным момент П. с. Т. о., момент П. с. можно считать приложенным к любой точке тела. Две П. с. с одинаковыми моментами $\boldsymbol{M}$, приложенные к одному и тому же тв. телу, механически эквивалентны одна другой. Любая система П. с., приложенных к данному тв. телу, механически эквивалентна одной П. с. с моментом, равным геом. сумме векторов — моментов этих П. с. Если геом. сумма векторов — моментов некоторой системы П. с. равна нулю, то эта система П. с. явл. уравновешенной. *С. М. Торг.*

ПАРАБОЛИ́ЧЕСКОЕ ЗЕ́РКАЛО, см. *Зеркало оптическое.*

ПАРАКСИА́ЛЬНЫЙ ПУЧО́К ЛУЧЕ́Й света, пучок лучей, распространяющихся вдоль оси центрированной оптич. системы и образующих очень малые углы с осью и нормалями к преломляющим и отражающим поверхностям системы. Осн. соотношения, описывающие образование *изображений оптических* в осесимметричных системах, строго справедливы только для П. п. л. Только в изображениях, создаваемых такими лучами, отсутствуют *аберрации оптических систем* (кроме *хроматической аберрации* в линзовых системах). На практике, однако, под П. п. л. обычно понимают пучок лучей, проходящих под конечными (неск. градусов) углами, для к-рых отступления от строгих соотношений настолько малы, что ими можно пренебречь. Область вокруг оптич. оси системы, в к-рой лучи можно считать параксиальными, тоже наз. параксиальной.

ПАРАЛЛЕЛОГРА́ММ СИЛ, геометрич. построение, выражающее закон сложения сил: вектор, изображающий силу, равную геом. сумме двух сил, явл. диагональю параллелограмма, построенного на этих силах, как на его сторонах. Для двух сил, приложенных к телу в одной точке, сила, найденная построением П. с., является одноврем. равнодействующей данных сил (аксиома П. с.).

ПАРАМАГНЕ́ТИЗМ (от греч. parά — возле, рядом и *магнетизм*), свойство в-в (*парамагнетиков*), помещённых во внеш. магн. поле, намагничиваться (приобретать *магнитный момент*) в направлении, совпадающем с направлением этого поля. Т. о., внутри парамагнетика к действию внеш. поля прибавляется действие возникшей намагниченности $\boldsymbol{J}$. В этом отношении П. противоположен *диамагнетизму*. Парамагнитные тела притягиваются к полюсам магнита (диамагнитные — отталкиваются). Характерным для парамагнетиков св-вом намагничиваться по полю обладают также *ферромагнетики*, *ферримагнетики* и *антиферромагнетики*. Однако в отсутствии внеш. поля намагниченность парамагнетиков равна нулю и они не обладают *магнитной структурой атомной*, в то время как ферро-, ферри- и антиферромагнетики сохраняют магн. структуру. Термин «П.» ввёл в 1845 М. Фарадей, к-рый разделил все в-ва (кроме ферромагнитных) на диа- и парамагнитные. П. характерен для в-в, частицы к-рых (атомы, молекулы, ионы, ат. ядра) обладают собств. магн. моментом, но в отсутствии внеш. поля эти моменты ориентированы хаотически, так что в целом $J=0$. Во внеш. поле магн. моменты атомов парамагн. в-в ориентируются преимущественно по полю, с ростом поля намагниченность парамагнетиков растёт по закону $J=\varkappa H$, где $\varkappa$ — магнитная восприимчивость 1 см³ в-ва, для парамагнетиков $\varkappa \sim 10^{-7}-10^{-4}$ и всегда положительна. Если поле очень велико, то все магн. моменты парамагн. ч-ц будут ориентированы строго по полю (*магнитное насыщение*). С повышением темп-ры T при неизменной напряжённости поля возрастает дезориентирующее действие теплового движения ч-ц и магн. восприимчивость убывает — в простейшем случае по *Кюри закону* $\varkappa = C/T$ (C — постоянная Кюри). Отклонения от закона Кюри (см. *Кюри — Вейса закон*) в осн. связаны с взаимодействием ч-ц (влиянием внутрикристаллического поля).

Существование у атомов (ионов) магн. моментов, обусловливающих П. в-в, может быть связано с движением эл-нов в оболочке атома (орбитальный П.), со спиновым моментом самих эл-нов (спиновый П.), с магн. моментами ядер атомов (*ядерный парамагнетизм*). Магн. моменты атомов, ионов, молекул создаются в осн. их эл-нами, чьи моменты примерно в тысячу раз превосходят магн. моменты ат. ядер (см. *Магнетон*).

П. металлов слагается в осн. из спинового П., свойственного эл-нам проводимости (т. н. парамагнетизм Паули), и П. электронных оболочек атомов (ионов), составляющих крист. решётку металла. Поскольку движение эл-нов проводимости металлов практически не меняется при изменении темп-ры, П., обусловленный эл-нами проводимости, от темп-ры не зависит. Поэтому, напр., щелочные и щёлочноземельные металлы, у к-рых электронные оболочки ионов лишены магн. момента, а П. обусловлен исключительно эл-нами проводимости, обладают магн. восприимчивостью, не зависящей от темп-ры.

В в-вах, в к-рых нет эл-нов проводимости, магн. моменты электронных оболочек атомов скомпенсированы, магн. моментом обладает лишь ядро (напр., у изотопа гелия ^{3}He) и П. крайне мал ($\sim 10^{-8}-10^{-12}$), он может наблюдаться лишь при сверхнизких температурах ($T \sim 0{,}1$ К).

Парамагн. восприимчивость диэлектриков, согласно классич. теории П. Ланжевена (1906), определяется ф-лой $\chi^{\partial}=N\mu_a^2/3kT$, где N — число парамагн. атомов в 1 моле в-ва, μ_a — магн. момент атома. Эта ф-ла была получена методами *статистической физики* для системы практически не взаимодействующих атомов, находящихся в слабом магн. поле или при высокой темп-ре (когда $\mu_a H \ll kT$). В сильных магн. полях или при низких темп-рах (когда $\mu_a H \gg kT$) намагниченность парамагн. диэлектриков стремится к $N\mu_a$ (насыщение). Квант. теория П., учитывающая *квантование пространственное* момента μ_a (франц. физик Л. Бриллюэн, 1926), в случае восприимчивости χ^{∂} диэлектриков приводит к ф-ле (при $\mu_a H \ll kT$): $\chi^{\partial}=Nj(j+1)\mu_a^2 g_J^2/3kT$, где j — квант. число, определяющее полный момент импульса атома, g_J — *Ланде множитель*. Парамагн. восприимчивость 1 моля *полупроводников* $\chi^{\text{п}}$, обусловленная эл-нами проводимости, в простейшем случае зависит от темп-ры T экспоненциально $\chi_{\text{э}}^{\text{п}} = AT^{1/2}\exp(-\Delta\mathcal{E}/2kT)$, где A — константа в-ва, $\Delta\mathcal{E}$ — ширина *запрещённой зоны* ПП. Особенности индивидуального строения ПП сильно искажают эту зависимость. Для металлов (без учёта *Ландау диамагнетизма* и вз-ствия эл-нов) $\chi_{\text{э}}^{\text{м}}=3N\mu_{\text{э}}^2/2\mathcal{E}_0$, где $\mathcal{E}_0$ — энергия Ферми, $\mu_{\text{э}}$ — магн. момент эл-на, $\chi_{\text{э}}^{\text{м}}$ не зависит от темп-ры.

Парамагнитными могут быть и хим. соединения, содержащие ионы, не обладающие магн. моментом в осн. состоянии. В них П. связан с квантовомеханич. поправками, обусловленными примесью возбуждённых состояний с магн. моментом. Такой П. (парамагнетизм Ван Флека) не зависит от темп-ры (пример — ионы Eu^{3+}).

Яд. П. при отсутствии сильного вз-ствия между спинами ядер и электронными оболочками атомов характеризуется величиной $\chi_{\text{я}}=N\mu_{\text{я}}^2/3kT$ ($\mu_{\text{я}}$ — магн. момент ядра), к-рая прибл. в 10^6 раз меньше электронной парамагн. восприимчивости ($\mu_{\text{э}} \sim 10^3\mu_{\text{я}}$). Исследование П. в-в, а также *электронного парамагнитного резонанса* позволяет определять магн. моменты отд. атомов, ионов, молекул, ядер, изучать строение сложных молекул и мол. комплексов, а также осуществлять тонкий структурный анализ материалов, применяемых в технике. Парамагн. в-ва используют для получения сверхнизких темп-р (ниже 1 К, см. *Магнитное охлаждение*).

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ.,

М., 1963; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978.

И. Г. Дорфман.

ПАРАМАГНЕ́ТИК, вещество, намагничивающееся во внеш. магн. поле по направлению поля. В отсутствии внеш. магн. поля П. немагнитен. Атомы (ионы) П. обладают собств. *магнитным моментом*, но ориентация моментов в пр-ве имеет хаотич. характер, так что П. не обладают магн. структурой, присущей, напр., ферромагнетикам. Под действием внеш. магн. поля магн. моменты атомов (ионов) П. (у парамагн. металлов — *спины* части эл-нов проводимости) ориентируются преим. по направлению поля. В результате П. приобретает намагниченность J, пропорциональную напряжённости поля H и направленную по полю. *Магнитная восприимчивость* П. $\varkappa = J/H$ всегда положительна. Её абс. значение невелико (см. табл.), в слабых полях она не зависит от напряжённости магн.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НЕКОТОРЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ ВЕЩЕСТВ ($\varkappa$ — ВОСПРИИМЧИВОСТЬ 1 моля ВЕЩЕСТВА В НОРМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ) *

Вещество	$\varkappa \cdot 10^6$	Вещество	$\varkappa \cdot 10^6$
Al	16,7	O_2	3 396
Li	24,6	NO	1 461
Na	16,1	MnO	4 850
K	21,35	$CuCl_2$	1 080
Ti	161,0	$FeCl_2$	14 750
V	296,0	$NiSO_4$	4 005
U	414,0	$Dy_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$	92 760
Pu	627,0	$Ho_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$	91 600

* Числовые данные приведены в *СГС системе единиц* (симметричной).

поля, но очень сильно зависит от темп-ры (исключение составляет ряд металлов, подробнее см. *Парамагнетизм*). П. свойствен многим элементам в металлич. состоянии (щелочным и щёлочноземельным металлам, некрым металлам переходных групп с незаполненным d- или f-слоем электронной оболочки — группы железа, палладия, платины, актиноидов, а также сплавам этих металлов); солям группы железа, группы редкоземельных элементов от Ce до Yb, группы актиноидов и водным р-рам этих солей, парам щелочных металлов и молекулам газов (напр., O_2 и NO); небольшому числу органич. молекул («бирадикалам»); ряду комплексных соединений. Существуют также П., у к-рых парамагнетизм обусловлен магн. моментами ат. ядер (напр., ^{3}He при $T < 0{,}1$ К). П. становятся ферро-, ферри- и антиферромагн. в-ва при темп-рах, превышающих, соответственно, темп-ру Кюри или Нееля (темп-ру фазового перехода в парамагн. состояние).

ПАРА́МЕТР УДА́РА, то же, что *прицельный параметр*.

ПАРАМЕТРИ́ЧЕСКАЯ ГЕНЕРА́ЦИЯ И УСИЛЕ́НИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНЫХ КОЛЕБА́НИЙ, генерация и усиление эл.-магн. колебаний за счёт работы, совершаемой внеш. источниками при периодич. изменении во времени реактивных параметров колебат. системы (ёмкости C и индуктивности L). П. г. и у. э. к. основаны на явлении *параметрического резонанса*.

Простейший параметрич. генератор представляет собой *колебательный контур*, в к-ром C или L изменяются периодически около нек-рых ср. значений C_0 и L_0 с частотой $\omega_н = 2\omega_0$, где ω_0 — частота собств. колебаний контура с пост. параметрами. Если, напр., ёмкость изменяется синусоидально:

$$C(t) = C_0(1 + m\cos\omega_н t), \qquad (1)$$

где $m = (C_{макс} - C_{мин})/(C_{макс} + C_{мин})$ — глубина изменения ёмкости, то при $m > m^* = 2/Q$ (Q — *добротность* контура) энергетич. потери меньше энергии накачки за период колебаний, и в контуре происходит самовозбуждение колебаний с последующим установлением стационарного режима генерации (мягкий режим генерации). При определ. условиях самовозбуждения не происходит, но внеш. возбуждение контура достаточно сильным сигналом приводит к установлению незатухающих колебаний (жёсткий режим генерации).

«Недовозбуждённый» контур, в котором параметрич. накачка энергии несколько меньше потерь энергии ($m < m^*$), может быть использован как параметрич. усилитель. Действие накачки при этом в среднем эквивалентно уменьшению потерь, в результате чего амплитуда вынужденных колебаний от внеш. источника (сигнала) возрастает, и мощность $P_{вых}$, выделяемая в нагрузке, может превышать мощность сигнала $P_{вх}$, поступающую в контур. Макс. значение коэфф. усиления в одноконтурном параметрическом усилителе равно $1/|1 - (m/m^*)|^2$. При $m \to m^*$ усиление неограниченно растёт и усилитель превращается в генератор. Недостаток

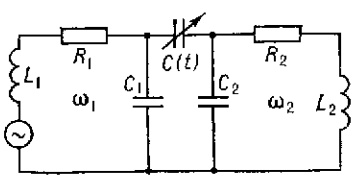


Схема двухконтурного параметрического усилителя.

такого усилителя заключается в зависимости коэфф. усиления от фазы усиливаемого сигнала по отношению к фазе «накачки», изменяющей ёмкость.

От этого недостатка свободны двухконтурные усилители (рис.), где по закону (1) обычно изменяется ёмкость связи между контурами $C(t)$, а частоты норм. колебаний ω_1, ω_2 удовлетворяют соотношению $\omega_н = \omega_1 \pm \omega_2$. Если связь между контурами слабая, а их добротности Q_1 и Q_2 достаточно велики, то значения ω_1 и ω_2 близки к собств. частотам контуров. Один из них настраивается на частоту входного сигнала, а другой («холостой») — на разностную частоту $\omega_2 = \omega_н - \omega_1$. Выходная нагрузка может быть включена как в первый контур (усиление на частоте сигнала), так и во второй (усиление с преобразованием частоты). Коэфф. усиления при этом хотя и различны, но в обоих случаях пропорц. $1/(1 - m/m^*)^2$, где теперь $m^* = \sqrt{\frac{C_1 C_2}{C^2 Q_1 Q_2}}$ (C_1, C_2 — ёмкости контуров), и при $m \to m^*$, как и в одноконтурном усилителе, наступает самовозбуждение (регенеративные усилители).

В др. случае, когда «холостой» контур настраивается на суммарную частоту $\omega_2 = \omega_н + \omega_1$, самовозбуждение невозможно; энергия сигнала и накачки преобразуется в энергию колебаний на частоте ω_2, в результате возможно усиление колебаний, снимаемых со второго контура, по сравнению с входным сигналом. Такой нерегенеративный усилитель-преобразователь имеет небольшой коэфф. усиления, однако его достоинствами явл. устойчивость и широкополосность. В двухконтурных усилителях обоих типов фаза колебаний в «холостом» контуре автоматически устанавливается оптимальной для усиления, так что коэфф. усиления не зависит от фазы сигнала.

Возможность создания параметрич. генератора и усилителя эл.-магн. колебаний была выяснена Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси (1931—1933). Они разработали параметрич. машины (ёмкостные и индуктивные), преобразующие механич. энергию в электрическую за счёт изменений C или L (при вращении вала), приводящих к параметрической генерации. Однако практич. применение параметрические устройства получили в 50-е гг., когда появились полупроводниковые параметрич. диоды, ёмкость к-рых зависит от приложенного запирающего напряжения, и были изучены св-ва *сегнетоэлектриков* (конденсатор с сегнетоэлектриком — переменная ёмкость), *ферритов* и *сверхпроводников* (переменная индуктивность). Неродич. изменение параметров достигается подключением к системе источника «накачки» с частотой $\omega_н$.

В высокочувствит. приёмных устройствах СВЧ диапазона, используемых в системах радиолокации, радиоастрономии и др., применяются двухконтурные параметрич. усилители, обладающие низким уровнем собств. шумов в сочетании с простотой и надёжностью конструкции. В качестве колебат. систем в СВЧ диапазоне используются *объёмные резонаторы* и элементы волноводной техники, а в ка-

честве переменных ёмкостей — ВЧ параметрич. диоды. Для дополнит. снижения собств. шумов применяется охлаждение до темп-р жидкого гелия. Используются также электронолучевые параметрические усилители, в к-рых усиление сигнала достигается модуляцией электронного пучка. Иногда применяются параметрические усилители бегущей волны в виде цепочки резонаторов с параметрич. диодами, по к-рой распространяется сигнал. При надлежащей настройке резонаторов в них можно получить усиление в широкой полосе частот.

В оптич. диапазоне для создания параметрич. генераторов и усилителей используются среды, параметры к-рых изменяются полем бегущей или стоячей волны накачки. В частности, если *диэлектрическая проницаемость* среды ε изменяется по закону:

$$\varepsilon(\boldsymbol{r}, t) = [1 + m\cos(\omega_н t - \boldsymbol{k}_н \boldsymbol{r})] \quad (2)$$

($\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки), то возможно усиление или генерация двух волн с частотами ω_1, ω_2 и волн. векторами $\boldsymbol{k}_1$, $\boldsymbol{k}_2$ при выполнении условий волн. синхронизма $\omega_н = \omega_1 \pm \omega_2$, $\boldsymbol{k}_н = \boldsymbol{k}_1 \pm \boldsymbol{k}_2$.

● Люиселл У., Связанные и параметрические колебания в электронике, пер. с англ., М., 1963; Эткин В. С., Гершензон Е. М., Параметрические системы СВЧ на полупроводниковых диодах, М., 1964; Регенеративные полупроводниковые параметрические усилители (Некоторые вопросы теории и расчета), М., 1965; Каплан А. Е., Кравцов Ю. А., Рылов В. А., Параметрические генераторы и делители частоты, М., 1966; Квантовая электроника, М., 1969, с. 339 (Маленькая энциклопедия).

Л. А. Островский, Н. С. Степанов.

ПАРАМЕТРИ́ЧЕСКИЙ ГЕНЕРА́ТОР СВЕ́ТА, источник когерентного оптич. излучения, в к-ром энергия мощной световой волны фиксированной частоты преобразуется в излучение более низкой частоты. Процесс преобразования осуществляется в нелинейной среде (в среде с нелинейной поляризацией) и имеет много общего с параметрич. возбуждением колебаний радиодиапазона. Параметрич. возбуждение в радиодиапазоне происходит в колебат. контуре при модуляции его параметров, обычно ёмкости. Периодич. изменение ёмкости с частотой накачки $\omega_н$ приводит к возбуждению в контуре колебаний с частотой $\omega_н/2$ (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*). Аналогично могут возбуждаться и световые колебания. Однако в этом случае параметрич. явления носят волн. характер и происходят не в контуре с нелинейным конденсатором, а в нелинейной среде. Последнюю можно представить в виде цепочки колебат. контуров с ёмкостью, модулированной бегущей световой волной. Световая волна большой интенсивности частоты $\omega_н$ (волна накачки), распространяясь в среде с квадратичной нелинейностью, модулирует её *диэлектрическую проницаемость* ε (см. *Нелинейная оптика*). Если электрич. поле волны накачки

$$E_н = E_{но}\sin(\omega_н t - \boldsymbol{k}\boldsymbol{r} + \varphi_{но}),$$

где $\boldsymbol{k}$ — *волновой вектор*, $\varphi_{но}$ — нач. фаза; $\boldsymbol{r}$ — пространств. координата точки, то ε среды также изменяется по закону бегущей волны:

$$\varepsilon = \varepsilon_0[1 + m\sin(\omega_н t - \boldsymbol{k}_н \boldsymbol{r} + \varphi_{но})].$$

Здесь $m = 4\pi\chi E_{но}/\varepsilon_0$ — глубина модуляции диэлектрич. проницаемости, χ — нелинейная диэлектрич. восприимчивость, характеризующая нелинейные св-ва среды, ε_0 — диэлектрич. проницаемость среды без накачки. В каждой точке среды, куда приходит волна накачки, возбуждаются световые колебания с частотами ω_1 и ω_2, связанные с $\omega_н$ соотношением: $\omega_н = \omega_1 + \omega_2$ (аналогично параметрич. возбуждению колебаний радиочастоты в двухконтурной системе). Волна накачки отдаёт им свою энергию наиболее эффективно, если во всей области вз-ствия волн между фазами волн сохраняется соотношение:

$$\Psi_н(\boldsymbol{r}) = \varphi_1(\boldsymbol{r}) + \varphi_2(\boldsymbol{r}). \quad (1)$$

Т. к. в бегущих волнах фазы изменяются в пр-ве по закону $\Psi(\boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{k}\boldsymbol{r} + \varphi_0$, то из (1) следует т. н. условие фазового (или волнового) синхронизма:

$$\boldsymbol{k}_н = \boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2. \quad (2)$$

Соотношение (2) означает, что волн. векторы волны накачки $\boldsymbol{k}_н$ и возбуждаемых волн $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ образуют треугольник, причём $\boldsymbol{k}_н \leqslant \boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2$. Равенство соответствует распространению волн в одном направлении.

При фазовом синхронизме амплитуды возбуждаемых волн по мере их распространения в глубь среды непрерывно увеличиваются:

$$E = E_0 \exp\left[\left(\frac{m}{2}\sqrt{k_1 k_2} - \delta\right)x\right], \quad (3)$$

где δ — коэфф. затухания волны в обычной (линейной) среде, x — расстояние, проходимое световой волной в среде. Параметрич. возбуждение света происходит, если поле накачки превышает порог: $E_{но} > \delta/\pi x\sqrt{k_1 k_2}$. Условие синхронизма (2) выполняется, если показатели преломления $n_н$, n_1 и n_2 среды для частот $\omega_н$, ω_1 и ω_2 удовлетворяют неравенству:

$$[n_н - n_1]\omega_1 + [n_н - n_2]\omega_2 \leqslant 0. \quad (4)$$

В среде с норм. дисперсией, когда n увеличивается с ростом частоты ω, параметрич. генерация света неосуществима, т. к. $n_н > n_1$ и $n_н > n_2$. Для выполнения условия синхронизма необходимо, чтобы среда обладала аномальной дисперсией — полной: $n_н < n_1$, $n_н < n_2$ (рис. 1, *а*) или частичной: $n_1 < n_н < n_2$ (рис. 1, *б*).

Такой средой могут служить анизотропные кристаллы, в к-рых могут распространяться два типа волн — обыкновенная *o* и необыкновенная *e* (см. *Кристаллооптика*, *Двойное лучепреломление*). Условие фазового синхронизма может быть осуществлено, если использовать зависимость показателя преломления необыкновенной волны n^e в кристалле не только от частоты, но и от направления распространения. Напр., в одноосном отрицат. кристалле показатель преломления обыкновенной волны n^o больше n^e (волны накачки), зависящего от направления и распространения относительно оптич. оси кристалла. Если волн. векторы параллельны друг другу, то условию фазового синхронизма соответствует определ. направление в кристалле, вдоль к-рого:

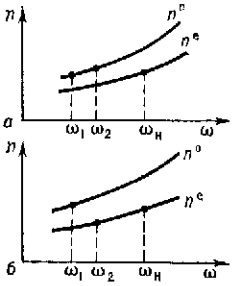


Рис. 1. Зависимость показателя преломления для обыкновенной n^o и необыкновенной n^e волн в одноосном кристалле от частоты ω в случае полной (*а*) и частичной (*б*) аномальной дисперсии.

$$n^e_н\omega_н = n^o_{\omega_1}\omega_1 + n^o_{\omega_н - \omega_1}(\omega_н - \omega_1),$$
$$n^e_н\omega_н = n^o_{\omega_2}\omega_2 + n^o_{\omega_н - \omega_2}(\omega_н - \omega_2). \quad (5)$$

Угол $\vartheta_с$ между этим направлением и оптич. осью кристалла наз. углом синхронизма. Он зависит от частот накачки $\omega_н$ и одной из возбуждаемых волн ω_1 или ω_2. Изменяя угол ϑ между направлением распространения волны накачки и оптич. осью кристалла, т. е. повороте кристалла, можно осуществить синхронизм для разных пар частот ω_1 и ω_2, удовлетворяющих условию $\omega_1 + \omega_2 = \omega_н$.

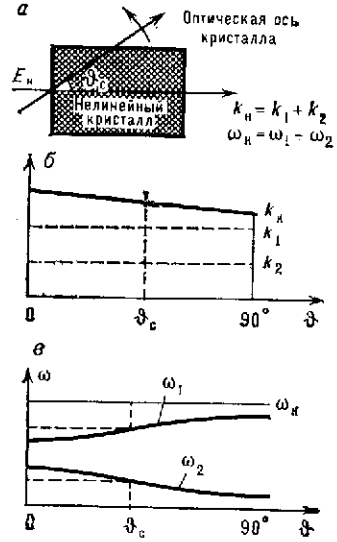


Рис. 2. *а* — условие синхронизма в нелинейном кристалле, $\vartheta_с$ — угол синхронизма; *б* — изменение длин волн. векторов необыкновенной волны накачки $k_н$ и обыкновенных волн k_1 и k_2 при повороте кристалла; *в* — зависимость частот ω_1 и ω_2, для к-рых выполняется условие синхронизма, от ϑ.

рачивая кристалл, можно перестраивать частоту П. г. с. (рис. 2). Существуют и др. способы перестройки частоты П. г. с., связанные с зависимостью n от темп-ры, внеш. электрич. поля и т. д.

Нарастание амплитуд синхронно возбуждаемых волн с расстоянием по экспоненциальному закону (3) происходит в П. г. с. бегущей волны. Однако в таких П. г. с. достаточно большую мощность излучения на перестраиваемых частотах можно получить в очень протяжённых кристаллах диаметром порядка десятков или сотен см. Для увеличения мощности П. г. с. нелинейный кристалл помещают внутри *оптического резонатора*, благодаря чему волны пробегают кристалл многократно, т. е. за время действия импульса накачки увеличивается эфф. длина кристалла (рис. 3). В процессе возбуждения световых колебаний в резонаторном П. г. с. их амплитуды нарастают во времени до тех пор, пока от волны накачки не будет забираться значит. доля энергии. Перестройка частоты резонаторного П. г. с. происходит небольшими

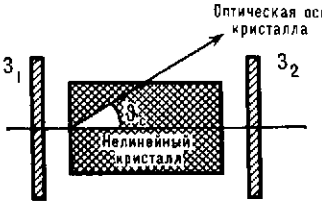


Рис. 3. Схема резонаторного параметрич. генератора света: $З_1$ и $З_2$ — зеркала, образующие резонатор для обеих генерируемых волн или для одной из них.

скачками, определяемыми разностью частот, соответствующих продольным модам резонатора. Плавную перестройку частоты можно осуществить, комбинируя повороты кристалла, его нагрев, воздействие внеш. электрич. поля с изменением параметров резонатора. Существуют однорезонаторные схемы П. г. с., в к-рых резонатор имеется только для одной из возбуждаемых световых волн, и двухрезонаторные схемы П. г. с., где есть резонаторы для обеих возбуждаемых волн.

П. г. с. предложен в 1962 С. А. Ахмановым и Р. В. Хохловым. В 1965 созданы первые П. г. с. Джорджмейном и Миллером (США) и несколько позднее Ахмановым и Хохловым с сотрудниками. Источником накачки в П. г. с. служит *лазер*. Особое значение П. г. с. имеют для ИК области спектра. П. г. с. работают в диапазонах длин волн 1,45—4,2 мкм, 8—10 мкм и 16 мкм. П. г. с. обеспечивают перестройку частоты в пределах 10—20%. Уникальные хар-ки П. г. с.: когерентность излучения, узость спектр. линий, высокая мощность, плавная перестройка частоты — делают его одним из осн. приборов *нелинейной спектроскопии* (активная спектроскопия и др.), а также позволяют использовать его для селективного воздействия на в-во, в частности на биол. объекты.

● Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Параметрические усилители и генераторы света, «УФН», 1966, т. 88, в. 3, с. 439; Ярив А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Квантовая электроника, М., 1969 (Маленькая энциклопедия); Черникс Ф., Мидвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976.

А. П. Сухоруков.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС, явление раскачки колебаний при периодич. изменении параметров тех элементов колебат. системы, в к-рых сосредоточивается энергия колебаний (реактивные или энергоёмкие параметры). П. р. возможен в колебат. системах различной физ. природы. Напр., в *колебательном контуре* реактивными параметрами явл. ёмкость C и индуктивность L, в к-рых запасены электрич. энергия $W_э = \frac{q^2}{2C}$ и магн. энергия $W_м = \frac{LI^2}{2}$ (q — заряд на обкладках конденсатора, I — ток в катушке индуктивности). Собств. колебания в контуре без потерь с постоянными C и L происходят с частотой $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. При этом полная энергия $W = W_э + W_м$, запасённая в контуре, остаётся неизменной, происходит лишь её периодич. трансформация из электрич. в магнитную и обратно с частотой $2\omega_0$. Изменение параметров C и L, сопровождающееся затратой работы внеш. сил (н а к а ч к а), приводит к изменению полной энергии системы. Если ёмкость C изменить скачком (за время, малое по сравнению с периодом собств. колебаний $T_0 = 2\pi/\omega_0$) (рис. 1, *а*), то заряд q скачком

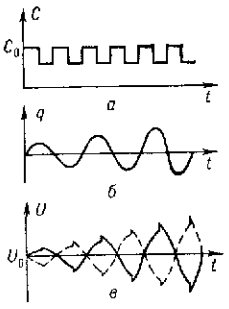


Рис. 1. Связь между изменениями ёмкости C конденсатора (*а*), заряда q на его обкладках (*б*) и напряжения U(*в*) при параметрич. резонансе в колебат. контуре.

измениться не может (иначе ток $I = \frac{dq}{dt} \to \infty$, рис. 1, *б*). В результате напряжение на ёмкости $U = q/C$ и электрич. энергия $W_э = \frac{q^2}{2C}$ изменяются обратно пропорц. C, причём совершаемая при этом работа пропорц. q^2. Если изменять ёмкость C периодически в такт с изменениями $W_э$ (обусловленными собств. колебаниями), уменьшая её в моменты, когда $|q|$ и $W_э$ максимальны, и увеличивая, когда эти величины равны нулю (рис. 1), то в среднем за период над системой совершается работа и, следовательно, полная энергия и амплитуда колебаний будут монотонно нарастать.

Раскачка колебаний возможна при изменении C или L по любому периодич. закону с периодом $T_н$ или частотой $\omega_н$, определяемыми соотношениями:

$$T_н \approx n\frac{T_0}{2}, \quad \omega_н = \frac{\omega_0}{2n}, \qquad (1)$$

где n — целое число. Наиболее эфф. раскачка имеет место при $n = 1$, когда частота накачки $\omega_н$ равна частоте колебаний $W_э$ и $W_м$ в системе ω_0. Нарастание колебаний возможно не только при точном выполнении соотношения (1), но и в нек-рых конечных интервалах значений $\omega_н$ вблизи ω_0 (в зонах неустойчивости), ширина зон тем больше, чем сильнее изменяются параметры C и L. Изменение параметра, напр. ёмкости C, характеризуют величиной $m = \frac{C_{макс} - C_{мин}}{C_{макс} + C_{мин}}$, наз. глубиной изменения параметра (рис. 2).

П. р. приводит к нарастанию малых нач. возмущений, напр. неизбежных

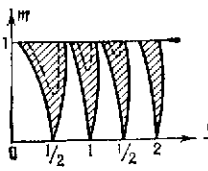


Рис. 2. Области значений m, в к-рых возможен параметрич. резонанс; ω_0 — частота собств. колебаний, $\omega_н$ — частота накачки (изменения параметра).

во всякой системе флуктуаций, среди к-рых всегда найдётся составляющая с подходящей фазой по отношению к фазе изменения параметров, т. е. к самовозбуждению колебаний. В отсутствии потерь энергии самовозбуждение наступает при сколь угодно малом изменении параметров. Если же в системе имеются потери (напр., в контуре присутствует сопротивление R), то самовозбуждение происходит только при достаточно больших изменениях C или L, когда параметрич. накачка энергии превосходит потери. Зоны неустойчивости при этом соответственно уменьшаются или даже исчезают совсем (при больших потерях). Нарастание колебаний при П. р. не происходит беспредельно, а ограничивается при достаточно больших амплитудах разл. нелинейными эффектами. Напр.: зависимость сопротивления R от тока в контуре может приводить к увеличению потерь по мере возрастания амплитуды колебаний, а зависимость ёмкости от напряжения на ней — к изменению периода собств. колебаний T_0 и в результате — к увеличению расстройки между значениями $\omega_н$ и $\omega_0/2n$. Равновесие наступает тогда, когда параметрич. накачка энергии в среднем за период компенсируется джоулевыми потерями (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Пример механич. системы, в к-рой возможен П. р.,— маятник в виде груза массы m, подвешенного на нити, длину l к-рой можно изменять (рис. 3). Маятник с неподвижной точкой подвеса совершает собств. колебания с частотой $\omega_0 = \sqrt{g/l}$, причём сила натяжения нити (равная по величине сумме центробежной силы и составляющей силы тяжести, направленной

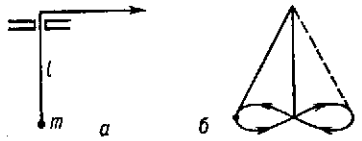


Рис. 3. *а* — устройство маятника с переменной длиной l подвеса; *б* — схема движения тела маятника за один период.

вдоль нити) максимальна в нижнем положении груза и минимальна в крайних. Поэтому если уменьшать l в нижнем и увеличивать в крайних положениях [при этом снова выполняется соотношение (1)], то работа внеш. силы, совершаемая в среднем за период, оказывается положительной и колебания могут раскачиваться. На П. р. основано самораскачивание на качелях, когда эфф. длина маятника периодически изменяется при приседаниях и вставаниях качающегося. П. р. учитывается в *небесной механике* при расчёте возмущений планетных орбит, вызванных влиянием др. планет.

В колебат. системах с неск. степенями свободы (напр., в системе из двух связанных контуров, маятников и др.) возможны *нормальные колебания* (моды) с разл. частотами ω_1, ω_2. Поэтому колебания энергии, запасённой в к.-л. реактивном элементе, содержат не только составляющие с частотами $2\omega_1$, $2\omega_2$, но и с частотами, равными суммам и разностям разл. нормальных частот. Соответственно нарастание колебаний здесь возможно как при выполнении условия (1) для любой из норм. частот, так и, напр., при изменении параметра с суммарной частотой:

$$\omega_н = \omega_1 + \omega_2. \qquad (2)$$

П. р. приводит к самовозбуждению обоих норм. колебаний с определ. соотношением фаз. Резонансная связь мод возможна также при $\omega_н = \omega_1 - \omega_2$, однако при этом вместо самовозбуждения происходит лишь периодич. перекачка энергии между модами. Соотношение (2) выражает закон сохранения энергии при распаде кванта «накачки» с энергией $\hbar\omega$ на два кванта: $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$. Отсюда следует также, что мощность $P_н$, поступающая в колебат. систему на частоте $\omega_н$, и мощности P_1, P_2 потребляемые на частотах ω_1 и ω_2, пропорц. соответствующим частотам (частный случай т. н. соотношений Мэнли — Роу):

$$\frac{P_н}{\omega_н} = \frac{P_1}{\omega_1} = \frac{P_2}{\omega_2}. \qquad (3)$$

В колебат. *системах с распределёнными параметрами*, обладающих бесконечным числом степеней свободы, также возможно возбуждение норм. колебаний в результате П. р. Классич. пример — опыт Мельде (1859), в к-ром наблюдалось возбуждение поперечных колебаний (стоячих волн) в струне, прикреплённой одним концом к ножке камертона,

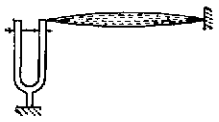


Рис. 4. Параметрич. возбуждение колебаний струны.

колебания к-рого периодически меняют натяжение струны (рис. 4) с частотой, вдвое большей частоты собств. поперечных колебаний. П. р. может приводить к раскачке изгибных колебаний вращающихся валов. Др. пример — опыт Фарадея (1831), в к-ром вертикальные колебания сосуда с водой приводят к возбуждению стоячей поверхностной волны с удвоенным периодом.

Существенная особенность П. р. в системах с распределёнными параметрами состоит в том, что его эффективность зависит от соотношения между законом изменения параметров системы в пр-ве и пространств. структурой колебаний (волн). Напр., если накачка, изменяющая параметры среды, представляет собой бегущую волну с частотой $\omega_н$ и *волновым вектором* $k_н$, то возбуждение пары норм. волн с частотами ω_1, ω_2 и волн. векторами k_1, k_2 осуществляется, если выполняются условия П. р. как во времени, так и в пр-ве:

$$\omega_н = \omega_1 + \omega_1;\ k_н = k_1 + k_2. \qquad (4)$$

На квант. языке эти условия, обобщающие (2), означают, что при распаде кванта накачки сохраняются как энергия, так и импульс ($\hbar k$). Нарастание амплитуд волн во времени и пр-ве (распадная неустойчивость) также ограничивается нелинейными эффектами: если значит. часть энергии накачки израсходована на возбуждение этих волн, то возможен обратный процесс — рост энергии накачки за счёт ослабления волн на частотах ω_1, ω_2; в среде без потерь такой обмен энергией происходит периодически. Параметрические и нелинейные резонансные вз-ствия волн характерны, напр., для разл. типов волн в *плазме*, мощных световых волн (см. *Параметрический генератор света*), волн в электронных пучках и др. волн. процессов.

● Мандельштам Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972; Хаяси Т., Нелинейные колебания в физических системах, пер. с англ., М., 1968; Каудерер Г., Нелинейная механика, пер. с нем., М., 1961, ч. 2, гл. 3; Силин В. П., Параметрический резонанс в плазме, М., 1965.

Л. А. Островский, Н. С. Степанов.

ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ (термодинамические параметры), физ. величины, характеризующие состояние термодинамич. системы: темп-ра, давление, уд. объём, намагниченность, электрич. поляризация и др. Различают э к с т е н с и в н ы е П. с., пропорц. массе системы, и и н т е н с и в н ы е П. с., не зависящие от массы системы. К экстенсивным П. с. относятся объём, *внутренняя энергия*, *энтропия*, *энтальпия*, *Гиббса энергия*, *Гельмгольца энергия* (свободная энергия), к интенсивным — давление, темп-ра, концентрация, магн. индукция и др. Не все П. с. независимы, так что равновесное состояние системы можно однозначно определить, установив значения огранич. числа П. с. (см. *Уравнение состояния*, *Гиббса правило фаз*).

ПАРАПРОЦЕ́СС (истинное намагничивание), возрастание абс. величины самопроизвольной намагниченности J_s ферро- и ферримагнетиков под действием внеш. магн. поля H. П. наступает после процессов «технич. намагничивания», связанных лишь с изменением направления векторов J_s, и наблюдается в полях, превышающих значение поля технич. магн. насыщения H_s (см. *Намагничивание*). П. обусловлен ориентацией в поле H элементарных носителей магнетизма (спиновых и орбитальных *магнитных моментов* атомов или ионов), оставшихся не повёрнутыми в направлении результирующей намагниченности вследствие «дезорганизующего» действия теплового движения. П.— завершающий этап намагничивания, на к-ром с увеличением H (если $H > H_s$) J_s стремится приблизиться к величине абс. насыщения J_0, т. е. к намагниченности, к-рую имел бы ферромагнетик при абс. нуле темп-ры (J_0 соответствует полной упорядоченности магн. моментов носителей магнетизма). При П. магн. поле, поворачивая магн. моменты атомов, вызывает изменение обменной энергии магнетика. В магнетиках с одной магн. подрешёткой (ферромагнетиках) П. максимален вблизи точки Кюри, где велика концентрация магн. моментов, дезориентированных тепловым движением. В магнетиках с неск. магн. подрешётками (ферримагнетиках, в частности *ферритах*) П. может быть велик и вдали от точки Кюри за счёт «ослабленных» обменных внутриподрешёточных и межподрешёточных вз-ствий.

● Белов К. П., Ферриты в сильных магнитных полях, М., 1972.

К. П. Белов.

ПАРАЭЛЕ́КТРИКИ, название неполярной фазы *сегнетоэлектриков* (выше точки фазового перехода).

ПАРАЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ РЕЗОНА́НС, резонансное поглощение радиоволн в тв. в-ве, связанное с ориентацией дипольных электрич. моментов составляющих его частиц во внешнем электрич. поле. П. р. наблюдается в тех случаях, когда существует неск. эквивалентных равновесных направ-

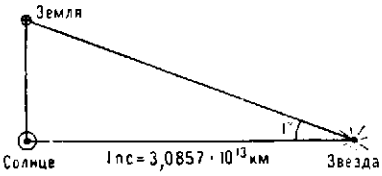
лений ориентации диполей, разделённых невысокими потенц. барьерами, допускающими туннелирование (см. *Туннельный эффект*) из одного равновесного положения в другое с частотой, лежащей в диапазоне СВЧ. Электрич. поле смещает и расщепляет уровни энергии такой частицы, изменяя частоту переходов между ними. П. р. наблюдается при темп-ре $T<10$ К в KCl с примесью ионов OH^-, CN^- или Li^+. В последнем случае дипольный момент возникает за счёт смещения примеси Li относительно центра занимаемого им места в решётке. П. р. используется для изучения внутрикристаллич. полей, определения типа примесных центров и др.

● Дейген М. Ф., Глинчук М. Д., Параэлектрический резонанс нецентральных ионов, «УФН», 1974, т. 114, в. 2, с. 185—211.

А. В. Францессон.

ПАРООБРАЗОВА́НИЕ, переход в-ва из конденсиров. фазы (жидкой или твёрдой) в газовую (*фазовый переход* I рода), для осуществления к-рого в-ву необходимо подвести определённое кол-во теплоты. Различают след. виды П.: *испарение* (П. со свободной поверхности конденсиров. фазы, в случае тв. тела — *сублимация*) и *кипение* (П., характеризующееся возникновением пузырьков с насыщенным паром и ростом пузырьков в объёме жидкости).

ПАРСЕ́К (пк, pc), единица длины, применяемая в астрономии; 1 пк = = 206 265 а. е. = $3{,}0857\cdot10^{16}$ м. Звезда, расположенная на расстоянии 1 пк, имеет годичный параллакс, равный 1″.



К определению парсека.

ПАРТО́НЫ (от лат. pars, род. падеж partis — часть), составляющие адронов, проявляющиеся в процессах с большой передачей четырёхмерного импульса, в частности в *глубоко неупругих процессах*.

В модели П. считается, что адрон участвует в реакциях лишь нек-рой своей частью (партоном), несущей долю x четырёхмерного импульса (4-импульса) адрона P, т. е. $P_{\text{партона}} = xP_{\text{адрона}}$. В первом приближении П. рассматриваются как точечные ч-цы, испытывающие только упругие соударения. Напр., глубоко неупругое рассеяние эл-на на протоне выглядит след. образом. Эл-н с 4-импульсом p упруго рассеивается на П. с 4-импульсом xP и приобретает 4-импульс p' (рис. 1). Далее рассеянный П. и «пассивный» остаток протона снова превращаются в адроны, образующие две *адронные струи*. Согласно закону сохранения 4-импульса, импульс рассеянного П. равен $q + xP$, где $q = p - p'$ — передача 4-импульса от эл-на к протону. Т. к. масса П. равна xM, где M — масса протона, то $(q+xP)^2 = x^2M^2c^4$. Отсюда следует, что

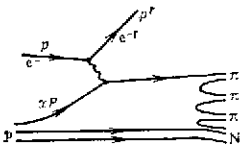


Рис. 1.

эл-н взаимодействует только с теми П., к-рые несут долю импульса $x = -q^2/2(Pq)$. Если число таких П. сорта a обозначить через $F_a(x)$, то сечение глубоко неупругого рассеяния будет равно:

$$\frac{d\sigma}{dq^2dx} = \sum_a F_a(x)\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{a+e^-\to a'+e'}, \quad (1)$$

где $d\sigma/dq^2$ (благодаря точечности П.) определяется ф-лой Мотта $d\sigma/dq^2 \sim e_a^2\hbar/cq^4$ (e_a — электрич. заряд П. сорта a). Т. о., формфактор глубоко неупругого рассеяния, определяемый как множитель при ф-ле Мотта, оказывается независящим от q^2. Это св-во сечения глубоко неупругого рассеяния было названо скейлингом Бьёркена (см. *Масштабная инвариантность*).

Широкое распространение получила гипотеза, отождествляющая П. с кварками и глюонами. Существует неск. косвенных эксперим. указаний в пользу этой гипотезы, однако прямые доказательства (измерения ср. электрич. и ср. барионного зарядов адронных струй) пока отсутствуют. Комбинируя сечения глубоко неупругого рассеяния в пучках нейтрино и антинейтрино, к-рые взаимодействуют с разными кварками ($\nu_\mu + p \to \mu^- + X$, $\bar\nu_\mu + p \to \mu^+ + X$), можно получить распределения по импульсам всех кварков и антикварков по отдельности (рис. 2). Оказалось, что суммарный импульс всех кварков и антикварков в протоне составляет ок. 50% импульса протона, т. е. половина его импульса связана с нейтральными составляющими, названными *глюонами*.

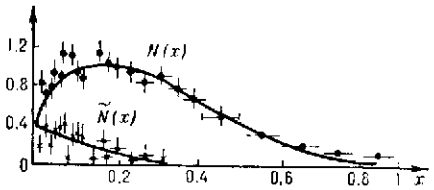


Рис. 2. Распределение кварков $N(x)$ и антикварков $\bar N(x)$ в протоне.

Аналогично в модели П. рассматриваются и др. процессы с большой передачей 4-импульса: рождение в адрон-адронных соударениях пары $\mu^+\mu^-$ с большой относит. энергией, рождение адронов с большим поперечным импульсом и т. д. Сечение каждого из них определяется [подобно (1)] распределением П. в адроне, к-рое не зависит от типа процесса, и сечением партонного подпроцесса, к-рое вычисляется. Это позволяет установить связь между разл. процессами.

Партонная модель получила в 70-х гг. обоснование в рамках квант. теории поля. Она оказалась связанной с достаточно быстрым убыванием *эффективного заряда* при уменьшении расстояния (r): $G_{\text{эфф}}(r) < C/\ln(r_0/r)$, где C и r_0 — нек-рые константы. Такое поведение характерно для теорий с размерной константой связи [g] = $=\text{см}^{-1}$ (в ед. $\hbar = 1$, $c = 1$). Для теорий с логарифмич. убыванием эфф. заряда (*асимптотическая свобода* в *квантовой хромодинамике*) в ф-циях распределения остаётся слабая зависимость от q^2, нарушающая скейлинг Бьёркена. При этом оказывается, что число «медленных» П. ($x \ll 1$) с ростом q^2 должно возрастать, а число «быстрых» ($x \sim 1$) — убывать. Подобная тенденция в поведении ф-ций распределения наблюдается экспериментально.

● Дрелл С., Партоны и глубоко неупругие процессы при высоких энергиях, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, в. 2.

А. В. Ефремов.

ПАРЦИА́ЛЬНАЯ ВОЛНА́, волна с определённым орбит. моментом. См. *Рассеяние микрочастиц*.

ПАРЦИА́ЛЬНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ (от позднелат. partialis — частичный), давление, к-рое имел бы газ, входящий в состав газовой смеси, если бы он один занимал объём, равный объёму смеси при той же темп-ре. Общее давление смеси газов равно сумме П. д. отд. составляющих смеси (см. *Дальтона законы*). Пространств. неоднородность П. д. определяет течение процессов *диффузии* данного газа, абсорбции, растворения и распределения его между двумя частями системы, разделёнными проницаемой для данного газа перегородкой (см. *Осмос*).

ПАРЦИА́ЛЬНОЕ СЕЧЕ́НИЕ, эффективное *сечение* рассеяния ч-ц с определённым орбит. моментом. См. *Рассеяние микрочастиц*.

ПАСКА́ЛЬ (Па, Pa), единица СИ давления и механич. напряжения. Назв. в честь франц. учёного Б. Паскаля (B. Pascal). 1 Па равен давлению, создаваемому силой 1 Н, равномерно распределённой по поверхности площадью 1 м². 1 Па = 1 Н/м² = 10 дин/см² = $=0{,}102$ кгс/м² $=10^{-5}$ бар $=9{,}87\times$ $\times10^{-6}$ атм $=7{,}50\cdot10^{-3}$ мм рт. ст. = $=0{,}102$ мм вод. ст.

ПАСКА́ЛЬ-СЕКУ́НДА (Па·с, Pa·s), единица СИ динамич. вязкости; 1 Па·с равен динамич. вязкости среды, в к-рой при ламинарном течении и при разности скоростей слоёв, находящихся на расстоянии 1 м по нормали к направлению скорости, равной 1 м/с, касательное напряжение равно 1 Па. 1 Па·с = 10 пуаз = 0,102 кгс·с/м².

ПАСКА́ЛЯ ЗАКО́Н, закон *гидростатики*, согласно к-рому давление на поверхности жидкости, произведённое внеш. силами, передаётся жидкостью одинаково во всех направлениях. Установлен франц. учёным Б. Паскалем (опубл. в 1663). П. з. имеет большое значение для техники, напр. он используется в гидравлич. прессе.

ПА́УЛИ ПРИ́НЦИП, фундаментальный закон природы, заключающийся в том, что две тождеств. ч-цы с полуцелым *спином* не могут одновременно находиться в одном состоянии. Сформулирован в 1925 швейц. физиком В. Паули (W. Pauli) для эл-нов в атоме и назван им принципом запрета, затем распространён на любые *фермионы*. В 1940 Паули показал, что принцип запрета — следствие существующей в релятив. квант. механике связи спина и статистики: ч-цы с полуцелым спином подчиняются *Ферми — Дирака статистике*, поэтому волн. ф-ция системы одинаковых фермионов должна быть антисимметричной относительно перестановки любых двух фермионов; отсюда и следует, что в одном состоянии может находиться не более одного фермиона.

П. п. сыграл решающую роль в понимании закономерностей заполнения электронных оболочек атома, послужил исходным пунктом для объяснения ат. и мол. спектров. Фундаментальна роль П. п. в квант. теории тв. тела и ат. ядра, а также в теории яд. реакций и реакций между элем. ч-цами.

● Теоретическая физика 20 века. [Памяти В. Паули. Переводы], М., 1962.

В. П. Павлов.

ПА́УЛИ УРАВНЕ́НИЕ, уравнение нерелятивистской квант. механики, описывающее движение заряж. ч-цы со спином $^1/_2$ (напр., эл-на) во внеш. эл.-магн. поле. Предложено швейц. физиком В. Паули в 1927.

П. у. явл. обобщением *Шрёдингера уравнения*, учитывающим наличие у ч-цы собств. механич. момента — спина. Ч-ца со спином $^1/_2$ может находиться в двух разл. спиновых состояниях с проекциями спина $+^1/_2$ и $-^1/_2$ на нек-рое направление, принимаемое обычно за ось z. В соответствии с этим волн. функция ч-цы $\psi(\boldsymbol{r}, t)$ (где $\boldsymbol{r}$ — координата ч-цы, t — время) явл. двухкомпонентной, что принято записывать в виде матрицы-столбца:

$$\psi(\boldsymbol{r}, t) = \begin{pmatrix} \psi_1(\boldsymbol{r}, t) \\ \psi_2(\boldsymbol{r}, t) \end{pmatrix};$$

такая ф-ция наз. с п и н о р о м. Проекции спина $^1/_2$ отвечает случай $\psi=\psi_1$, $\psi_2=0$, а $-^1/_2$ — случай $\psi=\psi_2$, $\psi_1=0$. Во внеш. маги. поле (с напряжённостью $\boldsymbol{H}$) компоненты волн. ф-ции «перемешиваются», что соответствует изменению направления спина.

В частном случае пост. однородного маги. поля (направление к-рого принимают за ось z) П. у. можно представить в виде системы ур-ний для ф-ций ψ_1 и ψ_2:

$$H_0\psi_1 - \frac{e\hbar}{2mc} H\psi_1 = \mathcal{E}\psi_1 \quad \text{для } s_z = +^1/_2,$$

$$H_0\psi_2 + \frac{e\hbar}{2mc} H\psi_2 = \mathcal{E}\psi_2 \quad \text{для } s_z = -^1/_2. \qquad (*)$$

Здесь H_0 совпадает с *гамильтонианом*, входящим в ур-ние Шрёдингера для заряж. ч-цы во внеш. эл.-магн. поле, e и m — заряд и масса ч-цы, $\mathcal{E}$ — возможные (собственные) значения её энергии. Т. о., энергия эл-на зависит от ориентации спина по отношению к магн. полю. Этот факт можно интерпретировать как наличие у эл-на собственного (спинового) магн. момента $\mu = e\hbar/2mc$. Вторые члены в (*) соответствуют потенц. энергии вз-ствия этого магн. момента μ с полем H, равной для слабых полей (как и в классич. физике) $-\mu_H H$, где μ_H — проекция μ на направление поля $\boldsymbol{H}$. Т. к. спин эл-на в размерных единицах равен $^1/_2\hbar$, то отношение спинового магн. момента к механич. (гиромагн. отношение, или *магнитомеханическое отношение*) равно e/mc, т. е. в два раза больше гиромагн. отношения для орбит. моментов. П. у. естеств. образом вытекает из релятив. *Дирака уравнения*, если считать, что скорость эл-на (v) мала по сравнению с c, и ограничиться первым приближением по v/c. *Д. В. Гальцов.*

ПА́ШЕНА ЗАКО́Н устанавливает, что наименьшее напряжение зажигания газового разряда между двумя плоскими электродами есть величина постоянная (характерная для данного газа) при одинаковых значениях произведения pd, где p — давление газа, d — расстояние между электродами. Сформулирован нем. физиком Ф. Пашеном (F. Paschen) в 1889. П. з.— частный случай закона подобия газовых разрядов: явления в разряде протекают одинаково, если при увеличении или уменьшении давления газа во столько же раз уменьшить или, соответственно, увеличить размеры разрядного промежутка, сохраняя его форму геометрически подобной исходной. П. з. справедлив с тем большей точностью, чем меньше p и d. См. также *Зажигания потенциал*.

● См. лит. при ст. *Электрические разряды в газах*.

ПА́ШЕНА СЕ́РИЯ, см. *Спектральные серии*.

ПА́ШЕНА — БА́КА ЭФФЕ́КТ, состоит в том, что в сильных магн. полях сложное зеемановское расщепление спектр. линий переходит в простое (см. *Зеемана эффект*). Сильными следует считать маги. поля, вызывающие расщепление *уровней энергии*, сравнимое с мультиплетным (см. *Тонкая структура*) и превосходящее его. В таких полях происходит упрощение картины расщепления — наблюдается расщепление линии на три компоненты (зеемановский триплет). Обнаружено Ф. Пашеном и нем. физиком Э. Баком (E. Back) в 1912.

ПЕКЛЕ́ ЧИСЛО́ [по имени франц. учёного Ж. К. Пекле (J. C. Péclet)], безразмерное число, являющееся *подобия критерием* для процессов конвективного теплообмена. П. ч. $Pe = vl/a = c_p\rho v l/\lambda$, где l — характерный линейный размер поверхности теплообмена, v — скорость потока жидкости относительно поверхности теплообмена, a — коэфф. температуропроводности, c_p — теплоёмкость при пост. давлении, ρ — плотность и λ — коэфф. теплопроводности жидкости. Число Pe характеризует отношение между конвективным и мол. процессами переноса теплоты в потоке жидкости. При малых значениях Pe преобладает мол. теплопроводность, а при больших — конвективный перенос теплоты. П. ч. связано с *Рейнольдса числом* Re и *Прандтля числом* Pr соотношением $Pe = Re \cdot Pr$.

ПЕЛЛЕТРО́Н, см. в ст. *Электростатический генератор*.

ПЕЛЬТЬЕ́ ЭФФЕ́КТ, выделение или поглощение теплоты при прохождении электрич. тока I через контакт двух разл. проводников. Выделение теплоты сменяется поглощением при изменении направления тока. Открыт франц. физиком Ж. Пельтье (J. Peltier) в 1834. Кол-во теплоты $Q_П = \Pi I$, где Π — к о э ф ф и ц и е н т П е л ь т ь е, равный: $\Pi = T\Delta\alpha$. Здесь T — абс. темп-ра, $\Delta\alpha$ — разность термоэлектрич. коэфф. проводников.

П. э. объясняется тем, что ср. энергия носителей тока зависит от их энергетич. спектра, концентрации и механизмов их рассеяния и поэтому в разных проводниках различна. При переходе из одного проводника в другой эл-ны либо передают избыточную энергию атомам, либо пополняют недостаток энергии за их счёт. В первом случае вблизи контакта выделяется, а во втором поглощается теплота Пельтье. При переходе эл-нов из *полупроводника* в *металл* энергия эл-нов проводимости ПП значительно выше уровня Ферми металла, и эл-ны отдают свою избыточную энергию. При противоположном направлении тока из металла в ПП могут перейти только те эл-ны, энергия к-рых выше дна зоны проводимости ПП. Тепловое равновесие в металле при этом нарушается и восстанавливается за счёт тепловых колебаний крист. решётки. При этом поглощается теплота Пельтье. На контакте двух ПП или двух металлов также выделяется (или поглощается) теплота Пельтье вследствие того, что ср. энергия носителей заряда по обе стороны контакта различна.

П. э. используется для охлаждения в холодильных установках и в некрых электронных приборах.

● См. лит. при ст. *Термоэлектрические явления*.

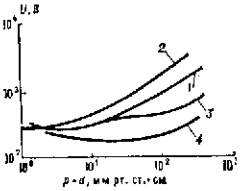
Л. С. Стильбанс.

ПЕ́ННИНГА РАЗРЯ́Д, *тлеющий разряд* в продольном магн. поле. Впервые

исследован голл. физиком Ф. Пеннингом (F. Penning) в 1937. Из-за большой длины пути эл-нов, движущихся по спиральным траекториям вокруг силовых линий магн. поля, значительно возрастает вероятность ионизации, что обеспечивает существование разряда при низких давлениях p, вплоть до 10^{-5}—10^{-6} мм рт. ст. Значение $p_{мин}$ сильно зависит от конструкции разрядного устройства. Часто применяются коаксиальные системы, в к-рых П. р. может существовать вплоть до 10^{-13}мм рт. ст. П. р. используется в нек-рых типах вакуумметров, а также в эл.-маги. сорбционных *вакуумных насосах*.

Л. А. Сена.

ПЕННИНГА ЭФФЕКТ, снижение *зажигания потенциала* разряда в газе, обусловленное присутствием примеси другого газа, потенциал ионизации к-рого ниже энергии возбуждения метастабильного уровня осн. газа. Объяснение этого эффекта дано Ф. Пеннингом в 1928. В отсутствии примеси эл-ны, ускоренные в электрич. поле, отдают свою энергию атомам, переводя их в метастабильное состояние. Вследствие этого вероятность ионизации электронным ударом мала и напряжение зажигания оказывается высоким. При наличии примеси происходят столкновения возбуждённых метастабильных атомов осн. газа с атомами примеси, в результате чего последние ионизуются за счёт энергии, освобождающейся при переходе метастабильных атомов в основное состояние (см. *Удары второго рода*). Появление такой дополнит. ионизации приводит к снижению эфф. потенциала ионизации среды и, следовательно, к снижению напряжения зажигания разряда U. На рис. представлена зависимость U (в логарифмич. масштабе) от произведения давления газа p на расстояние d между электродами в чистом неоне (1), чистом аргоне (2), неоне с примесью $5\cdot10^{-4}$% аргона (3) и неоне с примесью 0,1% аргона (4).



Л. А. Сена.

ПЕНТАПРИЗМА, см. *Отражательные призмы*.

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ, один из двух осн. законов *термодинамики*, представляет собой закон сохранения энергии для систем, в к-рых существ. значение имеют тепловые процессы. П. н. т. было сформулировано в сер. 19 в. в результате работ нем. учёного Ю. Р. Майера, англ. физика Дж. П. Джоуля и нем. физика Г. Гельмгольца (см. *Энергии сохранения закон*). Согласно П. н. т., термодинамич. система может совершать работу только за счёт своей внутр. энергии или к.-л. внеш. источников энергии. П. н. т. часто формулируют как невозможность существования *вечного двигателя* 1-го рода, к-рый совершал бы работу, не черпая энергию из к.-л. источника.

При сообщении термодинамич. системе нек-рого кол-ва теплоты Q в общем случае изменяется её *внутренняя энергия* на ΔU и система совершает *работу* A:

$$Q=\Delta U+A. \qquad (1)$$

Ур-ние (1), выражающее П. н. т., явл. определением изменения внутр. энергии системы (ΔU), т. к. Q и A — независимо измеряемые величины. Внутр. энергию системы ΔU можно, в частности, найти, измеряя работу системы в адиабатич. процессе (т. е. при Q—0): $A_{ад}=-\Delta U$, что определяет U с точностью до нек-рой аддитивной постоянной U_0:

$$U=\Delta U+U_0. \qquad (2)$$

П. н. т. утверждает, что U явл. *функцией состояния* системы, т. е. каждое состояние термодинамич. системы характеризуется определ. значением U, независимо от того, каким путём система приведена в данное состояние (в то время как значения Q и A зависят от процесса, приведшего к изменению состояния системы). При исследовании термодинамич. свойств физ. системы П. н. т. обычно применяется совместно со *вторым началом термодинамики*.

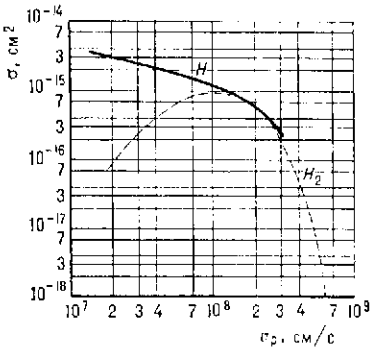
● Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; Путилов К. А., Термодинамика, М., 1971; Гельфер Я. М., История и методология термодинамики и статистической физики, 2 изд., М., 1981.

ПЕРЕБРОСА ПРОЦЕССЫ, процессы столкновения *квазичастиц* в кристалле, при к-рых их суммарный *квазиимпульс* изменяется на величину $2\pi\hbar\boldsymbol{b}$, где $\boldsymbol{b}$ — вектор *обратной решётки*. П. п.— результат периодичности расположения атомов в кристалле.

ПЕРЕГРЕВ, 1) нагрев жидкости выше её точки кипения (при данном давлении) или нагрев твёрдого крист. в-ва выше темп-ры его *фазового перехода* из одной модификации в другую (напр., ромбич. серы в моноклинную). Перегретое в-во находится в неустойчивом, *метастабильном состоянии*. Практически при всяком фазовом переходе, связанном с поглощением или отдачей теплоты, небольшой П. или переохлаждение необходимы для того, чтобы процесс шёл с конечной скоростью. 2) Нагрев пара выше темпры насыщения при том же давлении. Водяной перегретый пар широко применяется в теплотехнике.

ПЕРЕГРЕТЫЙ ПАР, пар, имеющий темп-ру выше темп-ры насыщения при том же давлении (см. *Насыщенный пар*). П. п. служит рабочим телом в тепловых двигателях, турбинах и т. д.

ПЕРЕЗАРЯДКА ИОНОВ, взаимодействие положит. ионов с нейтр. атомами (молекулами) или поверхностью тв. тела, сопровождающееся обменом эл-нами между взаимодействующими ч-цами. П. и. в газах и жидкостях происходит по схеме $A^++B^0\to A^0+B^+$ (верхние индексы указывают заряд ч-цы). Если при П. и. внутр. энергия системы взаимодействующих ч-ц не меняется, П. и. наз. р е з о н а н с н о й. Таким процессом явл., напр., обмен эл-ном между атомарным ионом и атомом того же элемента (или между мол. ионом и молекулой того же в-ва). Вероятность П. и., определяемая её эфф. поперечным *сечением*, зависит от рода ч-ц A и B и скорости их относит. движения, а также от параметра $a\Delta E/h\upsilon$ (a — размер ионизуемой ч-цы, ΔE — изменение внутр. энергии, υ — относит. скорость ч-ц). При уменьшении υ сечение П. и. сильно уменьшается для нерезонансной П. и. (когда $a\Delta E/h\upsilon\gg1$) и монотонно



Эфф. сечения перезарядки ионов водорода (протонов) в атомном (резонансная перезарядка) и молекулярном (нерезонансная перезарядка) водороде; υ — относит. скорости сталкивающихся ч-ц.

возрастает для резонансной. Типичный пример — перезарядка протонов на атомарном и мол. водороде (рис.). Процессы П. и. могут играть существ. роль в балансе ч-ц высокотемпературной *плазмы*.

Возможна также резонансная П. и. с образованием нейтр. атома (молекулы) не в *основном состоянии*, а в *возбуждённом состоянии*, когда эл-н захватывается на один из свободных верхних *уровней энергии*.

П. и. вблизи поверхности металла (с захватом эл-на ионом из металла) происходит аналогично П. и. в газах. Особый вид П. и.— захват двух эл-нов с образованием отрицат. иона — возможен для положит. атомарных или мол. ионов газов, для к-рых характерно *сродство к электрону*.

Осн. роль в механизме П. и. играет *туннельный эффект*. П. и. широко используется в разл. вариантах активной и пассивной *диагностики плазмы*. См. также *Ионизация*, *Столкновения атомные*.

● См. лит. при ст. *Ионизация*.

ПЕРЕЗАРЯДКИ РЕАКЦИЯ, *ядерная реакция* типа (p, n), (n, p), (π^+, π^0), (π^-, π^0) и др.

ПЕРЕЗАРЯДНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ (тандем), *высоковольтный ускоритель*, в к-ром благодаря перезарядке уско-

ряемых ч-ц (изменению знака, а иногда и величины заряда) одно и то же ускоряющее напряжение используется дважды: отрицат. ионы ускоряются при движении к положительно заряженному высоковольтному электроду В, а положит. ионы, образовавшиеся после перезарядки,— при движении от него (рис. 1). Образующиеся после перезарядки ч-цы с различным

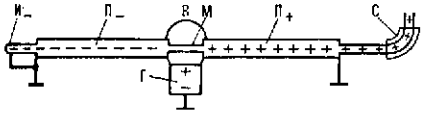


Рис. 1. Одинарный тандем: И — источник отрицат. ионов; Г — высоковольтный генератор; В — высоковольтный электрод; М — перезарядная мишень; $П_-$ — пучок отрицат. ионов; $П_+$ — пучок положит. ионов; С — сепаратор.

Z_+ ускоряются до разных энергий, поэтому для их разделения после ускорения требуется сепаратор — магнит с полем, перпендикулярным направлению движения ч-ц (см. *Масс-спектрометр*). Энергия ч-ц на выходе П. у. равна $\mathcal{E}=eu(Z_++Z_-)$, где u — напряжение высоковольтного генератора, а Z_- и Z_+ — числа элементарных зарядов ч-цы до и после перезарядки (обычно $Z_-=1$). Дополнит. преимущество П. у.— нулевой потенциал ионного источника. Добавление ещё одного генератора противоположной полярности (двойной тандем, рис. 2) позволяет повысить энергию ч-ц до величины $\mathcal{E}=eu(Z_++2Z_-)$.

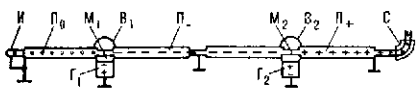


Рис. 2. Двойной тандем: И — источник нейтр. ч-ц; $П_0$ — пучок нейтр. ч-ц; $Г_1$ — высоковольтный генератор первого ускорителя, $В_1$ — его высоковольтный электрод; $Г_2$ — генератор второго ускорителя; $В_2$ — второй высоковольтный электрод; $М_1$ и $М_2$ — перезарядные мишени; $П_-$ — пучок отрицат. ионов; $П_+$ — пучок положит. ионов; С — сепаратор.

Типичная энергия протонов, ускоряемых в П. у. $\mathcal{E}\sim 10$—20 МэВ.

Идея использовать перезарядку для увеличения энергии ускоряемых ч-ц предложена У. Х. Беннеттом (США) в 1935. Она была реализована лишь в 1958, после разработки эфф. источников отрицат. ионов и перезарядных мишеней — газовых и твёрдых (отрицат. ионы могут быть получены непосредственно из источника или перезарядкой положит. ионов на газовой или пароструйной мишени, перезарядкой при взаимодействии пучка с твёрдой поверхностью, покрытой атомами щелочных металлов, и т. д.).

● Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975.

М. П. Свиньин.

ПЕРЕКЛЮЧЕ́НИЯ ЭФФЕ́КТ, скачкообразный и обратимый переход *полупроводника* из высокоомного состояния в низкоомное под действием электрич. поля E, превышающего пороговое $E_п=10^4$—10^6 В/см. П. э. наблюдаются в однородных ПП с S-образной *вольт-амперной характеристикой*. При подаче на ПП прямоуг. импульса напряжения $U_п$, создающего электрич. поле, переход в низкоомное состояние начинается через время $\tau\sim 10^{-6}$—10^{-8} с (время задержки), к-рое тем меньше, чем больше перенапряжение $(U-U_п)$. Время самого скачка $\sim 10^{-10}$ с. П. э. наз. моностабильным, если для поддержания низкоомного состояния необходимо непрерывно пропускать через ПП достаточно большой ток, и бистабильным (с памятью), если низкоомное состояние после отключения постоянного напряжения легко восстанавливается при пропускании через ПП короткого и мощного импульса тока.

П. э. ярко выражен у *аморфных полупроводников*, в частности у стеклообразных (к к-рым относятся приведённые хар-ки), хотя наблюдается и у нек-рых кристаллич. полупроводников. В массивных слоях стёкол толщиной >10 мкм П. э. обусловлен джоулевым разогревом. В тонких плёнках природа П. э. обычно объясняется электротепловой неустойчивостью. В низкоомном состоянии ток течёт в узком канале (шнуре). «Запоминание» при бистабильном П. э. обусловлено кристаллизацией стекла в токовом шнуре, а в нек-рых случаях — проникновением атомов металла (с электродов) в ПП. Наибольшее применение находит бистабильный П. э. для создания элементов памяти. Моностабильный П. э. используется гл. обр. в логич. схемах. Перспективность использования П. э. в стёклах связана с их радиац. стойкостью.

● Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., М., 1974; Сандомирский В. Б., Суханов А. А., Явления электрической неустойчивости (переключение) в стеклообразных полупроводниках, «Зарубежная радиоэлектроника», 1976, № 9, с. 68.

В. Б. Сандомирский, А. А. Суханов.

ПЕРЕКРЁСТНАЯ СИММЕТРИЯ (кроссинг-симметрия), в квантовой теории поля (КТП) особая симметрия, связывающая амплитуду рождения к.-л. ч-цы с амплитудой поглощения соответствующей античастицы. В основе П. с. лежат два положения: 1) инвариантность ур-ний КТП относительно преобразований CPT, т. е. относительно замены ч-цы на античастицу с противоположным по знаку импульсом и энергией (см. *Теорема CPT*); 2) аналитич. св-ва амплитуд; амплитуда любого процесса явл. аналитич. ф-цией переменных $s_{ij}=\mathcal{E}_i\mathcal{E}_j/c^2-\boldsymbol{p}_i\boldsymbol{p}_j$, где $\mathcal{E}_i(\mathcal{E}_j)$ и $\boldsymbol{p}_i(\boldsymbol{p}_j)$ — энергия и импульс ч-цы $i(j)$. П. с. означает, напр., что три процесса: $a+b\to c+\bar{d}$ (I), $a+\bar{d}\to c+\bar{b}$ (II), $a+\bar{c}\to\bar{b}+d$ (III) описываются одной и той же аналитич. ф-цией переменных s_{ab}, s_{ac} и s_{ad}, но в разных областях их изменения. Так, если ч-цы a и c — γ-кванты, a b и d — эл-ны, то процессами I, II, III в соответствующих областях будут: $\gamma+e^-\to\gamma+e^-$, $\gamma+e^+\to\gamma+e^+$ — *Комптона эффект* на эл-не и позитроне; $\gamma+\gamma\to e^++e^-$ — рождение фотонами пары электрон-позитрон (или $e^++e^-\to\gamma+\gamma$ — её двухфотонная аннигиляция).

П. с. явл. неотъемлемой составной частью метода *дисперсионных соотношений* и *Редже полюсов метода*.

А. В. Ефремов.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ, изменение направления намагниченности ферроили ферримагнитного образца на противоположное под действием внешнего магн. поля (подробнее см. *Гистерезис*, *Намагничивание*).

ПЕРЕМЕ́ННЫЙ ТОК, в широком смысле *электрический ток*, изменяющийся во времени. П. т. создаётся перем. напряжением. В технике обычно под П. т. понимают периодич. ток, в к-ром средние за период значения силы тока и напряжения равны нулю. Периодом T П. т. наз. наименьший промежуток времени (в с), через к-рый значения силы тока (и напряжения) повторяются (рис. 1). Важной хар-кой П. т. явл. его часто-

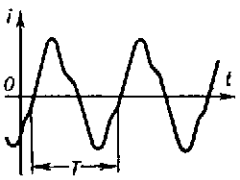


Рис. 1. График периодич. перем. тока $i(t)$.

та f — число периодов в 1 с: $f=1/T$. В СССР стандартная техн. частота $f=50$ Гц.

Для передачи и распределения электрич. энергии преим. используется П. т. (благодаря простоте трансформации его напряжения почти без потерь мощности). П. т. может быть выпрямлен, напр. ПП выпрямителем, а затем с помощью ПП инверторов преобразован вновь в П. т. другой, регулируемой частоты; это создаёт возможность использовать простые и дешёвые двигатели П. т. (асинхронные и синхронные) для электроприводов, требующих плавного регулирования скорости. Генераторы и двигатели П. т. по сравнению с машинами *постоянного тока* при равной мощности проще по устройству, дешевле и надёжнее.

Для хар-ки силы П. т. за основу принято сопоставление ср. теплового действия П. т. с тепловым действием пост. тока соответствующей силы. Полученное таким путём значение силы I П. т. наз. действующим (или эффективным) значением, математически представляющим среднеквадратичное за период значение силы тока. Аналогично определяется и действующее значение напряжения U П. т. Амперметры и вольтметры

П. т. измеряют именно действующие значения тока и напряжения.

В простейшем и наиб. важном случае мгновенное значение силы i П. т. меняется во времени t по синусоидальному закону: $i = I_m\sin(\omega t+\alpha)$, где I_m — амплитуда тока, $\omega = 2\pi f$ — его круговая частота, α — нач. фаза. Синусоидальный (гармонический) ток создаётся синусоидальным напряжением u той же частоты: $u = U_m\sin(\omega t+\beta)$,

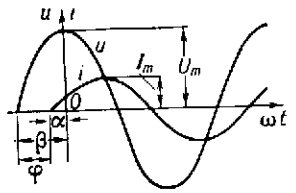


Рис. 2. Графики напряжения u и тока i в цепи перем. тока при сдвиге фаз φ.

где U_m — амплитуда напряжения, β — нач. фаза (рис. 2). Действующие значения такого П. т. равны: $I = I_m/\sqrt{2} \approx 0{,}707\ I_m$, $U = U_m/\sqrt{2} \approx 0{,}707\ U_m$. Для синусоидальных токов, удовлетворяющих условиям квазистационарности (см. *Квазистационарный ток*; в дальнейшем будут рассматриваться только такие токи), справедлив *Ома закон* (закон Ома в дифф. форме справедлив и для неквазистационарных токов в линейных цепях). Из-за наличия в цепи П. т. индуктивности L или (и) ёмкости C между током i и напряжением u в общем случае возникает сдвиг фаз $\varphi = \beta - \alpha$, зависящий от параметров цепи (r, L, C, где r — активное сопротивление) и частоты ω.

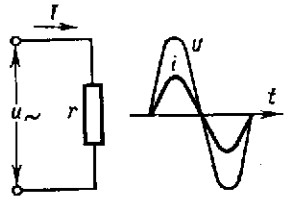


Рис. 3. Схема цепи и графики напряжения u и тока i в цепи, содержащей только активное сопротивление r.

Вследствие сдвига фаз ср. мощность P П. т., измеряемая ваттметром, меньше произведения действующих значений тока и напряжения: $P = IU\cos\varphi$.

В цепи, не содержащей ни индуктивности, ни ёмкости, ток совпадает по фазе с напряжением (рис. 3). Закон Ома для действующих значений этой цепи имеет такую же форму, как и для цепи пост. тока: $I = U/r$. Активное сопротивление цепи r определяется по активной мощности P, затрачиваемой в цепи: $r = P/I^2$.

При наличии в цепи индуктивности L П. т. индуцирует в ней эдс самоиндукции $e_L = -L\,di/dt = -\omega L I_m \times \cos(\omega t+\alpha) = \omega L I_m \sin(\omega t+\alpha-\pi/2)$. Эдс самоиндукции противодействует изменению тока, и в цепи, содержащей только индуктивность, ток отстаёт по фазе от напряжения на четверть периода, т. е. $\varphi = \pi/2$ (рис. 4). Действующее значение e_L равно: $\mathcal{E}_L = I\omega L = Ix_L$, где $x_L = \omega L$ — индуктивное сопротивление цепи. Закон Ома для такой цепи имеет вид: $I = U/x_L = U/\omega L$.

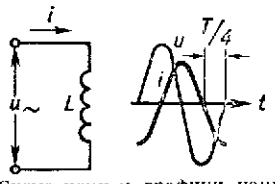


Рис. 4. Схема цепи и графики напряжения u и тока i в цепи, содержащей только индуктивность L.

При напряжении u на конденсаторе ёмкости C заряд на его обкладках будет равен $q = Cu$. Периодические изменения u вызывают периодическое изменение q, и возникает ёмкостный ток: $i = dq/dt = C\,du/dt = \omega C U_m \times \cos(\omega t+\beta) = \omega C U_m \sin(\omega t+\beta+\pi/2)$. Т. о., синусоидальный П. т., проходящий через ёмкость, опережает по фазе напряжение на её зажимах на четверть периода, т. е. $\varphi = \pi/2$ (рис. 5). Эфф. значения в такой цепи связаны соотношением $I = \omega C U = U/x_C$, где $x_C = 1/\omega C$ — ёмкостное сопротивление цепи.

Если цепь П. т. состоит из последовательно соединённых r, L и C, то её полное сопротивление равно: $z = \sqrt{r^2+x^2}$, где $x = x_L - x_C = \omega L - 1/\omega C$ — реактивное сопротивление цепи П. т. Соответственно

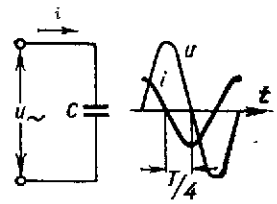


Рис. 5. Схема цепи и графики напряжения u и тока i в цепи, содержащей только ёмкость C.

закон Ома имеет вид: $I = U/z = U/\sqrt{r^2+(\omega L - 1/\omega C)^2}$, а сдвиг фаз между током и напряжением определяется отношением реактивного сопротивления к активному: $\operatorname{tg}\varphi = x/r$. В такой цепи при совпадении частоты вынужденных колебаний, создаваемых источником П. т., с резонансной частотой $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ индуктивное и ёмкостное сопротивления равны ($\omega L = 1/\omega C$) и полностью компенсируют друг друга, сила тока максимальна и наблюдается явление резонанса (см. *Колебательный контур*). В условиях резонанса напряжения на индуктивности и ёмкости могут значительно (часто во много раз) превышать напряжение на зажимах цепи.

Для расчётов разветвлённой цепи П. т. используют *Кирхгофа правила*. Несинусоидальность П. т. в электроэнергетич. системах обычно нежелательна, и принимаются спец. меры для её подавления. Но в цепях электросвязи, в полупроводниковых и электронных устройствах несинусоидальность создаётся самим рабочим процессом. Если среднее за период значение тока не равно нулю, то он содержит постоянную составляющую. Для анализа процессов в цепях несинусоидального тока его представляют в виде суммы простых гармоник. составляющих, частоты к-рых равны целым кратным числам осн. частоты: $i = I_0 + I_{1m}\sin(\omega t+\alpha_1) + I_{2m} \times \sin(2\omega t+\alpha_2) + \ldots + I_{km}\sin(k\omega t+\alpha_k)$. Здесь I_0 — постоянная составляющая тока, $I_{1m}\sin(\omega t+\alpha_1)$ — первая гармоник. составляющая (осн. гармоника), остальные члены — высшие гармоники. Расчёт линейных цепей несинусоидального тока на основе принципа суперпозиции ведётся для каждой составляющей (т. к. x_L и x_C зависят от частоты). Алгебр. сложение результатов таких расчётов даёт мгновенное значение силы (или напряжения) несинусоидального тока.

● Нелинейные электрические цепи. Электромагнитное поле, 4 изд., М., 1979 (Теоретические основы электротехники, под ред. Г. И. Атабекова, ч. 2—3); Касаткин А. С., Электротехника, 3 изд., М., 1973; Поливанов К. М., Линейные электрические цепи с сосредоточенными постоянными, М., 1972 (Теоретические основы электротехники, т. 1). *А. С. Касаткин.*

ПЕРЕМЕЩЕ́НИЕ в механике, вектор, соединяющий положения движущейся точки в начале и в конце нек-рого промежутка времени; направлен вектор П. вдоль хорды траектории точки.

ПЕРЕНОРМИРО́ВКА (ренормировка) в квантовой теории поля, процедура изменения параметров, входящих в ур-ния движения квант. теории поля (КТП). В кач-ве таких параметров обычно выступают массы ч-ц, *константы связи*, нормировка векторов состояния. Процедура П. преследует двоякую цель: а) введение в ур-ния параметров, имеющих непосредств. физ. смысл; б) устранение из теории бессмысленных расходящихся выражений, возникающих в процессе решения ур-ний по теории возмущений (см. *Квантовая теория поля*). Метод П. в КТП разработан амер. физиками Р. Фейнманом, Ю. Швингером, Ф. Дайсоном в 1944—49 и завершён Н. Н. Боголюбовым в 1955—57.

Процедура П. должна удовлетворять условию ренормализационной инвариантности, состоящему в том, что наблюдаемые величины, вычисленные как с помощью первоначальных, так и с помощью новых параметров, должны совпадать.

Поясним это на примере П. электрич. заряда в квант. электродинамике. Величина заряда эл-на определяется через силу, действующую на ч-цу в реальном эл.-магн. поле. Результатом её действия может быть отклонение

движущегося эл-на полем к.-л. заряж. источника. Если после вз-ствия с полем источника эл-н изменил свой четырёхмерный импульс (4-импульс) с l на l', это означает, что, обменявшись с источником виртуальным фотоном, эл-н передал последнему 4-импульс $q=l-l'$. В КТП такой процесс описывается суммой *Фейнмана диаграмм*, изображённых на рис. 1 и составляющих т. н. вершинную функцию $E(m^*)$, зависящую от массы виртуального фотона $m^*=\sqrt{|q^2|}/c$ и играющую роль *эффективного заряда*.

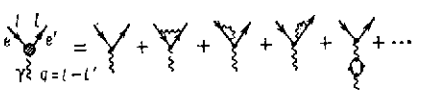


Рис. 1.

Эта сумма имеет вид ряда по «затравочному» заряду e_0 — параметру в исходных ур-ниях теории поля, характеризующему интенсивность вз-ствия,

$$E(m^*, e_0)=e_0+\frac{e_0^3}{\hbar c}f_1(m^*)+\dots \quad (1)$$

(где f_1 — нек-рая ф-ция от m^*), причём первое слагаемое описывает диаграмму a, а второе — сумму остальных диаграмм, изображённых на рис. Величиной же физ. заряда, согласно обычному определению, наз. величина этой ф-ции при $m^*=0$ (реальное эл.-магн. поле), т. е. $e=E(m^*=0,\ e_0)=e_0+(e_0^3/\hbar c)f(0)+\dots$ Процедура П. заключается в том, что разложение (1) можно переписать в виде

$$\left(e_0+\frac{e_0^3}{\hbar c}f_1(0)+\dots\right)+\frac{1}{\hbar c}(e_0+\dots)^3\times$$

$$\times(f_1(m^*)-f_1(0))+\dots=e+\frac{e^3}{\hbar c}\tilde{f}_1(m^*),$$

т. е. величину физ. заряда e приписать первой диаграмме, а вклады остальных диаграмм переопределить так, чтобы при $m^*=0$ они были бы равны нулю, напр. $\tilde{f}_1(m^*)=f_1(m^*)-f_1(0)$; при этом, хотя каждое из слагаемых бесконечно велико, их разность $\tilde{f}_1$ оказывается конечной.

Однако принятый способ определения заряда не единственный. Заряд можно было бы определять и через отклонение эл-на с к.-п. ненулевым квадратом передачи 4-импульса $|q^2|=\lambda^2c^2$, где λ — нек-рое фиксиров. значение $m^*\neq 0$. Такой новый заряд e_λ по величине будет отличаться от общепринятого. Эфф. заряд $E(m^*, \lambda, e_\lambda)$ будет иметь вид разложения (1), но уже по новому заряду e_λ, а вклады диаграмм с тремя и бо́льшим числом вершин, согласно процедуре П., должны вычитаться в точке $m^*=\lambda$, т. е. $E(m^*=\lambda,\ \lambda,\ e_\lambda)=e_\lambda$. Ренормализац. инвариантность для эфф. заряда означает, что для любой новой точки нормировки $m^*=\lambda'$

$$E(m^*, \lambda', e_{\lambda'})=E(m^*, \lambda, e_\lambda),$$

или, поскольку $e_{\lambda'}=E(\lambda', \lambda, e_\lambda)$, $E(m^*, \lambda', E(\lambda', \lambda, e_\lambda))=E(m^*, \lambda, e_\lambda)$.

Это функц. уравнение эквивалентно дифф. ур-нию

$$m^*\frac{dE}{dm^*}=\beta(E), \quad (2)$$

где β — нек-рая ф-ция E. Ур-ние (2) явл. основным ур-нием ренормализац. группы. Оно говорит о том, что изменение эфф. заряда $E(m^*)$ с изменением передачи 4-импульса полностью определяется ф-цией $\beta(E)$. Информация об этой ф-ции основывается почти исключительно на теории возмущений. В частности, если $\beta(E)>0$ (как, напр., в квант. электродинамике), то эфф. заряд растёт с ростом m^* и разложение $\beta(E)$ в ряд по E при достаточно большом E становится несправедливым. Напротив, если $\beta(E)<0$ (как, напр., в *квантовой хромодинамике*), то с ростом m^* эфф. заряд уменьшается и разложение $\beta(E)$ становится всё более точным. Это случай т. н. *асимптотической свободы*. Интересен случай, когда $\beta(E)$ при нек-ром значении $E=e_0$ меняет свой знак (рис. 2). Здесь хотя с ростом m^* заряд и растёт, скорость этого роста (т. е. $\beta(E)$) уменьшается и при $E=e_0$ обращается в нуль. Эфф. заряд с уменьшением расстояния (с ростом m^*) стремится к конечной величине e_0. В этом пределе появляется новое св-во симметрии — масштабная инвариантность: ур-ния теории не изменяются, если все расстояния и времена изменить в одно и то же число раз.

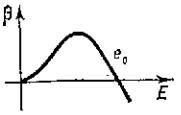


Рис. 2.

● Проблемы физики микромира. Сб. ст., М., 1975 (Новое в жизни, науке, технике. Сер. Физика, № 9); Фейнман Р. Ф., Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964.

А. В. Ефремов.

ПЕРЕНО́С ИЗЛУЧЕ́НИЯ, распространение эл.-магн. излучения (напр., *оптического излучения*) в среде при наличии процессов испускания, поглощения или рассеяния. Процесс П. и. представляет собой пространственно-частотное преобразование поля излучения, характеризующегося распределением интенсивности излучения по частотам, координатам и направлениям переноса лучистой энергии. Поле излучения полностью определяется заданием спектр. интенсивностей излучения $I_\nu=I_\nu(\boldsymbol{r}, \Omega, t)$, таких, что величина $I_\nu\, d\nu d\Omega dS dt$ есть кол-во лучистой энергии в спектр. интервале $(\nu, \nu+d\nu)$ и в телесном угле $d\Omega$, протекающей за время dt через площадку dS, помещённую в точке $\boldsymbol{r}$ перпендикулярно выбранному направлению.

Прохождение пучка света через в-во сопровождается его ослаблением вследствие поглощения и рассеяния квантов света или усилением вследствие процессов вынужденного и спонтанного испускания и рассеяния. Изменение спектр. интенсивности излучения подчиняется осн. ур-нию П. и., получаемому из условия баланса излучения в среде и представляющему собой дифф. ур-ние в частных производных относительно интенсивности, как функции координат, времени и направления. В общем случае ур-ние П. и. не решается, однако в конкретных задачах допускаются упрощения и решение возможно. Так, для стационарного поля излучения изменение интенсивности при прохождении параллельного пучка в среде с малой частотной дисперсией есть $dI/dx=-\varkappa I$, где $\varkappa$ характеризует суммарное ослабление света в среде с учётом процессов поглощения, вынужденного испускания и рассеяния. Решение этого ур-ния приводит к известному экспоненциальному закону ослабления света с расстоянием x (*Бугера — Ламберта — Бера закон*).

С формальной точки зрения задачи П. и. можно разделить на два класса. К первому относятся процессы, в к-рых можно пренебречь частотной трансформацией поля излучения при его вз-ствии с в-вом. Так, напр., рассеяние света атмосферами планет рассматривается как П. и. без изменения частоты в процессах рассеяния. Ко второму классу относятся процессы, когда существенно перераспределение спектр. интенсивностей излучения I_ν в результате вз-ствия излучений разл. частот с в-вом. Подобная ситуация возникает, напр., при прохождении света в резонансной среде, где имеется уширение контура спектр. линии за счёт процессов столкновения.

Вообще говоря, ур-ние П. и. описывает поле неравновесного излучения. Однако в процессах П. и. в создании результирующей интенсивности в заданной точке пр-ва участвуют лишь кванты, приходящие из непосредств. окрестности (неск. длин пробега); остальные не доходят, поглощаясь и рассеиваясь в пути. Т. о., даже если оптически плотная среда термодинамически неравновесна, это почти не сказывается на интенсивности излучения в рассматриваемой точке и становится возможным локальное равновесие излучения с в-вом. Существование локального равновесия важно для мн. задач П. и., к-рые решаются в приближении лучистой теплопроводности, сводящем осн. ур-ние П. и. к диффузионному, методы решения к-рого хорошо разработаны.

Исторически процессы П. и. впервые исследовались в астрофизике. Изучение распределения темп-ры и поля излучения в фотосферах звёзд для расчёта их светимости — пример классич. задачи, на основе к-рой была построена теория П. и. и разработаны методы решения ур-ния переноса. В атмосфере П. и. ответствен за ряд физ. явлений (напр., голубой цвет неба обусловлен процессами рассеяния в атмосфере солн. света). П. и. следует учитывать в задачах газодинамики, в ударных волнах большой ин-

тенсивности и т. п. Всё большее значение приобретает изучение процессов П. и. в исследовании *плазмы*, параметры к-рой невозможно интерпретировать без учёта явлений переноса, в понимании процессов в *лазерах* и *квантовых усилителях*, где неравновесное поле излучения определяет практически все рабочие параметры. Специфика процессов П. и. в этом случае определяется тем, что излучение распространяется в сильно неравновесной резонансной среде, возбуждённой внеш. источником, когда благодаря *инверсии населённости* ат. энергетич. уровней вынужденное испускание преобладает над поглощением. При этом происходит не ослабление света по мере прохождения его через среду, а усиление с сохранением его когерентности.

● Унзольд А., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949; Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, пер. с англ., М., 1953; Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., 1956; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966. *В. Л. Комолов.*

ПЕРЕНО́С ЭНЕ́РГИИ, совокупность безызлучат. процессов в в-ве, при которых энергия электронного возбуждения передаётся от возбуждённой ч-цы (молекулы, атома, иона) к невозбуждённой, находящейся от первой на расстоянии, меньшем длины волны возбуждающего излучения. П. э. обусловлен эл.-магн. вз-ствием между возбуждённой и невозбуждённой ч-цами — донором и акцептором энергии, соответственно, и осуществляется при выполнении условия резонанса для них, к-рое выражается в необходимости перекрывания спектров *люминесценции* донора и поглощения акцептора. Процессы П. э. отличаются от процессов *переноса излучения*, при к-рых акцептор поглощает фотон, испущенный возбуждённой молекулой-донором, находящейся от акцептора на расстоянии, большем длины волны излучения. В частности, при П. э. благодаря вз-ствию ч-ц время жизни донора на возбуждённом *уровне энергии* уменьшается, а при переносе излучения, напротив, увеличивается.

По механизму вз-ствия ч-ц различают мультипольный (индуктивно-резонансный) и обменный (см. *Обменное взаимодействие*) П. э. Если электронные переходы в молекулах донора и акцептора разрешены *отбора правилами*, то осн. роль играет дипольный П. э., для к-рого характерны расстояния переноса ~2—8 нм. Обменный П. э. имеет место при перекрывании электронных оболочек донора и акцептора и происходит на расстоянии ~1—2 нм. При обменном П. э. суммарный спин системы донор — акцептор должен сохраняться.

Вероятность W (или скорость) дипольный-дипольного П. э. (число актов переноса в единицу времени) может быть выражена через оптические характеристики взаимодействующих молекул:

$$W=\frac{9\chi^2\eta_0}{128\pi^5\tau_0R^6}\int F(\nu)\sigma(\nu)n^{-4}(\nu)\nu^{-4}d\nu, \quad (1)$$

где ν — частота (волн. число), $F(\nu)$ — нормированный спектр люминесценции донора, т. е. $\int F(\nu)d\nu=1$, $\sigma(\nu)$ — эффективное сечение поглощения акцептора, η_0 и τ_0 — соответственно квант. выход люминесценции и время жизни молекул донора на возбуждённом уровне энергии в отсутствии П. э., χ — фактор, зависящий от взаимной ориентации молекул (в случае хаотичной ориентации $\chi^2=2/3$), n — показатель преломления среды, R — расстояние между молекулами донора и акцептора.

Влияние П. э. на макроскопич. харки люминесценции можно определить, проведя усреднение по разл. R. Результат усреднения зависит от взаимного расположения совокупности молекул доноров и акцепторов и от его изменения в течение времени τ_0. Если в течение этого времени молекулы можно считать неподвижными, то уменьшение числа доноров $N(t)$ происходит по закону:

$$N(t)=N_0e^{-t/\tau_0-2q\sqrt{t/\tau_0}};\quad q=\pi R_0^3N_A, \quad (2)$$

где R_0 — расстояние, на к-ром $W=1/\tau_0$, N_0 — число молекул донора, N_A — число молекул акцептора в 1 см^3 в нач. момент времени $t=0$.

Ф-ла (2) справедлива для случая, когда концентрации молекул донора и акцептора сравнительно невелики, а среда оптически прозрачна. Если молекулы донора и акцептора находятся в кристалле, имеющем собств. поглощение в рассматриваемой спектр. области, то П. э. осуществляется *экситонами*. Этот процесс можно обычно рассматривать как диффузию экситонов. Коэфф. диффузии D экситонов и, следовательно, эффективность П. э. в кристаллах зависят от того, являются ли экситоны «локализованными» (некогерентными) или свободными (когерентными). В последнем случае D в достаточно совершенных кристаллах характерным образом зависит от темп-ры T ($D\sim T^{-1/2}$), т. к. определяется рассеянием экситонов на фононах, число к-рых растёт с темп-рой.

● Галанин М. Д., Агранович В. М., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978. *М. Д. Галанин.*

ПЕРЕПО́СА ЯВЛЕ́НИЯ, *необратимые процессы*, в результате к-рых в физ. системе происходит пространств. перенос электрич. заряда, массы, импульса, энергии, энтропии или к.-л. другой физ. величины. П. я. описываются кинетич. ур-ниями (см. *Кинетика физическая*).

Причины П. я.— действие внеш. электрич. поля, наличие пространств. неоднородностей состава, темп-ры или ср. скорости движения ч-ц системы. Перенос физ. величины происходит в направлении, обратном её градиенту, т. е. таким образом система приближается к состоянию равновесия.

К П. я. относятся: *электропроводность* — перенос электрич. заряда под действием внеш. электрич. поля; *диффузия* — перенос в-ва (компонента смеси) при наличии в системе градиента его концентрации; *теплопроводность* — перенос теплоты вследствие градиента темп-ры; вязкое течение (см. *Вязкость*) — перенос импульса, связанный с градиентом ср. массовой скорости. Перенос в-ва вследствие градиента темп-ры: *термодиффузию* и обратный ей *Дюфура эффект*, *гальваномагнитные явления* и *термогальваномагнитные явления* — называют перекрёстными процессами, т. к. здесь градиент одной величины вызывает перенос др. физ. величины. При определ. условиях для перекрёстных процессов выполняется *Онсагера теорема*. Приведённые примеры относятся к П. я. в гомогенных системах, внутри к-рых отсутствуют поверхности раздела.

П. я. происходят также в *гетерогенных системах*, состоящих из гомогенных частей (подсистем), отделённых друг от друга или естеств. поверхностями раздела (как жидкость и её пар), или полупроницаемыми *мембранами*.

При появлении в гетерогенной системе разности (перепада) электрич. потенциалов, давлений, концентраций компонентов, темп-р между подсистемами возникают необратимые потоки заряда, в-ва компонентов и теплоты. К подобным П. я. относятся: электрокинетические явления — перенос заряда и массы из-за перепада электрич. потенциала и давления; фильтрация — перенос в-ва из-за перепада давления; термомеханические эффекты — перенос теплоты и массы из-за перепада темпры и давления, в частности механокалорический эффект — перенос теплоты, вызванный разностью давлений.

П. я. в газах изучает *кинетическая теория газов* на основе *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции распределения ч-ц; П. я. в металлах — на основе кинетич. ур-ния для эл-нов в металлах; перенос энергии в непроводящих кристаллах — с помощью кинетич. ур-ния для *фононов* кристаллич. решётки.

Общую феноменологич. теорию П. я., применимую к любой системе (газообразной, жидкой или твёрдой), даёт *термодинамика неравновесных процессов*. С 1950—60-х гг. теория П. я. интенсивно разрабатывается на основе неравновесной статистич. механики.

● См. лит. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов.* *Д. Н. Зубарев.*

ПЕРЕНОСНОЕ ДВИЖЕНИЕ в механике, движение подвижной системы отсчёта по отношению к системе отсчёта, принятой за основную (условно считаемую неподвижной). См. *Относительное движение*.

ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЕ, охлаждение в-ва ниже темп-ры его равновесного перехода в др. агрегатное состояние $T_{ф.п.}$ или в др. кристаллич. модификацию (см. *Полиморфизм*). *Фазовые переходы*, связанные с отдачей теплоты (*конденсация*, *кристаллизация*, полиморфные превращения) на нач. стадии, требуют, как правило, нек-рого П., содействующего возникновению зародышей новой фазы — мельчайших капель или кристалликов. Образование зародышей при $T_{ф.п.}$ затруднено тем, что они, обладая повыш. давлением или растворимостью, не могут находиться в равновесии с исходной фазой. В условиях, когда процессы возникновения и роста зародышей новой фазы протекают замедленно (перекристаллизация в тв. фазе, кристаллизация очень вязкой жидкости, напр. стекла, и др.), глубоким П. можно получить практически устойчивую фазу (в *метастабильном состоянии*) со структурой, характерной для более высоких темп-р. На этом основаны, напр., закалка сталей и получение стекла. Следует также отметить, что степень П. водяного пара в атмосфере влияет на хар-р выпадающих осадков (дождь, снег, град).

ПЕРЕСТАНОВОЧНЫЕ СООТНОШЕНИЯ (коммутационные соотношения), фундаментальные соотношения в квант. теории, устанавливающие связь между последоват. действиями на *волновую функцию* (или вектор состояния) двух *операторов* ($\hat{L}_1$ и $\hat{L}_2$), расположенных в разном порядке (т. е. $\hat{L}_1\hat{L}_2$ и $\hat{L}_2\hat{L}_1$). П. с. определяют алгебру операторов (*q*-чисел). Если два оператора переставимы (коммутируют), т. е. $\hat{L}_1\hat{L}_2=\hat{L}_2\hat{L}_1$, то соответствующие им физ. величины L_1 и L_2 могут иметь одновременно определённые значения. Если же их действие в разном порядке отличается числовым фактором (c), т. е. $\hat{L}_1\hat{L}_2-\hat{L}_2\hat{L}_1=c$, то между соответствующими физ. величинами имеет место *неопределённостей соотношение* $\Delta L_1\Delta L_2 \geqslant {}^1/_2|c|$, где ΔL_1 и ΔL_2 — неопределённости (дисперсии) измеряемых значений физ. величин L_1 и L_2. Важнейшими в квант. механике явл. П. с. между операторами *обобщённой координаты* $\hat{q}$ и сопряжённого ей *обобщённого импульса* $\hat{p}$, $\hat{q}\hat{p}-\hat{p}\hat{q}=i\hbar$. Если оператор $\hat{L}$ не зависит от времени явно и переставим с *гамильтонианом* системы $\hat{H}$, т. е. $\hat{L}\hat{H}=\hat{H}\hat{L}$, то физ. величина L (а также её ср. значение, дисперсия и т. д.) сохраняет своё значение во времени.

В квант. механике систем тождеств. ч-ц и квант. теории поля фундам. значение имеют П. с. для операторов рождения (a^+) и поглощения (a^-) ч-ц. Для системы свободных (невзаимодействующих) *бозонов* оператор рождения ч-цы в состоянии n, a_n^+ и оператор поглощения такой ч-цы a_n^- удовлетворяют П. с. $a_n^-a_n^+-a_n^+a_n^-=1$, а для *фермионов* $a_n^-a_n^++a_n^+a_n^-=1$; последнее П. с. явл. формальным выражением *Паули принципа*.

В. Б. Берестецкий.

ПЕРЕСЫЩЕННЫЙ ПАР, пар, давление к-рого выше давления *насыщенного пара* при тех же условиях.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, излучение эл.-магн. волн равномерно и прямолинейно движущейся заряж. ч-цей при пересечении ею границы раздела двух сред с разными показателями преломления. Предсказано в 1945 В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком, к-рые показали, что излучение должно возникать по обе стороны от границы раздела, и подсчитали энергию, излучаемую назад — в среду, из к-рой ч-ца выходит, пересекая границу раздела. При движении заряж. ч-цы в однородной среде её поле перемещается вместе с ней; хар-р поля определяется скоростью ч-цы и св-вами среды. Когда ч-ца переходит в др. среду, её поле меняется, что сопровождается излучением эл.-магн. волн. Расчёты показали, что назад излучаются эл.-магн. волны видимого диапазона (независимо от скорости ч-цы), интенсивность этого излучения мала (примерно 1 фотон при пересечении границы раздела 100 ч-цами). При малых энергиях $\mathcal{E}$ ч-цы энергия, теряемая ею при П. и. назад, растёт пропорц. $\mathcal{E}$, при высоких $\mathcal{E}$ рост замедляется.

Первое сообщение об эксперим. обнаружении П. и. назад появилось в 1958. П. и. от пучка ч-ц, падающего на металлич. поверхность в вакууме, наблюдается визуально в виде яркого белого светящегося пятна в том месте, куда падает пучок. Хар-ки П. и., полученные экспериментально, оказались в хорошем согласии с теорией. С развитием эксперим. методов измерения определение П. и. в оптич. области стало настолько точным, что по его параметрам (спектру, поляризации, угл. распределению) можно судить об оптич. св-вах поверхностей.

Исследования П. и. вперёд показали, что при больших значениях $\mathcal{E}$ энергия этого излучения пропорц. $\mathcal{E}$, а распространяется оно под очень малыми (обратно пропорц. $\mathcal{E}$) углами к направлению движения ч-цы. Частота П. и. вперёд (в отличие от П. и. назад) занимает очень широкую спектр. область, причём макс. частота пропорц. $\mathcal{E}$. Напр., эл-н с $\mathcal{E}=10$ ГэВ, пересекающий границу раздела плотной среды и газа, излучает вперёд фотон с энергией ~ 10 КэВ.

Линейный рост потерь на П. и. с увеличением $\mathcal{E}$ позволяет использовать его для определения энергии быстрых заряж. ч-ц. В счётчиках, действие к-рых основано на П. и., ч-ца пересекает ок. 1000 слоёв в-ва, разделённых газовыми промежутками, и суммарное П. и. регистрируется к.-л. приёмником излучения. Пластинки в-ва можно заменить пористым в-вом, напр. пенопластом. Счётчики на П. и. позволяют определить хар-ки заряж. ч-ц очень больших энергий (напр., в косм. лучах), когда др. методы регистрации теряют эффективность.

П. и. на одной границе раздела представляет собой частный случай излучения, возникающего при движении заряж. ч-ц в неоднородной среде. Излучение, возникающее в сильно неоднородной среде, в принципе также может быть использовано для детектирования заряж. ч-ц. П. и. может быть использовано также для определения св-в среды (плотности, периода кристаллич. решётки и т. д.). При движении быстрых заряж. ч-ц П. и. неотделимо от *Черенкова — Вавилова излучения*.

● Гинзбург В. Л., Франк И. М., Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую, «ЖЭТФ», 1946, т. 16, в. 1; Гарибян Г. М., К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы, там же, 1959, т. 37, в. 2, с. 527; Барсуков К. А., Переходное излучение в волноводе, там же, в. 4, с. 1106; Тер-Микаелян М. Л., Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, 1969.

Б. М. Болотовский.

ПЕРЕХОДНЫЕ МЕТАЛЛЫ, химич. элементы *Ib* и VIII*b* подгрупп периодич. системы элементов. В П. м. внутр. оболочки атомов заполнены только частично. Различают *d*-металлы, у к-рых происходит постепенное заполнение 3-*d* (от Sc до Ni), 4-*d* (от Y до Pd) и 5-*d* (от Hf до Pt)-подоболочек, и *f*-металлы, у к-рых заполняются 4*f*-подоболочки (редкие земли, или лантаноиды, от Ce до Lu) и 5*f*-подоболочки (актиноиды). Ряд актиноидов начинается с Ac. У Th и последующих элементов заполняется 5*f*-оболочка. Все актиноиды радиоактивны. Общее число П. м. 61. У меди, когда она двухвалентная, 3*d*-оболочка не совсем заполнена. Поэтому в CuO ион Cu^+ ведёт себя как ион П. м. На этом основании Cu, Ag и Au (металлы I*a* подгруппы) условно также можно считать П. м. Особенности строения электронных оболочек атомов определяют нек-рые специфич. св-ва П. м.: *парамагнетизм*, *ферромагнетизм*, *антиферромагнетизм*, сверхпроводимость, способность к комплексованию, аномалию в изменении таких хар-к межатомной связи в решётке, как упругие константы, теплота сублимации и темп-ра плавления, при увеличении ат. номера элемента.

● Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977.

Б. Я. Любов.

ПЕРИОД КОЛЕБАНИЙ, наименьший промежуток времени, через к-рый система, совершающая колебания, снова возвращается в то же состояние, в к-ром она находилась в нач. момент, выбранный произвольно. Строго говоря, понятие «П. к.» применимо лишь, когда значения к.-л. величины точно повторяются через одинаковые промежутки времени, напр. в случае *гармонических колебаний*. Однако понятие «П. к.» часто применяется и для приблизительно повторяющихся процессов.

ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА, промежуток времени, в течение к-рого исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое. При наличии N_0 радиоактивных ядер в момент времени $t=0$ их число N убывает во времени по закону: $N=N_0e^{-\lambda t}$, где λ — постоянная радиоактивного распада. Величина $\tau=1/\lambda$ наз. ср. временем жизни радиоактивных ядер. П. п. $T_{1/2}$ связан с τ и λ соотношением: $T_{1/2}=\tau\ln 2=0{,}693/\lambda$.

● См. лит. при ст. *Радиоактивность*.

ПЕРИОДИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА элементов Д. И. Менделеева, система элементов, к-рая отражает периодич. закон Менделеева — периодич. зависимость физ. и хим. св-в элементов от их ат. веса (в совр. формулировке — от заряда ат. ядер элементов, равного ат. номеру элемента в П. с.). Так, элементы с порядковыми номерами $Z=2$, 10, 18, 36, 54 и 86 (разности ат. номеров 8, 8, 18, 18, 18) обладают сходными физ. и хим. св-вами и явл. инертными газами; элементы с $Z=3$, 11, 19, 37, 55 и 87 — химически активные лёгкие металлы, реагирующие с галогенами и образующие с ними ионные кристаллы.

В 1869 Менделеев, расположив элементы в порядке возрастания ат. веса и сгруппировав элементы с аналогичными св-вами, предложил первую П. с. Разработанная им в 1871 «короткая форма периодич. таблицы», сходная с совр. П. с. элементов, получила широкое признание в 80-х гг., после того как были найдены нек-рые предсказанные Менделеевым элементы (в табл. для них были оставлены незаполненные клетки). Новое развитие П. с. получила после открытия в кон. 19— нач. 20 вв. *радиоактивности*. В 1913 англ. учёный Ф. Содди установил изотопию хим. элементов и показал, что именно по этой причине ат. веса имеют нецелочисленные значения; в том же году англ. физик Г. Мозли разработал эксперим. методы определения заряда ядер. Эти открытия окончательно подтвердили правильность расположения элементов в П. с. и вызвали к жизни термин «ат. номер» и новую формулировку периодич. закона. Полное науч. объяснение П. с. получила на основе *квантовой механики*.

Все известные хим. элементы образуют 8 вертикальных столбцов — групп (см. таблицу на форзаце), обозначаемых вверху римскими цифрами, причём все группы содержат 2 подгруппы (напр., VII группа делится на подгруппы марганца и галогенов). Номер группы в П. с. соответствует высшей положит. *валентности* элемента. Св-ва элементов в группах и подгруппах с ростом ат. номера изменяются закономерно. Так, в подгруппе щелочных металлов (Ia) увеличение Z сопровождается повышением хим. активности, тогда как в подгруппе галогенов (VIIa) наблюдается обратная картина.

Горизонтальные ряды П. с. называют периодами (их всего 7) и обозначают арабскими цифрами. Внутри каждого периода наблюдается б. или м. равномерный переход от активных металлов, через менее активные металлы и слабоактивные неметаллы к очень активным неметаллам и, наконец, к инертным газам.

В каждом периоде, начиная с 4-го, между II и III группой находятся ряды переходных элементов — металлов со сходными хим. св-вами; 15 переходных элементов 6-го периода, практически неразличимые по св-вам, наз. лантаноидами (или редкоземельными элементами). Аналогичный ряд очень сходных металлов — актиноидов имеется в 7-м периоде.

Структура П. с. полностью отвечает порядку заполнения электронных оболочек и слоёв (см. *Атом*). Число хим. элементов в периоде равно числу эл-нов в слое, к-рое строго определено в соответствии с *Паули принципом*, запрещающим существование в атоме эл-нов в одинаковом квант. состоянии. Состояние эл-на определяется 4 квант. числами: главным квант. числом $n=1, 2, 3, \ldots$, орбитальным квант. числом $l=0, 1, \ldots, n-1$, магн. квант. числом $m_l=0, \pm1, \pm2, \ldots, \pm l$ и спиновым квант. числом $m_s=\pm1/2$. Каждому значению l соответствуют $(2l+1)$ значений m_l, а каждому значению m_l — два возможных значения m_s. Т. о., замкнутая оболочка, характеризуемая определ. значением l, содержит $2(2l+1)$ эл-нов. Макс. число эл-нов в слое с определённым n равно $\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1)$.

Т. о., замкнутая s-оболочка ($l=0$) содержит 2 эл-на, p-оболочка ($s=1$) — 6 эл-нов, d-оболочка ($l=2$) — 10 эл-нов и т. д. Число же эл-нов в слоях (число элементов в периодах П. с.), соответствующих $n=1, 2, 3, \ldots, 7$ составляет 2, 8, 8, 18, 18, 32, 32.

Св-ва атомов элементов определяются числом эл-нов во внеш. оболочке, поэтому элементы, имеющие одинаковое строение внешней оболочки, принадлежат к одной группе П. с. Элементы с замкнутыми внешними оболочками явл. инертными газами. Порядок заполнения электронных оболочек следует порядку расположения уровней энергии с данными n и l. Для лёгких элементов это соответствует заполнению сначала слоя с меньшим, а затем с большим значением n; внутри слоя сначала заполняется s-оболочка, затем p-оболочка и т. д. Однако в группах переходных элементов от Sc до Ni (ат. номера 21—28), от Y до Pd (ат. номера 39—46), от La до Pt (ат. номера 57—78) и от Ac до No (ат. номера 89—102) этот порядок нарушается, поскольку состояния с бо́льшими значениями n имеют меньшую энергию, чем ещё не занятые состояния с меньшими n.

● См. лит. при ст. *Атом*.

В. Г. Дашевский.

ПЕРМЕА́МЕТР (букв.— измеритель проницаемости, от англ. permeability — проницаемость и греч. metréō — измеряю), устройство для измерения магн. характеристик (обычно *намагничивания кривых* и петель *гистерезиса*) ферромагн. образцов разомкнутой формы (прямых стержней, лент, трубок и т. п.). П. состоит из «ярма» (рамы из магнитно-мягкого материала), снабжённого, как правило, подвижными частями или полюсными наконечниками. Испытуемый образец составляет с ярмом замкнутую *магнитную цепь*. На ярме находятся намагничивающие катушки и устройства для измерения индукции B и напряжённости H магн. поля в образце. Устройство одного из типов П., работающих на основе баллистич. метода измерений (см. *Магнитные измерения*), схематически показано на рис. Индукцию B в образце определяют при помощи измерит. обмотки, включённой в цепь баллистич. установки для измерения магн. характеристик металлов; напряжённость H измеряют *магнитным потенциометром*, включённым в ту же установку. Значения H определяют также преобразователями (датчиками) Холла, *феррозондами*, магн. мостами и т. п., индукцию — датчиками Холла (в торце образца), электродинамич. методом и т. д. *Магнитная проницаемость* μ материала образца определяется из отношения $\mu=B/H$.

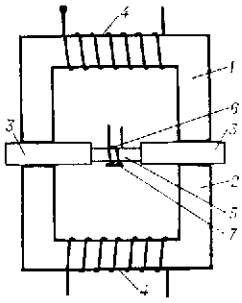


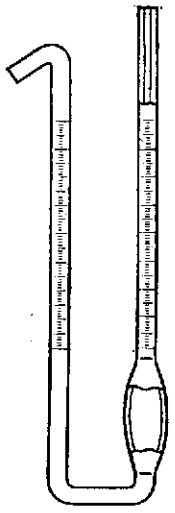
Схема устройства пермеаметра: *1* и *2* — две половины ярма; *3* — подвижные полюсные наконечники; *4* — намагничивающие катушки; *5* — образцы; *6* — обмотка на образце для измерения индукции; *7* — магн. потенциалометр для измерения напряжённости намагничивающего поля.

● Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, 3 изд., М., 1969; Чечерников В. И., Магнитные измерения, 2 изд., М., 1969; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956.

ПЕТА..., приставка к наименованию единицы физ. величины для образова-

ния наименования *кратной единицы*, равной 10^{15} исходных единиц. Сокр. обозначения: П, P. Пример: 1 ПГц (петагерц) $=10^{15}$ Гц.

ПИКНО́МЕТР (от греч. pyknós — плотный и metréō — измеряю), стеклянный сосуд соответствующей вместимости, используемый для определения плотности в-в по отношению массы в-ва к его объёму. Объём исследуемого в-ва (обычно жидкости) измеряется по шкале или меткам на сосуде (рис.), масса — взвешиванием.



Пикнометр U-образный капиллярный (для летучих жидкостей).

ПИКО... (от исп. pico — малая величина), приставка к наименованию единицы физ. величины для образования названия дольной единицы, равной 10^{-12} от исходной. Сокр. обозначения: п, p. Пример: 1 пФ (пикофарад) $=10^{-12}$ Ф.

ПИ-МЕЗО́НЫ (π-мезоны, пионы), группа из трёх нестабильных бесспиновых элем. ч-ц — двух заряженных (π^+ и π^-) и одной нейтральной (π^0), относящихся к классу адронов и являющихся среди них наиболее лёгкими. Масса пионов — промежуточная между массами протона и эл-на, в связи с этим они и были названы «мезонами» (от греч. mésos — средний, промежуточный): $m_{\pi^\pm} \approx 140$ МэВ, $m_{\pi^0} \approx 135$ МэВ. Согласно совр. представлениям, пион состоит из *кварка* (u, d) и антикварка (см. *Элементарные частицы*).

Пионы участвуют во всех фундаментальных вз-ствиях. Слабое вз-ствие ответственно, в частности, за нестабильность заряж. пионов, к-рые распадаются в основном (на 99,97%) по схеме $\pi^\pm \to \mu^\pm + \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu)$ за время $2{,}6 \times 10^{-8}$ с. Нейтральные пионы распадаются в результате эл.-магн. вз-ствия преим. на два γ-кванта (98,85%) и имеют время жизни $0{,}83 \cdot 10^{-16}$ с. Наиб. характерно для пионов участие в процессах *сильного взаимодействия*.

Т. к. *спин* пионов $J=0$, они подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. Их внутр. *чётность* отрицательна: $P=-1$. Ч-цы с такими хар-ками ($J=0$, $P=-1$) наз. псевдоскалярными. *Барионный заряд* и *странность* пионов равны нулю. π^+ и π^- явл. ч-цей и *античастицей* по отношению друг к другу, а π^0 тождествен своей античастице (т. е. явл. *истинно нейтральной частицей*) и имеет положит. *зарядовую чётность*: $C=+1$. *Изотопический спин* пионов $I=1$, и они образуют изотопич. триплет: трём возможным «проекциям» изотопич. спина $I_3=+1, 0, -1$ соответствуют три зарядовых состояния пионов: π^+, π^0, π^-. *G-чётность* пионов отрицательна: $G=-1$.

Законы сохранения квант. чисел определяют возможность и интенсивность протекания разл. реакций с участием пионов. Напр., распад π^0-мезонов возможен только на чётное число фотонов из-за сохранения зарядовой чётности в эл.-магн. вз-ствии (для фотона $C=-1$). Хотя η-мезон и π-мезоны сильно взаимодействуют друг с другом, процесс $\eta \to 3\pi$ не может протекать за счёт сильного вз-ствия, сохраняющего G-чётность (к-рая для η-мезона положительна, а для системы из 3π отрицательна); этот процесс идёт за счёт эл.-магн. вз-ствия.

Пионы сильно взаимодействуют с ядрами, вызывая, как правило, их расщепление (рис. 1, *а*). Заряж. пионы с энергией неск. МэВ и ниже при движении в в-ве тратят свою энергию в осн. на ионизацию атомов и обычно не успевают до своей остановки провзаимодействовать с ядрами. При этом остановившийся π^- захватывается на «орбиту» *мезоатома*, затем поглощается ядром и расщепляет его (рис. 1, *б*), а π^+ распадается на положит. мюон и нейтрино (рис. 2). π-мезоны в значит. степени определяют состав *космических лучей* в пределах земной атмосферы.

Рис. 1. Расщепление ядра одного из элементов, входящих в состав фотоэмульсии, заряженным пионом с энергией 3,8 ГэВ (*а*) и остановившимся π^--мезоном (*б*) с образованием т. н. звёзд.

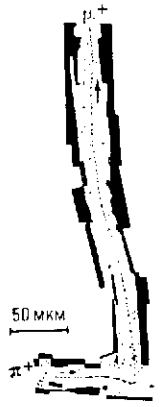


Рис. 2. Фотография треков, образованных в яд. фотоэмульсии заряж. частицами при распаде $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \to e^+ + \nu_e + \nu_\mu$.

Существование пионов было постулировано япон. физиком Х. Юкавой в 1935 для объяснения коротководействующего хар-ра и большой величины *ядерных сил*. Экспериментально заряж. пионы открыты в 1947 по их распаду $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$, зарегистрированному в яд. фотоэмульсиях, облучённых косм. лучами. В лаб. условиях заряж. пионы были впервые получены в 1948 на ускорителе в Беркли (США). Существование нейтральных пионов следовало из обнаруженной на опыте зарядовой независимости яд. сил. Экспериментально π^0 были обнаружены в 1950 по γ-квантам от их распада $\pi^0 \to \gamma + \gamma$; π^0 рождались в столкновениях фотонов и протонов высокой энергии (~300 МэВ) с ядрами.

Количеств. изучение св-в пионов и их вз-ствий выполняется преим. на пучках ч-ц высокой энергии, получаемых на ускорителях. Совр. протонные ускорители дают пучки пионов (образованных в результате вз-ствия ускоренных протонов с ядрами мишени) с потоком до 10^{10} пионов в 1 с. Наиб. специфичное для π-мезонов сильное вз-ствие характеризуется макс. симметрией, малым радиусом действия сил и большой *константой связи* (g). Так, безразмерная константа, характеризующая связь пионов с нуклонами, $g^2/\hbar c \approx 14{,}6$, на три порядка превышает безразмерную константу эл.-магн. вз-ствия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$. К процессам сильного вз-ствия пионов относятся их рассеяние нуклонами и ядрами, рождение пионов в столкновениях адронов, аннигиляция антинуклонов и нуклонов с образованием пионов, рождение пионами *K-мезонов* и *гиперонов* и др. Неупругие вз-ствия адронов при высоких энергиях ($\geqslant 10$ ГэВ) обусловлены преим. процессами множеств. рождения пионов (см. *Множественные процессы*). В области меньших энергий (0,1—1 ГэВ) при вз-ствии пионов с др. мезонами и барионами наблюдается образование *резонансов*, к-рые могут проявляться, напр., в виде максимумов в энергетич. зависимости полных сечений реакций (рис. 3). В результате сильного вз-ствия пионы испускают и поглощают виртуальные адроны. Радиус создаваемого т. о. облака виртуальных адронов, окружающего заряж. пионы, составляет прибл. $(0{,}6—0{,}7) \cdot 10^{-13}$ см.

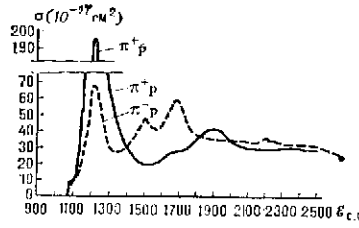


Рис. 3. Зависимость полных сечений σ вз-ствия π^+ и π^- с протонами от полной энергии $\varepsilon_{\text{с.ц.и.}}$ сталкивающихся ч-ц в системе центра инерции.

Среди эл.-магн. вз-ствий пионов наиб. полно изучены процессы рожде-

ния пионов фотонами и эл-нами. Специфич. чертой эл.-магн. процессов с участием пионов явл. определяющая роль сильного вз-ствия. Так, характерный максимум в зависимости полного сечения процесса $e^+ + e^- \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ от энергии (рис. 4) обусловлен тем, что эта реакция идёт через превращение пары e^+e^- в виртуальный фотон (γ^*), к-рый при энергиях вблизи

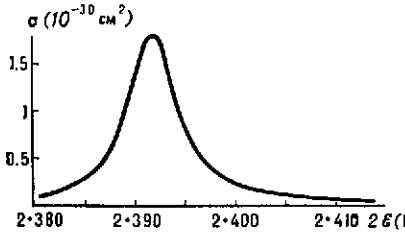


Рис. 4. Зависимость полного сечения σ процесса $e^+ + e^- \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ от суммарной энергии эл-на и позитрона (2ε) во встречных пучках; максимум соответствует энергии ω-резонанса в системе трёх пионов.

максимума сечения переходит в ω-мезон, распадающийся за счёт сильного вз-ствия на три пиона: $e^+ + e^- \to \gamma^* \to \omega \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (в системе центра инерции сталкивающихся ч-ц максимум отвечает *энергии покоя* ω-мезона). Хорошо изученные эл.-магн. вз-ствия служат эфф. инструментом для исследования пионов, в частности позволяют измерить их *формфактор*.

Слабое вз-ствие обусловливает нестабильность заряж. пионов, а также распады *странных частиц* на пионы. Изучение распадов $\pi \to \mu + \nu_\mu$, $K \to \pi + \pi$, $K \to \pi + \pi + \pi$ привело к ряду открытий. Было установлено существование двух типов нейтрино — электронного и мюонного, нарушение сохранения пространств. чётности в распадах, происходящих за счёт слабого вз-ствия, нарушение сохранения комбиниров. чётности (см. *Комбинированная инверсия*, *К-мезоны*).

Исследование процессов вз-ствия пионов с ч-цами и ядрами существенно для выяснения природы элем. ч-ц и определения структуры ядер. Пионы определяют периферич. часть сильного вз-ствия, в частности яд. сил. На малых расстояниях между нуклонами яд. силы обусловлены преим. обменом пионными резонансами.

Эл.-магн. св-ва адронов: аномальные магн. моменты, поляризуемость, пространств. распределение электрич. заряда адронов и т. д.— обусловлены облаком пионов, виртуально испускаемых и поглощаемых адронами. И здесь резонансные вз-ствия пионов играют важную роль. Одинаковость квант. чисел фотона и векторных пионных резонансов (ρ, ω, φ и др.) легла в основу модели векторной доминантности, согласно к-рой фотон взаимодействует с адроном, предварительно превратившись в векторный мезон. Влияние сильного вз-ствия на слабое вз-ствие адронов также в значит. степени определяется π-мезонным полем.

Пучки получаемых на ускорителях пионов начинают применять в лучевой терапии.

● Газиорович С., Физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1969; Фраузнфельдер Г., Хенли Э., Субатомная физика, пер. с англ., М., 1979.

А. И. Лебедев.

ПИНЧ-ЭФФЕ́КТ (от англ. pinch — сужение, сжатие) (эффект самосжатия разряда), свойство электрич. токового канала в проводящей среде уменьшать своё сечение под действием собственного, порождаемого самим током, *магнитного поля*. Впервые это явление описано в 1934 амер. учёным У. Х. Бенеттом применительно к потокам быстрых заряж. ч-ц в газоразрядной плазме. Термин «П.-э.» введён в 1937 амер. физиком Л. Тонксом при исследовании *дугового разряда*.

Механизм П.-э. проще всего понять на примере заполненного проводящей средой длинного цилиндра, в к-ром параллельно его оси течёт ток J. Силовые линии магн. поля, создаваемого J, имеют вид концентрич. окружностей, плоскости к-рых перпендикулярны оси цилиндра. Электродинамич. сила, действующая на единицу объёма проводящей среды с плотностью тока $\boldsymbol{j}$, равна $^1/_c \cdot [\boldsymbol{jB}]$ в *СГС системе единиц*; сила направлена к оси цилиндра и стремится сжать среду. Это и есть П.-э. (Здесь $\boldsymbol{B}$ — магнитная индукция в единичном объёме.) П.-э. можно рассматривать также как простое следствие *Ампера закона* о магн. притяжении отд. параллельных токовых нитей (элем. токовых трубок), совокупностью к-рых явл. токовый цилиндр. Магн. сжатию препятствует газокинетич. давление проводящей среды, обусловленное тепловым движением её ч-ц; силы этого давления направлены от оси токового канала. Однако при достаточно большом токе перепад магн. давления становится больше газокинетического и токовый канал сжимается — возникает П.-э.

Для П.-э. необходимо примерное равенство концентраций носителей зарядов противоположного знака в среде. В потоках носителей зарядов одного знака электрич. поле *пространственного заряда* эффективно препятствует сжатию тока. Прохождение достаточно больших токов через газ сопровождается его переходом в полностью ионизованную плазму, состоящую из заряж. ч-ц обоих знаков. П.-э. в этом случае отжимает плазменный шнур (токовый канал) от стенок камеры, в к-рой происходит разряд. Т. о. создаются условия для магнитной термоизоляции плазмы. Этим св-вом мощных самосжимающихся разрядов объясняется возникший в связи с проблемой *управляемого термоядерного синтеза* (УТС) интерес к П.-э., как к наиболее простому и обнадёживающему механизму удержания высокотемпературной плазмы.

Условия, при к-рых газокинетич. давление плазмы $nk(T_e + T_i)$ становится равным магн. давлению поля тока J, описываются соотношением Беннетта: $\frac{1}{8\pi}\left(\frac{2J}{cr}\right)^2 = nk(T_e + T_i)$. Здесь r — радиус пинча, T_e и T_i — электронная и ионная темпры, n — число эл-нов в единице объёма (равное из условия *квазинейтральности плазмы* числу ионов). Из ф-лы Беннетта следует, что для достижения миним. темп-ры ($T \sim 10^8$ К), при к-рой термоядерный синтез может представлять интерес как источник энергии, требуется хотя и большой, но вполне достижимый ток $\sim 10^6$ А. Исследование пинчей в дейтерии началось в 1950—51 одновременно в СССР, США и Великобритании в рамках нац. программ по УТС. При этом осн. внимание уделялось двум типам пинчей — линейному и тороидальному. Предполагалось, что плазма в них при протекании тока будет нагреваться не только за счёт её собств. электрич. сопротивления (джоулев нагрев), но и при т. н. адиабатическом (т. е. происходящем без обмена энергией с окружающей средой) сжатии. Однако в первых же экспериментах выяснилось, что П.-э. сопровождается развитием разл. *плазменных неустойчивостей* (см. также *Плазма*). Образовывались местные пережатия («шейки») пинча, его изгибы и винтовые возмущения («змейки»). Нарастание этих возмущений происходит чрезвычайно быстро и ведёт к разрушению пинча (его разрыву или выбрасыванию плазмы на стенки камеры). Оказалось, что простейшие пинчи подвержены практически всем видам неустойчивостей высокотемпературной плазмы и могут служить как для их изучения, так и для испытания разных способов стабилизации плазменного шнура. Ток $\sim 10^6$ А в установках с линейным пинчем получают при разряде на газовый промежуток конденсаторных батарей большой ёмкости. Скорости нарастания тока в отд. случаях достигают $\sim 10^{12}$ А/с. При этом наиболее существенным оказывается не джоулев нагрев, а электродинамич. ускорение к оси токового шнура его тонкой наружной оболочки (скин-слоя, см. *Скин-эффект*), сопровождающееся образованием мощной сходящейся к оси *ударной волны*. Превращение накопленной такой волной энергии в тепловую создаёт плазму с темп-рой, намного более высокой, чем мог бы дать джоулев нагрев. С др. стороны, преобразование в пинче энергии электрич. тока в тепловую становится значительно эффективнее, когда определяющий вклад в электрич. сопротивление плазмы начинает давать её турбулентность, возникаю-

щая при развитии т. н. микронеустойчивостей.

Для мощных импульсных пинчей в разреженном дейтерии характерно, что при нек-рых условиях они становятся источниками жёстких излучений (нейтронного и рентгеновского). Это явление впервые было обнаружено в СССР в 1952.

Хотя в простейших вариантах пинчей и не удалось решить задачу УТС, самосжимающиеся разряды явились своеобразной школой плазменных исследований, позволив получать плотную плазму со временем жизни, хотя и малым, но достаточным для изучения физики П.-э., создать разнообразные методы *диагностики плазмы*, развить совр. теорию процессов в ней. Эволюция установок, использующих П.-э., привела к созданию мн. типов плазменных устройств, в к-рых неустойчивости П.-э. либо стабилизируются с помощью внешних магн. полей (*токамаки*, θ-пинчи и т. д.), либо сами эти неустойчивости используются для получения короткоживущей сверхплотной плазмы в т. н. «быстрых» процессах (*плазменный фокус*, «микропинчи»). Поэтому в наст. время (1983) существ. место в нац. и межнац. программах решения проблемы УТС (СССР, США, Европейское сообщество по ат. энергии) отводится системам, в основе к-рых лежит П.-э.

П.-э. имеет место не только в газовом разряде, но и в плазме твёрдых тел, особенно в т. н. сильно вырожденной электронно-дырочной плазме полупроводников.

● Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Пост Р., Высокотемпературная плазма и управляемые термоядерные реакции, пер. с англ., М., 1961; Стил М., Вюрраль Б., Взаимодействие волн в плазме твердого тела, пер. с англ., М., 1973.

Т. И. Филиппова, Н. В. Филиппов.

ПИОНЫ, то же, что *пи-мезоны*.

ПИРОМЕ́ТРИЯ (от греч. пу́р — огонь и metréō — измеряю), совокупность оптич. (бесконтактных) методов измерения *температуры*. Почти все оптич. методы основаны на измерении интенсивности теплового излучения тел (иногда — поглощения). Поскольку интенсивность теплового излучения резко убывает с уменьшением темп-ры T тел, методы П. применяют для измерения относительно высоких темп-р. При $T \leqslant 1000$°С они играют в целом второстепенную роль, при $T > 1000$°С становятся главными, а при $T > 3000$°С — практически единственными методами измерения T. Связано это с тем, что методы П. не требуют контакта датчика измерит. прибора с телом, темп-ра к-рого измеряется. Методами П. в пром. и лаб. условиях определяют темп-ру в печах и др. нагреват. установках, темп-ру расплавленных металлов и изделий из них (проката и т. п.), темп-ру пламён, нагретых газов, плазмы. Осн. условие применимости методов П.: излучение тела должно быть чисто тепловым, т. е. оно должно подчиняться *Кирхгофа закону излучения*. Тв. тела и жидкости при высоких темп-рах обычно удовлетворяют этому требованию, в случае же газов и плазмы необходима спец. проверка его выполнения. Так, излучение однородного слоя плазмы подчиняется закону Кирхгофа, если распределения молекул, атомов, ионов и эл-нов плазмы по скоростям соответствуют *Максвелла распределению*, заселённости возбуждённых уровней энергии — распределению Больцмана (см. *Больцмана статистика*), а диссоциация и ионизация определяются законом действующих масс, причём во все эти соотношения входит одно и то же значение T. Такое состояние плазмы наз. термически равновесным. Интенсивность излучения однородной равновесной плазмы однозначно определяется её хим. составом, давлением, ат. константами и равновесной темп-рой. Если плазма неоднородна, то даже в условиях термич. равновесия её непосредственно наблюдаемое излучение не подчиняется закону Кирхгофа. В этом случае необходимо спец. приёмами определить локальные интенсивности излучения. Методы П. плазмы весьма многообразны и сложны. Они явл. составной частью *диагностики плазмы*. Наоборот, для тв. тел и жидкостей, спектр излучения к-рых сплошной, методы П. довольно просты. В этом случае измерение темп-ры осуществляют *пирометрами*, действие к-рых основано на законах излучения абсолютно чёрного тела. Обычно в исследуемых телах вытачивают полость с небольшим выходным отверстием. Полость по отношению к попадающему в неё излучению обладает коэфф. поглощения, близким к единице (т. е. по оптич. св-вам близка к абсолютно чёрному телу).

Наиболее универсальны методы П., основанные на измерении интенсивностей спектр. линий. Они обеспечивают макс. точность, если известны абс. вероятность соответствующего энергетич. перехода и концентрация атомов данного сорта. Если же концентрация атомов не известна с достаточной точностью, применяют метод относит. интенсивностей, в к-ром темпру вычисляют по отношению интенсивностей двух (или нескольких) спектр. линий.

В др. группе методов П. темп-ра определяется по форме или ширине спектр. линий, к-рые зависят от темпры либо непосредственно (благодаря *Доплера эффекту*), либо косвенно (благодаря *Штарка эффекту* и зависимости плотности плазмы от темп-ры). В нек-рых методах T определяют по абс. или относит. интенсивности сплошного спектра («континуума»). Особое значение имеют методы определения T по спектру рассеянного плазмой излучения лазера, позволяющие исследовать неоднородную плазму. К недостаткам методов П. следует отнести трудоёмкость измерений, сложность интерпретации результатов, невысокую точность (напр., погрешности измерений темп-ры плазмы в лучших случаях составляют 3—10%).

● Оптическая пирометрия плазмы, пер. с англ., М., 1960.

В. Н. Колесников.

ПИРОМЕ́ТРЫ, приборы для измерения темп-ры нагретых тел по интенсивности их теплового излучения в оптич. диапазоне спектра. Тело, темп-ру к-рого определяют при помощи П., должно находиться в тепловом равновесии и обладать коэфф. поглощения, близким к единице (см. *Пирометрия*). Применяют яркостные, цветовые и радиационные П. Широко распространены яркостные П., обеспечивающие наибольшую точность измерений темп-ры в диапазоне 10^3—10^4 К. В простейшем визуальном яркостном П. с исчезающей нитью объектив фокусирует изображение исследуемого тела на плоскость, в к-рой расположена нить (ленточка) спец. лампы накаливания. Через окуляр и красный фильтр, позволяющий выделять узкую спектр. область ок. длины волны $\lambda_э = 0{,}65$ мкм, нить рассматривают на фоне изображения тела и, изменяя ток накала нити, добиваются, чтобы яркости нити и тела были одинаковыми (нить становится неразличимой на фоне тела). Шкалу прибора, регистрирующего ток накала, градуируют обычно в °С или К, и в момент выравнивания яркостей нити и тела прибор показывает т. н. *яркостную температуру* (T_b) тела. Истинная темп-ра тела T определяется на основе законов теплового излучения Кирхгофа и Планка по ф-ле:

$$T = T_b c_2/(c_2 + \lambda_э T_b \ln \alpha_{\lambda,T}), \quad (1)$$

где $c_2 = 0{,}01488$ м·К (т. н. 2-я постоянная излучения), $\alpha_{\lambda,T}$ — коэфф. поглощения тела, $\lambda_э$ — эффективная длина волны П.

Точность результата в первую очередь зависит от строгости выполнения условий пирометрич. измерений (коэфф. поглощения $\alpha_{\lambda,T}$ близок к значению α абсолютно чёрного тела и др.). Для выполнения этих условий обычно наблюдают излучение, выходящее из полости с небольшим выходным отверстием, имитирующим абсолютно чёрное тело. Осн. инструментальная погрешность обусловлена нестабильностью температурной лампы. Заметную погрешность могут вносить также индивидуальные особенности глаза наблюдателя. У фотоэлектрических П. этот вид погрешности отсутствует. Погрешность образцовых лаб. фотоэлектрич. П. не превышает сотых долей К при $T \sim 1000$ К. Образцовые яркостные П. приняты в качестве осн. интерполяционных приборов, определяющих *Международную практическую температурную шкалу* (МПТШ-68) при темп-рах выше точки затвердевания золота (1064,43°С).

Для измерения темп-ры тел, у к-рых коэфф. α постоянен в оптич. диапазоне спектра, применяют цветовые П. Этими П. определяют отношение яркостей $b_1(\lambda_1, T)/b_2(\lambda_2, T)$ обычно в синей и красной областях спектра (напр., для длин волн $\lambda_1=0{,}48$ мкм и $\lambda_2=0{,}60$ мкм). Шкала прибора градуирована в °С и показывает *цветовую температуру* T_c. Истинная темп-ра T тела определяется по ф-ле:

$$\frac{1}{T}=\frac{1}{T_c}+\frac{\ln\alpha_{\lambda_1,T}-\ln\alpha_{\lambda_2,T}}{c_2\left(\frac{1}{\lambda_1}-\frac{1}{\lambda_2}\right)}, \quad (2)$$

Точность цветовых П. ниже, чем у яркостных.

Наиболее чувствительны (но и наименее точны) радиац. П., или П. суммарного излучения, регистрирующие полное излучение тела. Действие их основано на *Стефана — Больцмана законе излучения* и *Кирхгофа законе излучения*. Объектив радиац. П. фокусирует наблюдаемое излучение на приёмник (обычно термостолбик или болометр), сигнал к-рого регистрируется прибором, калиброванным по излучению абсолютно чёрного тела и показывающим *радиационную температуру* T_r. Истинная темп-ра тела определяется по ф-ле:

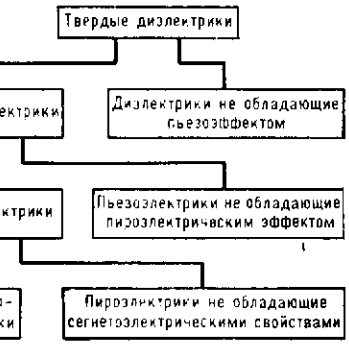
$$T=\alpha_T^{1/4}T_r, \quad (3)$$

где α_T — полный коэфф. поглощения тела. Радиац. П. можно измерять темп-ру начиная с 200°С. В пром-сти этот П. широко применяют в системах контроля и управления температурными режимами разнообразных технологич. процессов.

● Рибо Г., Оптическая пирометрия, пер. с франц., М.—Л., 1934; Гордов А. Н., Основы пирометрии, 2 изд., М., 1971.

В. Н. Колесников.

ПИРОЭЛЕКТРИКИ, кристаллич. *диэлектрики*, обладающие спонтанной поляризацией, т. е. поляризацией в отсутствии электрич. поля и др. внеш. воздействий. Спонтанная поляризация — результат несовпадения «центров тяжести» положит. и отрицат. зарядов. Обычно наблюдается не сама спонтанная поляризация $\boldsymbol{P}$ (она компенсируется полями свободных электрич. зарядов, натекающих на поверхность П. изнутри и извне), а её изменение $\Delta\boldsymbol{P}$ при быстром изменении темп-ры ΔT (пироэлектрич. эффект). Плотность возникающего поверхностного заряда $\sigma=p\Delta T$ наз. *пироэлектрической константой* p. Типичный П. — *турмалин*; в нём при изменении темп-ры на 1°С возникает электрич. поле $E\sim$ ~400 В/см. П. могут быть лишь нецентросимметричные кристаллы. Изменение поляризации в П. может происходить и под действием механич. напряжений (пьезоэлектрич. эффект). Все П. явл. *пьезоэлектриками*, но не наоборот; нек-рые П. обладают сегнетоэлектрич. св-вами (рис.).



П. используются в технике в кач-ве индикаторов и приёмников излучений.

● См. лит. при ст. *Диэлектрики.*

А. П. Леванюк.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСТВО (пироэлектрический эффект), появление электрич. зарядов на поверхности нек-рых кристаллов (*пироэлектриков*) при их нагревании или охлаждении. Один конец пироэлектрика при нагревании заряжается положительно, а при охлаждении отрицательно, другой — наоборот. Интенсивность электризации максимальна, если скорость изменения темп-ры выше скорости релаксации заряда. При изменении темп-ры на 1 К поверхностная плотность возникающего ряда, как правило, не превышает неск. сотен единиц (в системе СГСЭ). Появление зарядов на поверхности пироэлектрика связано с изменением существующей в нём поляризации при изменении темпры кристалла.

ПИТО ТРУБКА, Г-образная трубка для измерения динамич. напора текущей жидкости (газа). Названа по имени её изобретателя франц. учёного А. Пито (H. Pitot; 1732). Применяется также как составная часть *Прандтля трубки*. См. также *Трубки измерительные*.

ПЛАВАНИЕ ТЕЛ, состояние равновесия тв. тела, частично или полностью погружённого в жидкость (или газ). Осн. задача теории П. т.— определение положений равновесия тела, погружённого в жидкость, выяснение условий устойчивости равновесия. Простейшие условия П. т. указывает *Архимеда закон*.

Осн. понятия теории П. т. (рис. 1): 1) водоизмещение тела — вес жидкости, вытесняемой телом в состоянии равновесия (совпадает с весом тела); 2) плоскость возможной грузовой ватерлинии — всякая плоскость ab, отсекающая от тела объём, вес жидкости в к-ром равен водоизмещению тела; 3) поверхность грузовых ватерлиний — поверхность I, в каждой точке к-рой касательная плоскость явл. плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 4) центр водоизмещения (или центр величины) — центр тяжести A объёма, отсекаемого плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 5) поверхность центров водоизмещения — поверхность II, являющаяся

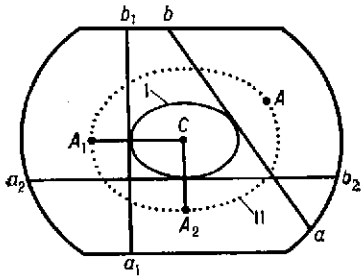


Рис. 1. ab, a_1b_1, a_2b_2 плоскости возможной грузовой ватерлинии; A, A_1, A_2 — центры водоизмещения для объёмов, отсекаемых плоскостями ab, a_1b_1, a_2b_2; I — поверхность грузовых ватерлиний; II — поверхность центров водоизмещения.

геометрич. местом центров водоизмещения.

Если тело погрузить в жидкость до к.-н. плоскости возможной грузовой ватерлинии ab (рис. 2), то на тело будут действовать направленная перпендикулярно этой плоскости (т. е. вертикально вверх) *поддерживающая сила* $\boldsymbol{F}$, проходящая через центр A, и численно равная ей сила тяжести $\boldsymbol{P}$. Как доказывается в теории П. т., направление силы $\boldsymbol{F}$ совпадает одновременно с направлением нормали An к поверхности II в точке A.

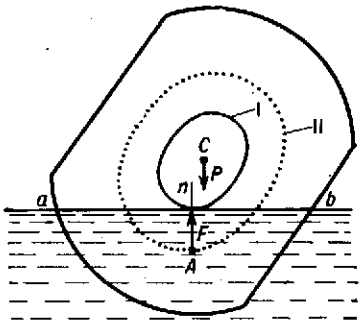


Рис. 2. Силы, действующие на тело, погружённое в жидкость до грузовой ватерлинии ab.

В положении равновесия силы $\boldsymbol{F}$ и $\boldsymbol{P}$ должны быть направлены вдоль одной прямой, т. е. нормаль к поверхности II, восстановленная из центра A, должна проходить через центр тяжести C тела (нормали A_1C, A_2C на рис. 1). Число нормалей к поверхности II, проходящих через центр тяжести C, даёт число возможных положений равновесия плавающего тела. Если тело вывести из положения равновесия, то на него будет действовать *пара сил* $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{P}$. Когда эта пара стремится вернуть тело в положение равновесия, равновесие устойчиво, в противном случае — неустойчиво. Об устойчивости равновесия можно судить по положению *метацентра*. Другой простой признак: положение равновесия устойчиво, если для него расстояние между центрами A и C явл. наименьшим по сравнению с этим расстоянием для соседних положений (на

рис. 1 при погружении до плоскости a_2b_2 равновесие устойчиво, а до a_1b_1 — неустойчиво).

● Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.—Л., 1952. *С. М. Тарг.*

ПЛАВЛЕ́НИЕ, переход в-ва из кристаллич. (твёрдого) состояния в жидкое, происходит с поглощением теплоты (*фазовый переход* I рода). Гл. хар-ками П. чистых в-в явл. *температура плавления* ($T_{пл}$) и *теплота плавления* ($L_{пл}$).

Темп-ра П. зависит от внеш. давления p; на *диаграмме состояния* чистого в-ва эта зависимость изображается кривой плавления (кривой сосуществования тв. и жидкой фаз, AD или AD' на рис. 1). П. сплавов и тв. растворов происходит, как правило, в

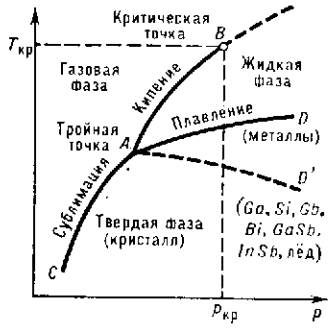


Рис. 1. Диаграмма состояния чистого в-ва (p — давление, T — темп-ра). Линии AD и AD' — кривые плавления, по линии AD' плавятся в-ва с аномальным изменением объёма при плавлении. Точка A — тройная точка; B — критич. точка.

определённом интервале темп-р (исключение составляют сплавы с пост. $T_{пл}$ — эвтектики). Зависимость темпры начала и окончания П. сплава от его состава при данном давлении изображается на диаграммах состояния спец. линиями (кривые ликвидуса и солидуса, рис. 2). У ряда высокомол. соединений (напр., в-в, способных образовывать *жидкие*

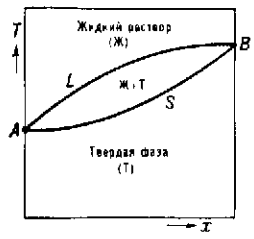


Рис. 2. Диаграмма состояния системы (напр., Cu—Ni), образующей непрерывный ряд жидких и твёрдых растворов. Жидкий раствор устойчив выше линии ликвидуса L, твёрдый — ниже линии солидуса S; между линиями L и S заключена двухфазная область равновесия твёрдых и жидких фаз. T — темп-ра, x — состав раствора (относит. кол-во компоненты B в компоненте A).

кристаллы) переход из тв. крист. состояния в изотропное жидкое происходит постадийно (в нек-ром температурном интервале), каждая стадия характеризует определённый этап разрушения крист. структуры.

Наличие определённой темп-ры П.— важный признак крист. строения тв. тел. По этому признаку их легко отличить от аморфных тв. тел, к-рые не имеют фиксированной $T_{пл}$. Аморфные тв. тела переходят в жидкое состояние постепенно, размягчаясь при повышении темп-ры (см. *Аморфное состояние*).

Самую высокую темп-ру П. среди чистых металлов имеет вольфрам (3410°С), самую низкую — ртуть (—38,9°С). К особо тугоплавким соединениям относятся TiN (3200°С), HfN (3580°С), ZrC (3805°С), TaC (4070°С), HfC (4160°С) и др. Как правило, для в-в с высокой $T_{пл}$ характерны более высокие значения $L_{пл}$. Примеси, присутствующие в крист. в-вах, снижают $T_{пл}$. Этим пользуются на практике для получения сплавов с низкой $T_{пл}$ (напр., у т. н. сплава

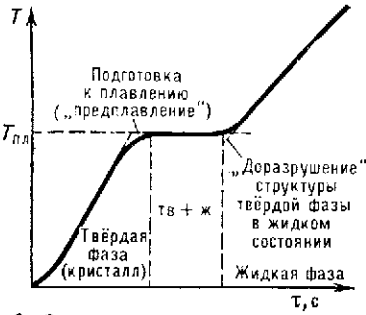


Рис. 3. Остановка изменения темп-ры при плавлении крист. тела. По оси абсцисс отложено время τ, пропорциональное равномерно подводимому к телу кол-ву теплоты.

Вуда, состоящего из 50% Bi, 25% Pb, 12,5% Sn и 12,5% Cd, $T_{пл}$ = =68°С) и охлаждающих смесей [напр., смесь из льда (42,8%) и K_2CO_3 (57,2%) плавится при —46°С].

П. начинается при достижении крист. в-вом $T_{пл}$ и протекает при пост. темп-ре ($T_{пл}$), несмотря на со-

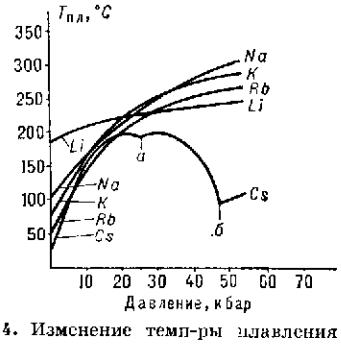


Рис. 4. Изменение темп-ры плавления $T_{пл}$ (°С) щелочных металлов с увеличением давления p (кбар). Изломы на кривой плавления Cs указывают на существование у него при высоких давлениях двух полиморфных превращений (*а* и *б*).

общение в-ву теплоты (рис. 3). Нагреть кристалл до $T > T_{пл}$ в обычных условиях не удаётся (см. *Перегрев*), тогда как при кристаллизации сравнительно легко достигается значит. переохлаждение расплава.

Хар-р зависимости $T_{пл}$ от давления p определяется направлением объёмных изменений ($\Delta V_{пл}$) при П. (см. *Клапейрона — Клаузиуса уравнение*). В большинстве случаев П. в-в сопровождается увеличением их объёма (обычно на неск. %). Если это имеет место, то возрастание давления приводит к повышению $T_{пл}$ (рис. 4). Однако у нек-рых в-в (см. рис. 1) при П. происходит уменьшение объёма. Темпра П. этих в-в при увеличении давления снижается.

П. сопровождается изменением физ. св-в в-ва: увеличением энтропии, что отражает разупорядочение крист. структуры; ростом теплоёмкости; электрич. сопротивления [исключение составляют нек-рые полуметаллы (Bi, Sb) и полупроводники (Ge), в жидком состоянии обладающие более высокой электропроводностью]. Практически до нуля падает при П. сопротивление сдвигу (в расплаве не могут распространяться поперечные упругие волны), уменьшается скорость распространения звука (продольных волн) и т. д.

Согласно мол.-кинетич. представлениям, П. осуществляется след. образом. При подведении к крист. телу теплоты увеличивается энергия колебаний (амплитуда колебаний) его атомов, что приводит к повышению темпры тела и способствует образованию в кристалле разл. дефектов (незаполненных узлов крист. решётки — *вакансий*, нарушений периодичности решётки внедрившимися между её узлами атомами и др.; см. *Дефекты* в кристаллах). В мол. кристаллах может происходить частичное разупорядочение взаимной ориентации осей молекул, если молекулы не обладают сферич. симметрией. Постепенный рост числа дефектов и их объединение характеризуют стадию предплавления. С достижением $T_{пл}$ в кристалле создаётся критич. концентрация дефектов, начинается П.— крист. решётка распадается на легкоподвижные субмикроскопич. области. Подводимая при П. теплота идёт не на нагрев тела, а на разрыв межатомных связей и разрушение дальнего порядка в кристаллах (см. *Дальний и ближний порядок*). В самих же субмикроскопич. областях ближний порядок в расположении атомов при П. существенно не меняется (*координационное число* расплава при $T_{пл}$ в большинстве случаев остаётся тем же, что и у кристалла). Этим объясняются меньшие значения теплот плавления $L_{пл}$ по сравнению с теплотами парообразования и сравнительно небольшое изменение ряда физ. свойств в-в при их П.

Процесс П. играет важную роль в природе (П. снега и льда на поверхности Земли, П. минералов в её недрах и т. д.), в науке и технике (производство чистых металлов и сплавов, литьё в формы и др.).

● Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Собр. избр. трудов, т. 3, М.—Л., 1959; Данилов В. И., Строение и кристаллизация жидкости, К., 1956; У б-

белоде А., Плавление и кристаллическая структура, пер. с англ., М., 1969; Любов Б. Я., Теория кристаллизации в больших объемах, М., 1975. *Б. Я. Любов.*

ПЛАЗМА, частично или полностью ионизованный газ, в котором плотности положит. и отрицат. зарядов практически одинаковы. При сильном нагревании любое в-во испаряется, превращаясь в газ. Если увеличивать темп-ру и дальше, резко усилится процесс термич. ионизации, т. е. молекулы газа начнут распадаться на составляющие их атомы, к-рые затем превращаются в ионы. *Ионизация* газа, кроме того, может быть вызвана его вз-ствием с эл.-магн. излучением (фотоионизация) или бомбардировкой газа заряж. ч-цами.

Свободные заряж. ч-цы, особенно эл-ны, легко перемещаются под действием электрич. поля. Поэтому в состоянии равновесия *пространственные заряды* входящих в состав П. отрицат. эл-нов и положит. ионов должны компенсировать друг друга так, чтобы полное поле внутри П. было равно нулю. Именно отсюда вытекает необходимость практически точного равенства плотностей эл-нов и ионов в П.— её «квазинейтральности». Нарушение квазинейтральности в объёме, занимаемом П., ведёт к немедленному появлению сильных электрич. полей пространств. зарядов, тут же восстанавливающих квазинейтральность. Степенью ионизации П. α наз. отношение числа ионизованных атомов к полному их числу в единице объёма П. Для многозарядных ионов следует учитывать кратность ионизации атомов. В зависимости от величины α говорят о слабо, сильно и полностью ионизованной П.

Средние энергии разл. типов ч-ц, составляющих П., могут отличаться одна от другой. В таком случае П. нельзя охарактеризовать одним значением темп-ры T, и различают электронную темп-ру T_e, ионную темп-ру T_i (или ионные темп-ры, если в П. имеются ионы неск. сортов) и темп-ру нейтр. атомов T_a (нейтр. компоненты). Подобная П. наз. неизотермической, в то время как П., для к-рой темп-ры всех компонент равны, наз. изотермической.

Применительно к П. несколько необычный смысл (по сравнению с др. разделами физики) вкладывается в понятия «низкотемпературная» и «высокотемпературная». Низкотемпературной принято считать П. с $T_i \leqslant 10^5$ К, а высокотемпературной — П. с $T_i \approx 10^6 - 10^8$ К и более. Это условное разделение связано с особой важностью высокотемпературной П. в связи с проблемой осуществления *управляемого термоядерного синтеза* (УТС).

В состоянии П. находится подавляющая часть в-ва Вселенной — *звёзды*, звёздные атмосферы, галактич. туманности и межзвёздная среда. Около Земли П. существует в космосе в виде *солнечного ветра*, заполняет магнитосферу Земли (образуя *радиационные пояса Земли*) и ионосферу. Процессами в околоземной П. обусловлены магн. бури и полярные сияния. Отражение радиоволн от ионосферной П. обеспечивает возможность дальней радиосвязи на Земле.

В лаб. условиях и пром. применениях П. образуется в *электрическом разряде в газах* (*дуговом разряде*, *искровом разряде*, *тлеющем разряде* и пр.), в процессах горения и взрыва, используется в *плазменных ускорителях*, *магнитогидродинамических генераторах*, в установках для исследования УТС. Многими характерными для П. св-вами обладают совокупности эл-нов и *дырок* в *полупроводниках* и эл-нов проводимости (нейтрализуемых неподвижными положит. ионами) в металлах, к-рые поэтому наз. *плазмой твёрдых тел*. Её отличит. особенность — возможность существования при сверхнизких для «газовой» П. темп-рах — комнатной и ниже, вплоть до абс. нуля темп-ры.

Возможные значения плотности П. n расположены в очень широком диапазоне: от $n \sim 10^{-6}$ см$^{-3}$ в межгалактич. пространстве и $n \sim 10$ в солнечном ветре до $n \sim 10^{22}$ для тв. тел и ещё больших значений в центр. областях звёзд.

Термин «П.» в физике был введён в 1929 амер. учёными И. Ленгмюром и Л. Тонксом, проводившими зондовые измерения параметров низкотемпературной газоразрядной П. Кинетика П. рассматривалась в работах Л. Д. Ландау в 1936 и 1946 и А. А. Власова в 1938. В 1942 Х. Альфвен предложил уравнения *магнитной гидродинамики* для объяснения ряда явлений в косм. П. В 1950 в СССР и США была предложена идея магн. термоизоляции П. для осуществления УТС. В 50—80-е гг. 20 в. изучение П. стимулировалось разл. практич. применениями П., развитием астрофизики и космофизики (наблюдение косм. П. и объяснение процессов в ней) и физики верхней атмосферы Земли — особенно в связи с полётами косм. летат. аппаратов, а также интенсификацией исследований по проблеме УТС.

Основные свойства плазмы. В резком отличии св-в П. от св-в нейтр. газов определяющую роль играют два фактора. Во-первых, вз-ствие ч-ц П. между собой характеризуется кулоновскими силами притяжения и отталкивания, убывающими с расстоянием гораздо медленнее (т. е. значительно более «дальнодействующими»), чем силы вз-ствия нейтр. ч-ц. По этой причине вз-ствие ч-ц в П. является, строго говоря, не «парным», а «коллективным» — одновременно взаимодействует друг с другом большое число ч-ц. Во-вторых, электрич. и магн. поля очень сильно действуют на П., вызывая появление в П. объёмных зарядов и токов и обусловливая целый ряд специфич. св-в П. Эти отличия позволяют рассматривать П. как особое, четвёртое состояние в-ва.

К важнейшим св-вам П. относится упомянутая выше квазинейтральность. Она соблюдается, если л[illegible]ные размеры области, занимаемой П., много больше *дебаевского радиуса экранирования*

$$D = \sqrt{kT_eT_i/4\pi |e_ee_i| (n_iT_i + n_eT_e)}$$

(e_e и e_i — заряды эл-нов и ионов, n_e и n_i — электронная и ионная плотности; здесь и ниже используется абс. система единиц Гаусса; см. *СГС система единиц*). Следовательно, лишь при выполнении этого условия можно говорить о П. как таковой. Электрич. поле отд. ч-цы в П. экранируется ч-цами противоположного знака, т. е. практически исчезает, на расстояниях порядка D от ч-цы. Величина D определяет и глубину проникновения внеш. электростатич. поля в П. Квазинейтральность может нарушаться вблизи поверхности П., где более быстрые эл-ны вылетают по инерции за счёт теплового движения на длину $\sim D$ (рис. 1).

П. наз. идеальной, если потенциальная энергия вз-ствия ч-ц мала по сравнению с их тепловой энергией. Это условие выполняется, когда число ч-ц в сфере радиуса D велико: $N_D = \frac{4}{3}\pi D^3 n \gg 1$. В молнии $T \sim 2 \cdot 10^4$ К, $n \sim 2{,}5 \cdot 10^{19}$ (плотность воздуха) и, следовательно, $D \sim 10^{-7}$ см, но $N_D \sim 1/10$.

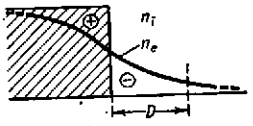


Рис. 1. Нарушение квазинейтральности плазмы на длине порядка дебаевского радиуса экранирования D.

Такую П. наз. слабоидеальной.

Помимо хаотич. теплового движения, ч-цы П. могут участвовать в упорядоченных «коллективных процессах», из к-рых наиболее характерны продольные колебания пространств. заряда, называемые ленгмюровскими волнами. Их угловая частота $\omega_0 = \sqrt{4\pi ne^2/m}$ наз. плазменной частотой (e и m — заряд и масса эл-на). Многочисленность и разнообразие коллективных процессов, отличающие П. от нейтр. газа, обусловлены «дальностью» кулоновского вз-ствия ч-ц П., благодаря чему П. можно рассматривать как упругую среду, в к-рой легко возбуждаются и распространяются разл. шумы, колебания и волны.

В магн. поле с индукцией $\boldsymbol{B}$ на ч-цы П. действует *Лоренца сила*; в результате этого заряж. ч-цы П. вращаются с *циклотронными частотами* $\omega_B = eB/mc$ по ларморовским спиралям (кружкам) радиуса $\rho_B = v_\perp/\omega_B$, где $v_\perp$ — перпендикулярная $\boldsymbol{B}$ составляющая скорости ч-цы (подробнее см. *Магнитные ловушки*). В таком вз-ствии проявляется диа-

магнетизм П.: создаваемые эл-нами и ионами круговые токи уменьшают внеш. магн. поле; при этом эл-ны вращаются по часовой стрелке, а ионы — против неё (рис. 2). Магн. моменты таких круговых токов равны $\mu = mv_\perp^2/2B$ и в неоднородном поле на них действует (диамагнитная) сила, стремящаяся вытолкнуть ч-цу П. из области сильного поля в область более

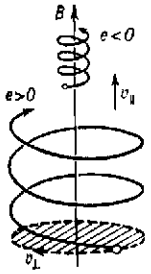


Рис. 2. Вращение ионов и эл-нов по ларморовским спиралям. Радиус вращения иона ($e>0$) больше радиуса вращения эл-на ($e<0$).

слабого поля, что является важнейшей причиной неустойчивости П. в неоднородных полях.

Взаимные столкновения ч-ц в П. описывают эфф. поперечными сечениями, характеризующими «площадь мишени», в к-рую нужно «попасть», чтобы произошло столкновение. Напр., эл-н, пролетающий мимо иона на расстоянии т. н. прицельного параметра ρ (рис. 3), отклоняется силой кулоновского притяжения на угол θ, примерно равный отношению по-

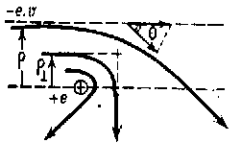


Рис. 3. Эл-н, пролетающий мимо иона, движется по гиперболе. θ — угол отклонения.

тенциальной энергии к кинетической, так что $\theta \approx 2\rho_\perp/\rho$, где $\rho_\perp = e^2/mv^2 \approx e^2/kT$ (здесь $\rho_\perp$ — прицельное расстояние, при к-ром угол отклонения $\theta = 90°$). На большие углы $\theta \sim 1$ рад рассеиваются все эл-ны, попадающие в круг с площадью $\sigma_{близ} \approx 4\pi\rho_\perp^2$, к-рую можно назвать сечением «близких» столкновений. Если, однако, учесть и далёкие пролёты с $\rho \gg \rho_\perp$, то эфф. сечение увеличивается на множитель $\Lambda \sim \ln(D/\rho_\perp)$, наз. кулоновским логарифмом. В полностью ионизованной П. обычно $\Lambda \sim 10-15$, и вкладом близких столкновений можно вообще пренебречь (см. сказанное выше о «дальнодействии» в П.). При далёких же пролётах скорости ч-ц изменяются на малые величины, что позволяет рассматривать их движение как процесс *диффузии* в своеобразном «пространстве скоростей».

Если в П. не возбуждены к.-л. интенсивные колебания и неустойчивости, то именно столкновения ч-ц определяют её т. н. диссипативные св-ва — электропроводность, вязкость, теплопроводность и диффузию. В полностью ионизованной П. электропроводность σ не зависит от плотности П. и пропорциональна $T^{3/2}$; при $T \sim 15 \cdot 10^6$ К она превосходит электропроводность серебра, поэтому часто, особенно при быстрых крупномасштабных движениях, П. можно приближённо рассматривать как идеальный проводник, полагая $\sigma \to \infty$. Если такая П. движется в магн. поле, то эдс при обходе любого замкнутого контура, движущегося вме-

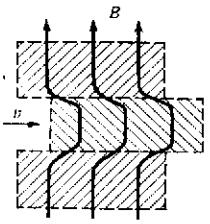


Рис. 4. Движение силовых линий магн. поля B вместе с плазмой (св-во вмороженности силовых линий). v — скорость среды.

сте с П., равна нулю, что по закону Фарадея для *электромагнитной индукции* приводит к постоянству магн. потока, пронизывающего контур (рис. 4). Эта «приклеенность», или вмороженность, магнитного поля также относится к важнейшим свойствам П. (подробнее см. в ст. *Магнитная гидродинамика*). Ею обусловлена, в частности, возможность самовозбуждения (генерации) магн. поля за счёт увеличения длины магн. силовых линий при хаотич. турбулентном движении среды. Напр., в косм. туманностях часто видна волокнистая структура, свидетельствующая о наличии возбуждённого т. о. магн. поля.

Методы теоретического описания плазмы. Осн. методами являются: 1) исследование движения отд. ч-ц П.; 2) магнитогидродинамич. описание П.; 3) кинетич. рассмотрение ч-ц и волн в П. В разреженной П., где можно пренебречь столкновениями, заряж. ч-ца летит со скоростью $v_\parallel$ вдоль магн. силовой линии, быстро вращаясь по ларморовской спирали (рис. 2). При наличии возмущающей силы F ч-ца также медленно «дрейфует» в направлении, перпендикулярном как магн. полю, так и направлению силы F. Напр., в электрич. поле E, направленном под углом к магнитному, происходит «электрич. дрейф» со скоростью $v_{др.эл.} = cE_\perp/B$ ($E_\perp$ — составляющая напряжённости электрич. поля, перпендикулярная магн. полю B). Если же $E=0$, но магн. поле неоднородно, то имеет место «центробежный дрейф» в направлении бинормали к силовой линии, а в продольном направлении диамагнитная сила тормозит ч-цу, приближающуюся к области более сильного магн. поля. При этом остаются неизменными полная энергия ч-цы $\frac{m}{2}\left(v_\parallel^2 + v_\perp^2\right)$ и её магн. момент $\mu = mv_\perp^2/2B$, являющийся адиабатич. инвариантом. Таково, напр., движение в магн. поле Земли косм. ч-ц (рис. 5), к-рые отражаются от полярных областей, где поле сильнее, и вместе с тем дрейфуют вокруг Земли (протоны — на запад, эл-ны — на восток). Поле Земли является магнитной ловушкой: оно удерживает захваченные им ч-цы в радиац. поясах. Аналогичными св-вами удержания П. обладают т. н. зеркальные магн. ловушки, применяемые в исследованиях по УТС (подробнее см. *Магнитные ловушки*).

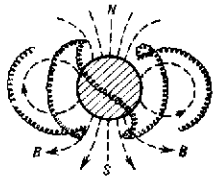


Рис. 5. Движение косм. ч-ц, захваченных магн. полем Земли.

При описании П. с помощью уравнений магн. гидродинамики она рассматривается как сплошная среда, в к-рой могут протекать токи. Вз-ствие этих токов с магн. полем создаёт объёмные электродинамич. силы, к-рые должны уравновешивать газодинамич. давление П., аналогичное давлению в нейтр. газе (см. *Газовая динамика*). В состоянии равновесия магн. силовые линии и линии тока должны проходить по поверхностям пост. давления. Если поле не проникает в П. (модель «идеального» проводника), то такой поверхностью является сама граница П., и на ней газодинамич. давление П. $p_{газ}$ должно быть равно внеш. магн. давлению $p_{магн} = B^2/8\pi$. На

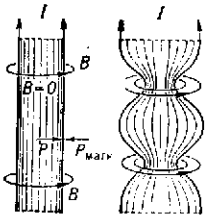


Рис. 6. Образование перетяжек на канале разряда, сжатого собственным магн. полем: I — ток; B — индукция магн. поля, равная нулю внутри разряда.

рис. 6 показан простейший пример такого равновесия — т. н. скинированный зет-пинч, возникающий при разряде между двумя электродами. Штриховка указывает линии тока на поверхности П. Равновесие зет-пинча неустойчиво — на нём легко образуются желобки, идущие вдоль магн. поля. При последующем развитии они превращаются в тонкие перетяжки и могут приводить к обрыву тока (подробнее см. *Пинч-эффект*). В мощных разрядах с токами $\sim 10^6$ А в дейтериевой П. такой процесс сопровождается нек-рым числом *ядерных реакций* и испусканием нейтронов, а также жёстких рентг. лучей, что впервые было обнаружено в 1952 Л. А. Арцимовичем, М. А. Леонтовичем и их сотрудниками.

Если внутри пинча создать продольное магн. поле $B_\parallel$, то, двигаясь из-за вмороженности вместе с П., оно своим давлением будет препятст-

вовать развитию перетяжек. Желобки и в этом случае могут возникать вдоль винтовых силовых линий полного магн. поля, складывающегося из продольного поля и поперечного поля $B_\perp$, к-рое создаётся самим током П. $I_\parallel$. Это имеет место, напр., в т. н. равновесном тороидальном пинче. Однако при условии $B_\parallel/B_\perp > R/a$ (R и a — большой и малый радиусы тора, рис. 7) шаг винтовых силовых линий полного поля оказывается больше длины замкнутого плазменного шнура $2\pi R$, и желобковая неустойчивость, как показывает опыт, не развивается. Такие системы, наз. *токамаками*, исполь-

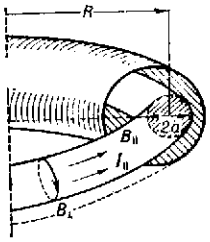


Рис. 7. Токамак. Токи, текущие в проводящем кожухе, препятствуют смещению плазменного шнура.

зуются для исследований по проблеме УТС.

При рассмотрении движения П. методами магн. гидродинамики необходимо учитывать степень вмороженности поля, определяемую магнитным числом Рейнольдса.

Наиболее детальным методом описания П. является кинетический, основанный на использовании функции распределения ч-ц по координатам и импульсам $f = f(t, \boldsymbol{r}, \boldsymbol{p})$. Импульс ч-цы $\boldsymbol{p}$ равен $m\boldsymbol{v}$. В состоянии термодинамического равновесия эта функция имеет вид универсального *Максвелла распределения*, а в общем случае её находят из *кинетического уравнения Больцмана*:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + \boldsymbol{F}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = C(f).$$

Здесь $\boldsymbol{F} = e\boldsymbol{E} + (e/c)[\boldsymbol{vB}]$ — внеш. сила, действующая на заряж. ч-цу П., а член $C(f)$ учитывает взаимные столкновения ч-ц. При рассмотрении быстрых движений П. столкновениями часто можно пренебречь, полагая $C(f) \approx 0$. Тогда кинетич. ур-ние наз. бесстолкновительным уравнением Власова с *самосогласованными полями* $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ (они сами определяются движением заряж. ч-ц). Если П. полностью ионизована, т. е. в ней присутствуют только заряж. ч-цы, то их столкновения, ввиду преобладающей роли далёких пролётов (см. выше), эквивалентны процессу диффузии в пространстве импульсов (скоростей). Выражение $C(f)$ для такой П. было получено Л. Д. Ландау и может быть записано в виде:

$$C(f) = \nabla(\hat{D}\cdot\nabla f - \boldsymbol{F}_c f),$$

где $\nabla = \partial/\partial \boldsymbol{p}$ — градиент в импульсном пространстве, $\hat{D}$ — тензорный коэфф. диффузии в этом же пространстве, а $\boldsymbol{F}_c$ — сила взаимного (т. н. «динамического») трения ч-ц.

При высоких темп-рах и низкой плотности можно пренебречь столкновениями ч-ц с ч-цами в П. Однако в случае, когда в П. возбуждены волны к.-л. типа (см. ниже), необходимо учитывать «столкновения» ч-ц с волнами. При не слишком больших амплитудах колебаний в П. подобные «столкновения», как и при далёких пролётах, сопровождаются малыми изменениями импульса ч-ц, и член $C(f)$ сохраняет свой «диффузионный» вид с тем отличием, что коэфф. $\hat{D}$ определяется интенсивностью волн. Важнейшим результатом кинетич. описания П. является учёт вз-ствия волны с группой т. н. резонансных частиц, скорости к-рых совпадают со скоростью распространения волны. Именно эти ч-цы могут наиболее эффективно обмениваться с волной энергией и импульсом. В 1946 Л. Д. Ландау предсказал возможность основанного на таком обмене «бесстолкновительного затухания» ленгмюровских волн, впоследствии обнаруженного в опытах с П. Если направить в П. дополнит. пучок ч-ц, то подобный обмен может приводить не к затуханию, а к усилению волн. Этот эффект в известном смысле аналогичен *Черенкова — Вавилова излучению*.

Колебания и неустойчивости плазмы. Волны в П. отличают их объёмный характер и разнообразие св-в. С помощью разложения в ряд Фурье любое малое возмущение в П. можно представить

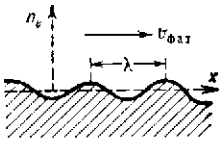


Рис. 8. Синусоидальный профиль плотности эл-нов в монохроматич. плазменной волне.

как набор волн простейшего синусоидального вида (рис. 8). Каждая такая (монохроматическая) волна характеризуется определённой частотой ω, длиной волны λ и фазовой скоростью распространения $v_{фаз}$. Кроме того, волны могут различаться поляризацией, т. е. направлением вектора электрич. поля в волне. Если это поле направлено вдоль скорости распространения, волна наз. продольной, а если поперёк — поперечной. В П. без магн. поля возможны волны трёх типов: продольные ленгмюровские с частотой ω_0, продольные звуковые (точнее, ионно-звуковые) и поперечные эл.-магн. (световые или радиоволны). Поперечные волны могут обладать двумя поляризациями и могут распространяться в П. без магн. поля, только если их частота ω превышает плазменную частоту ω_0. В противоположном же случае $\omega < \omega_0$ показатель преломления П. становится мнимым, и поперечные волны не могут распространяться внутри П., а отражаются её поверхностью подобно тому, как лучи света отражаются зеркалом. Именно поэтому радиоволны с $\lambda > \sim 20$ м отражаются ионосферой, что обеспечивает возможность дальней радиосвязи на Земле.

Однако при наличии магн. поля поперечные волны, резонируя с ионами и эл-нами на их циклотронных частотах, могут распространяться внутри П. и при $\omega < \omega_0$. Это означает появление ещё двух типов волн в П., наз. альфвеновскими и быстрыми магнитозвуковыми. *Альфвеновская волна* представляет собой поперечное возмущение, распространяющееся вдоль магн. поля со скоростью $v_A = B/\sqrt{4\pi n M_i}$ (M_i — масса ионов). Её природа обусловлена вмороженностью и упругостью силовых линий, к-рые, стремясь сократить свою длину и будучи «нагружены» ч-цами П., в частности массивными ионами, колеблются подобно натянутым струнам. Быстрая магнитозвуковая волна в области малых частот по существу лишь поляризацией отличается от альфвеновской (их скорости близки и определяются магн. полем и инерцией тяжёлых ионов). В области же больших частот, где ионы можно считать неподвижными, она определяется инерцией эл-нов и имеет специфич. винтовую поляризацию. Поэтому здесь её наз. «ветвью вистлеров», т. е. свистов, поскольку в магнитосферной П. она проявляется в виде характерных свистов при радиосвязи (см. *Свистящие атмосферики*). Кроме того, в П. может распространяться медленная магнитозвуковая волна, к-рая представляет собой обычную звуковую волну с хар-ками, несколько изменёнными магн. полем.

Т. о., при наличии магн. поля в однородной П. возможны волны шести типов: три высокочастотные и три низкочастотные. Если темп-ра или плотность П. в магн. поле неоднородны, то возникают ещё т. н. дрейфовые волны. При больших амплитудах возможны «бесстолкновительные» ударные волны (возбуждаемые, напр., на границе магнитосферы набегающим на Землю солнечным ветром), уединённые волны (*солитоны*), а также ряд др. «нелинейных» волн и, наконец, сильно развитая *турбулентность* движения П.

В неравновесной П. при определённых условиях возможна «раскачка неустойчивостей», т. е. нарастание к.-л. из перечисленных типов волн до нек-рого уровня насыщения. Возможны и более сложные случаи индуцированного возбуждения волн одного типа за счёт энергии волн др. типа.

Излучение плазмы. Спектр излучения низкотемпературной (напр., газоразрядной) П. состоит из отд. спектр. линий. В газосветных трубках, применяемых, в частности, для целей рекламы и освещения (лампы «дневного

света»), наряду с ионизацией происходит и обратный процесс — *рекомбинация* ионов и эл-нов, дающая т. н. рекомбинационное излучение со спектром в виде широких полос.

Для высокотемпературной П. со значит. степенью ионизации характерно *тормозное излучение* с непрерывным спектром, возникающее при столкновениях эл-нов с ионами. В магн. поле ларморовское вращение эл-нов П. приводит к появлению т. н. магнитотормозного излучения на гармониках циклотронной частоты, особенно существенного при больших (релятивистских) энергиях эл-нов. Важную роль в косм. П. играет вынужденное излучение типа обратного *Комптона эффекта*. Им, а также магнитотормозным механизмом, обусловлено излучение нек-рых косм. туманностей, напр. Крабовидной.

Корпускулярным излучением П. наз. быстрые ч-цы, вылетающие из неравновесной П. в результате развития разл. типов неустойчивостей. В первую очередь в П. раскачиваются к.-л. характерные колебания, энергия к-рых затем передаётся небольшой группе «резонансных» ч-ц (см. выше). По-видимому, этим механизмом объясняется ускорение малоэнергичных косм. ч-ц в атмосфере Солнца и в туманностях, образующихся при вспышках сверхновых звёзд типа пульсара в Крабовидной туманности.

Диагностика плазмы. Помещая в П. электрич. зонд (маленький электрод) и регистрируя зависимость тока от подаваемого напряжения, можно определить темп-ру и плотность П. С помощью миниатюрной индукц. катушки — «магн. зонда» — можно измерять изменение магн. поля во времени. Эти способы связаны, однако, с активным вмешательством в П. и могут внести нежелат. загрязнения. К более чистым методам относится «просвечивание» П. пучками нейтр. ч-ц и пучками радиоволн. Лазерное просвечивание П. в разл. вариантах, в т. ч. с использованием *голографии*, является наиболее тонким и к тому же локальным методом лабораторной диагностики П.

Часто используют также пассивные методы диагностики — наблюдение спектра излучения П. (единств. метод в астрономии), вывод быстрых нейтр. атомов, образовавшихся в результате *перезарядки ионов* в П., измерение уровня радиошумов. Плотную П. изучают с помощью сверхскоростной киносъёмки (неск. млн. кадров в с) и *развёртки оптической*. В исследованиях по УТС регистрируется также рентг. спектр тормозного излучения и нейтронное излучение дейтериевой П. (см. также *Диагностика плазмы*).

Применение плазмы. Высокотемпературная П. ($T \sim 10^8$ К) из дейтерия и трития — осн. объект исследований по УТС. Такая П. создаётся путём нагрева и быстрого сжатия П. током (используется также высокочастотный подогрев) либо путём инжекции высокоэнергичных нейтр. атомов в магн. поле, где они ионизуются, либо облучением мишени мощными лазерами или релятивистскими электронными пучками.

Низкотемпературная П. ($T \sim 10^3$ К) находит применение в газоразрядных источниках света и в *газовых лазерах*, в *термоэлектронных преобразователях* тепловой энергии в электрич. и в *магнитогидродинамических генераторах* (МГД-генераторах), где струя П. тормозится в канале с поперечным магн. полем B, что приводит к появлению

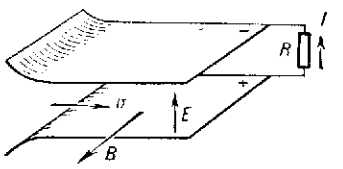


Рис. 9. Схема МГД-генератора, преобразующего кинетич. энергию движущейся плазмы в электрич. энергию. R — внеш. нагрузка генератора, по к-рой протекает ток I.

между верхним и нижним электродами (рис. 9) электрич. поля напряжённостью E порядка Bv/c (v — скорость потока П.); напряжение с электродов подаётся во внеш. цепь.

Если «обратить» МГД-генератор, пропуская через П. в магн. поле ток от внеш. источника, образуется *плазменный двигатель*, весьма перспективный для длит. косм. полётов.

Плазмотроны, создающие струи плотной низкотемпературной П., широко применяются в разл. областях техники. В частности, с их помощью режут и сваривают металлы, наносят покрытия. В плазмохимии низкотемпературную П. используют для получения нек-рых хим. соединений, напр. галогенидов инертных газов, к-рые не удаётся получить др. путём. Кроме того, высокие темп-ры П. приводят к высокой скорости протекания хим. реакций — как прямых реакций синтеза, так и обратных реакций разложения. Если производить синтез «на пролёте» плазменной струи, расширяя и тем самым быстро охлаждая её на след. участке (такая операция наз. «закалкой»), то можно затруднить обратные реакции разложения и существенно повысить выход требуемого продукта.

● Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; его же, Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Франк-Каменецкий Д. А., Лекции по физике плазмы, 2 изд., М., 1968; Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1965; Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Трубников Б. А., Введение в теорию плазмы, ч. 1—3, М., 1969—78; Вопросы теории плазмы. Сб., под ред. М. А. Леонтовича, в. 1—10, М., 1963—80. *Б. А. Трубников.*

ПЛА́ЗМА ТВЁРДЫХ ТЕЛ, условный термин, означающий совокупность подвижных заряженных ч-ц в тв. проводниках (эл-нов проводимости в *металлах* или эл-нов и дырок в *полупроводниках*) в таких условиях, когда их св-ва близки к св-вам газоразрядной *плазмы*. Это позволяет перенести представления, созданные при исследовании газоразрядной плазмы, в физику тв. тела. П. т. т., в отличие от газоразрядной плазмы, имеет бо́льшую плотность n заряженных ч-ц (в газоразрядной плазме $n \sim 10^{12}$ см$^{-3}$, в металлах $n \sim 10^{22}$—10^{23} см$^{-3}$, в полупроводниках $n \sim 10^{15}$—10^{17} см$^{-3}$). Это приводит к различию хар-к П. т. т. и плазмы газового разряда. Напр., плазменная частота, пропорциональная $\sqrt{n}$, для П. т. т. существенно больше, чем для газоразрядной плазмы. Плазменные эффекты в П. т. т. (особенно в полупроводниках) используются для создания приборов СВЧ.

● Бауэрс Р., Плазма в твердых телах, в кн.: Физика твердого тела. Электронные свойства твердых тел, пер. с англ., М., 1972 (Над чем думают физики, в. 8); Платцман Ф., Вольф П., Волны и взаимодействия в плазме твердого тела, пер. с англ., М., 1975. См. также лит. при ст. *Твёрдое тело*. *М. И. Каганов.*

ПЛА́ЗМЕННАЯ ЧАСТОТА́, см. *Ленгмюровские волны*, *Плазма*.

ПЛА́ЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ, ракетные двигатели, в к-рых рабочее тело ускоряется, находясь в состоянии *плазмы*. Скорости истечения рабочего тела, достижимые в П. д., существенно выше скоростей, предельных для обычных газодинамич. (хим. или тепловых) двигателей. Увеличение скорости истечения позволяет получать данную тягу при меньшем расходе рабочего тела, что облегчает вес ракетной системы.

Практич. применение на сов. и амер. косм. летат. аппаратах нашли плазменные электрореактивные двигатели. В таких П. д. через рабочее тело пропускается электрич. ток от бортового источника энергии, в результате чего образуется плазма с темп-рой в десятки тыс. градусов. Эта плазма затем ускоряется либо газодинамически, либо за счёт силы Ампера, возникающей при вз-ствии протекающего по плазме тока с магн. полями (см. *Плазменные ускорители*).

Исследуются возможности создания П. д. на др. принципах. Так, существуют модели П. д., работающие на отдаче, вызванной разлётом продуктов разложения и испарения поверхностей тв. тел, облучаемых мощными импульсами лазерного излучения или импульсными *электронными пучками*. Обсуждается также схема яд. ракетного двигателя на основе *ядерного реактора* с газофазными (точнее, плазменными) тепловыделяющими элементами. В этом реакторе делящееся в-во должно находиться в состоянии плазмы с темп-рой в неск. десятков тыс.

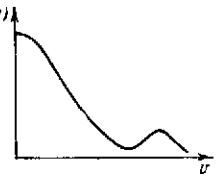
градусов. При контакте с ним рабочее тело (напр., водород) будет нагреваться до соответствующих темп-р, что позволит получить скорости истечения в неск. десятков км/с.

● См. лит. при ст. *Плазменные ускорители.* *А. И. Морозов.*

ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ, преобразователи тепловой энергии *плазмы* в электрич. энергию. Существуют два типа П. и. э. э.— *магнитогидродинамический генератор* и *термоэлектронный преобразователь.*

ПЛАЗМЕННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ, самопроизвольное нарастание отклонений от невозмущённого квазистационарного состояния *плазмы* (состояния равновесия, стационарного течения и т. п.). П. н. связаны либо с пространств. неоднородностью плазмы, либо с неравновесностью распределения по скоростям.

С энергетич. точки зрения для возникновения П. н. необходим нек-рый избыток свободной энергии (над термодинамически равновесной) в невозмущённом состоянии плазмы. В зависимости от того, в какой форме энергии (магн., механич., тепловой) образуется избыток свободной энергии и в каком виде этот избыток высвобождается, различают разного вида П. н.: пучковые, магнитогидродинамич., дрейфовые, бесстолкновительные, параметрич., диссипативные, разрывные и т. д. Так, напр., если в разреженных плазмах невозмущённое состояние ионов и эл-нов плазмы описывается в виде суммы *Максвелла распределения* и дополнит. пучка ионов или эл-нов, движущегося со скоростью, превышающей некрое критич. значение (см. рис.), то в плазме возникают т. н. пучковые неустойчивости, к-рые приводят к самопроизвольному нарастанию *ленгмюровских волн* с фазовыми скоростями, несколько меньшими скорости пучка. Анизотропия функций распределения ч-ц плазмы в пространстве скоростей является также причиной анизотропных П. н. В плазме, помещённой в магн. поле, такие П. н. приводят к росту магнитоупругих колебаний (альфвеновские волны). Равновесные магнитогидродинамич. конфигурации могут обладать избытком свободной энергии в форме энергии магн. поля и энергии теплового расширения плазмы. Это т. н. конфигурационный избыток свободной энергии. Высвобождение избытка энергии магн. поля при перестройке конфигурации явл. источником наиболее быстро развивающейся разновидности магнитогидродинамической П. н. Примером может служить неустойчивость плазменного шнура, сжатого магн. полем, протекающего по нему тока, т. н. токовая П. н. (наблюдается при *пинч-эффекте*). Наиболее радикальным методом стабилизации конфигураций подобного типа явл. наложение достаточно сильного продольного магн. поля: $H_\parallel > H_\varphi \lambda_\parallel / 2\pi r$ (где H_φ — магн. поле собств. тока; r — радиус плазменного шнура, $\lambda_\parallel$ — продольная длина волны возмущения). Высвобождение конфигурац. избытка энергии при тепловом расширении плазмы связано с желобковыми П. н., к-рые представляют собой возмущения в виде вытянутых вдоль силовых линий магн. поля языков, расширяющихся поперёк силовых линий в сторону ослабевающего магн. поля. Возмущения такого типа приобретают характер перестановок целых элем. силовых трубок магн. поля, заполненных плазмой. Желобковая П. н. явл. магнитогидродинамич. аналогом конвективной неустойчивости в обычной гидродинамике.



Поскольку плазма, как сплошная среда, представляет собой систему с бесконечным числом степеней свободы, полный теор. анализ её устойчивости по отношению к разным видам возмущений практически неосуществим. Общепринятый подход в физике устойчивости плазмы состоит в последоват. рассмотрении разл. П. н., начиная с самых простых моделей — гидродинамических, с постепенным усложнением (вводя в рассмотрение эффекты конечной диссипации, многокомпонентность плазмы, кинетич. эффекты и т. п.).

Наиболее исследованы П. н. относительно малых возмущений, описываемые в теории плазмы линейными уравнениями. В задачах о П. н. равновесных магнитогидродинамич. конфигураций линеаризованные ур-ния теории устойчивости идеально проводящей плазмы можно привести к одному уравнению движения

$$\frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = -\hat{k}\vec{\xi}, \qquad (1)$$

в к-ром $\hat{k}$ — нек-рый линейный самосопряжённый дифф. оператор, действующий на $\vec{\xi}$ — смещение плазмы от равновесия, как на функцию координат. Уравнение (1) аналогично ур-нию, описывающему колебания произвольной неоднородной упругой среды, где $\hat{k}$ играет роль соответствующего обобщённого коэфф. упругости. По аналогии с механикой упругих сред вводится потенциальная энергия малых колебаний

$$\delta W = \frac{1}{2}\int \vec{\xi}\hat{k}\vec{\xi}\,dv. \qquad (2)$$

Если при всех смещениях $\vec{\xi}(\vec{r})$ энергия системы увеличивается ($\delta W > 0$), то система находится в устойчивом состоянии с наименьшей потенциальной энергией, и все отклонения от положения равновесия не могут нарастать во времени. Если же δW может принимать отрицат. значения, т. е. при нек-ром смещении система может перейти в состояние с меньшей потенциальной энергией, то рассматриваемая система неустойчива. Границу между устойчивыми и неустойчивыми конфигурациями образуют такие состояния, в к-рых исчезает упругость по отношению к одному определённому типу смещений. Для нахождения границы устойчивости обычно исследуют, при каких условиях появляются состояния, близкие к равновесному, с помощью уравнения $\hat{k}\vec{\xi}=0$, т. е. соответствующие нулевым собственным частотам (т. н. безразличные равновесия). В линейной теории П. н. стационарных состояний нарастание флуктуаций во времени носит экспоненциальный характер $\sim\exp(\nu t)$. Здесь ν — т. н. инкремент неустойчивости — величина, характеризующая степень неустойчивости системы, быстроту возбуждения в ней колебаний. Порядок величины инкремента самых быстрых магнитогидродинамич. неустойчивостей $\sim v/r$, где r — характерный пространств. размер конфигурации, v — характерная скорость (альфвеновская либо скорость звука в зависимости от типа неустойчивости).

Часто состояния плазмы (равновесные конфигурации или течения), заведомо устойчивые в рамках идеального гидродинамич. рассмотрения, при учёте диссипативных эффектов (конечного электрич. сопротивления, вязкости и т. д.) оказываются неустойчивыми (т. н. диссипативные П. н.). Учёт неидеальности плазмы приводит к существенному снижению порога возникновения П. н. магнитогидродинамич. конфигураций и течений. Диссипативные П. н. характеризуются существенно меньшими инкрементами и имеют характер более «медленного просачивания» (тем медленнее, чем меньше электрич. сопротивление) по сравнению с бурной перестройкой исходной конфигурации при неустойчивости идеальной плазмы. Аналогом диссипативных П. н. в обычной гидродинамике явл. неустойчивость течения Пуазёйля. При наличии магн. поля новым важным типом указанных П. н. явл. разрывные, сопровождающиеся изменением топологии магн. поля (разрыв и пересоединение силовых линий). Многокомпонентность плазмы также приводит к дополнительным П. н., наиболее важным среди к-рых явл. дрейфовые. Как правило, их характерные инкременты примерно в r/r_H раз меньше идеальных магнитогидродинамических (r_H — средний ларморовский радиус ионов плазмы).

Ответ на кардинальный вопрос — о конечной судьбе состояния плазмы в результате развития П. н. выходит за рамки линейной теории П. н. Как правило, учёт нелинейных эффектов останавливает первоначально экспонен-

циальный рост П. н. на уровне «насыщения». Универсального подхода для описания состояния насыщения П. н. не существует. В ряде случаев разработаны приближённые нелинейные модели. Как правило, П. н. исходных состояний, лежащих далеко за порогом неустойчивости, приводят к турбулентному состоянию насыщения. Так, напр., пучковые П. н. могут приводить к состоянию турбулентности плазменных волн.

Если П. н. дополнительно дестабилизируются нелинейными эффектами, то скорость нарастания таких П. н. увеличивается с ростом амплитуды возмущения (до нек-рого предела) — это т. н. **взрывные** неустойчивости, примеры к-рых встречаются в задачах о нескольких взаимодействующих волнах.

Прогресс в изучении П. н. в значительной степени был связан с работами по проблеме *управляемого термоядерного синтеза*, в результате чего удалось реализовать практически устойчивые конфигурации горячей плазмы в магн. поле (см. *Токамак*).

П. н. анизотропного типа обнаружены в магнитосфере Земли. Они играют важную роль в динамике радиационных поясов, ч-цы к-рых представляют собой анизотропную в магн. поле компоненту плазмы.

Пучковые П. н., сопровождающиеся генерацией ленгмюровских колебаний, представляют интерес для плазменной электроники, а в проблеме управляемого термоядерного синтеза используются в методах нагрева плазмы, основанных на инжекции пучков заряжённых ч-ц.

П. н. разрывного типа привлекаются для построения моделей пересоединения магн. поля в процессе эволюции конфигурации плазмы в токамаке и в нек-рых задачах астрофизики (пересоединение магн. поля как источник энергии солнечных хромосферных вспышек).

● Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Михайловский А. Б., Теория плазменных неустойчивостей, 2 изд., т. 1—2, М., 1975—77.

Р. З. Сагдеев.

ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ, устройства для получения потоков *плазмы* со скоростями $10—10^3$ км/с, что соответствует кинетич. энергии ионов от ~10 эВ до $10^5—10^7$ эВ. На нижнем пределе энергии П. у. соседствуют с генераторами низкотемпературной плазмы — *плазмотронами*, на верхнем — с коллективными ускорителями заряженных ч-ц (см. *Коллективные методы ускорения*).

Плазменные потоки с большими скоростями можно получить разными способами, напр. воздействием лазерного излучения на тв. тело. Однако доведены до определённого уровня совершенства и получили широкое распространение только те П. у. (рис. 1), в к-рых ускорение и создание плазмы осуществляется за счёт электрич. энергии с помощью электрич. разрядов.

В отличие от ускорителей заряженных ч-ц, в канале П. у. находятся одновременно ч-цы с зарядами обоих знаков — положит. ионы и эл-ны, т. е. не нарушается *квазинейтральность плазмы*. Это снимает ограничения, связанные с *пространственным зарядом* (см. также *Ленгмюра формула*), и позволяет, напр., получать квазистационарные (т. е. длительностью $10^{-2} \div 10^{-3}$ с) плазменные потоки с эфф. током ионов порядка млн. А при энергии ч-ц ~100 эВ.

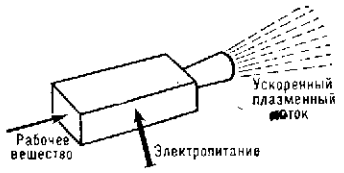


Рис. 1. Принципиальная схема плазменного ускорителя.

Механизм ускорения. При анализе рабочего процесса в П. у. плазму можно рассматривать и как сплошную среду, и как совокупность ч-ц (ионов и эл-нов). В рамках первого подхода ускорение плазмы обусловлено перепадом полного (ионного и электронного) давления $p=p_i+p_e$ и действием силы Ампера $\boldsymbol{F}_{\text{Амп}}$ (см. *Ампера закон*), возникающей при вз-ствии токов, текущих в плазме с магн. полем $\boldsymbol{F}_{\text{Амп}} \sim [\boldsymbol{jB}]$, где $\boldsymbol{j}$ — плотность тока в плазме, $\boldsymbol{B}$ — индукция магн. поля.

В рамках второго подхода ускорение ионов объясняется: 1) действием электрич. поля $\boldsymbol{E}$, существующего в плазменном объёме; 2) столкновениями направленного потока эл-нов с ионами («электронного ветра»); 3) столкновениями ионов с ионами, благодаря к-рым энергия хаотич. движения ионов переходит в направленную (тепловое или газодинамич. ускорение ионов). Наибольшее значение для П. у. имеет электрич. ускорение ионов, меньшее — два последних механизма.

Классификация П. у. Они делятся на **тепловые** и **электромагнитные** в зависимости от того, преобладает ли в процессе ускорения перепад полного давления p или сила Ампера.

Среди тепловых П. у. осн. интерес представляют **неизотермические** ускорители, в к-рых $p_e \gg p_i$. Конструктивно стационарный неизотермич. П. у. представляет собой «магн. сопло», в к-ром либо путём инжекции быстрых эл-нов, либо путём электронного *циклотронного резонанса* создают плазму с «горячими» эл-нами ($T_e \sim 10^7—10^9$ К или в энергетич. единицах: $kT_e \sim 10^3—10^5$ эВ). Эл-ны, стремясь покинуть камеру, создают объёмные заряды (без нарушения квазинейтральности!), электрич. поле к-рых «вытягивает» (ускоряет) ионы, сообщая им энергию порядка kT_e.

Электромагн. П. у. подразделяются по характеру подвода энергии к плазме на 3 класса: а) **радиационные** ускорители, в к-рых ускорение плазменного потока происходит за счёт давления электромагн. волны, падающей на плазменный сгусток (рис. 2, *а*); б) **индукционные** ускорители — импульсные системы, в к-рых внешнее нарастающее магн. поле $\boldsymbol{B}$ индуцирует ток $\boldsymbol{j}$ в плазменном кольце (рис. 2, *б*). Вз-ствие этого тока с радиальной составляющей внеш. магн. поля создаёт силу Ампера, к-рая

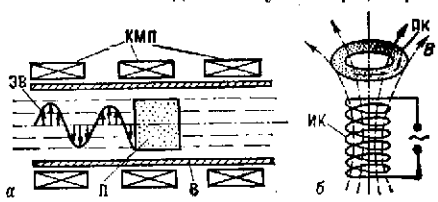


Рис. 2. *а* — схема радиац. плазменного ускорителя: КМП — катушки магн. поля; В — волновод; П — плазменный сгусток; ЭВ — электромагн. волна; *б* — схема индукц. плазменного ускорителя: *В* — магн. поле; ПК — плазменное кольцо; ИК — индукционная катушка.

и ускоряет плазменное кольцо; в) **электродные** П. у., в к-рых существует непосредственный контакт ускоряемой плазмы с электродами, подключёнными к источнику напряжения. Наиболее изученными и многочисленными явл. электродные П. у., к-рые ниже рассмотрены подробнее.

П. у. с собственным магн. полем. Импульсные электродные П. у. (пушки). Первым П. у. был «рельсотрон» (рис. 3, *а*), питаемый конденсаторной батареей.

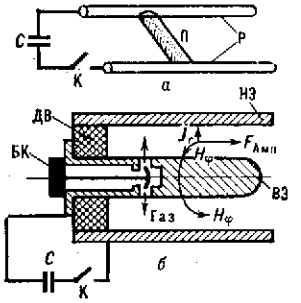


Рис. 3. *а* — схема рельсотрона; *б* — схема коаксиального импульсного плазменного ускорителя. Быстродействующий клапан БК подаёт газ в зазор между внутренним ВЭ и наружным НЭ электродами (ДВ — диэлектрич. вставка между электродами).

Плазменный сгусток создаётся либо при пропускании большого тока через тонкую проволоку, натянутую между массивными электродами — рельсами Р, к-рая при этом испаряется и ионизуется, либо за счёт ионизации газа, впрыскиваемого в межэлектродный промежуток через спец. клапан. При разряде на ток в плазменной перемычке П (достигающий десятков и сотен кА) действует собств. магн. поле электрич. контура, в результате чего за время

~1 мкс и происходит ускорение сгустка. Позднее импульсным ускорителям был придан вид коаксиальной системы (рис. 3, *б*). Такие П. у. нашли широкое применение и позволяют получать сгустки со скоростями до 10^8 см/с и общим числом ч-ц до 10^{20}.

Стационарные сильноточные торцевые П. у. В принципе коаксиальный П. у. можно сделать стационарным (работающим в непрерывном режиме), если непрерывно подавать в зазор между электродами рабочее в-во (ионизуемый газ). Однако вследствие *Холла эффекта* более эффективной оказывается «торцевая» схема с коротким катодом, через к-рый одновременно подаётся рабочее в-во. Ускорение плазмы в «торцевом» П. у. происходит также за счёт силы Ампера. Если при постоянной подаче рабочего в-ва непрерывно увеличивать разрядный ток $I_р$, то сначала скорость истечения плазмы и кпд ускорителя будут расти. Однако при нек-ром значении $I_р$ происходит вынос большой части разрядного тока за срез ускорителя, напряжение резко возрастает, падает кпд, в ускорителе возникают колебания. Наступает т. н. критич. режим. Его физ. причиной явл., по-видимому, *пинч-эффект*, в результате к-рого плазменный шнур отрывается от анода.

На нормально работающих торцевых П. у. с собств. магн. полем при разрядных токах ок. 10^4 А удаётся получать стационарные потоки плазмы со скоростями 50 км/с. Описанный торцевой П. у. становится неработоспособным не только при больших, но и при малых разрядных токах $I_р$. Поскольку сила Ампера пропорциональ-

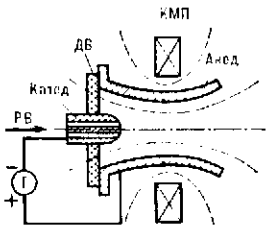


Рис. 4. Схема торцевого магнитоплазменного ускорителя: ДВ — диэлектрич. вставка; КМП — катушка магн. поля; РВ — рабочее вещество.

на $I_р^2$, при $I_р<1000$ А её роль в реальных условиях становится меньше, чем газокинетич. давление, и торцевой П. у. превращается в обычный *плазмотрон*. Чтобы увеличить эффективность торцевого П. у. при малых мощностях, в рабочем канале создают внеш. магн. поле (рис. 4). Получающийся П. у. наз. торцевым холловским ускорителем, или магнито-плазменным ускорителем. Он позволяет получать потоки плазмы со скоростями в десятки км/с при мощности $\gtrsim$10 кВт. Замечат. особенность торцевых П. у. — способность создавать потоки ч-ц с энергией, в неск. раз превосходящей приложенную разность потенциалов. Это объясняется увлечением ионов электронным потоком, идущим из катода («электронным ветром»).

П. у. с внешним магнитным полем. Если требуется получать стационарные потоки малой мощности ($\gtrsim$100 Вт) или потоки ч-ц с большими скоростями ($\gtrsim 10^8$ см/с), особенно удобными оказываются т. н. П. у. «с замкнутым дрейфом», один из видов к-рых схематически изображён на

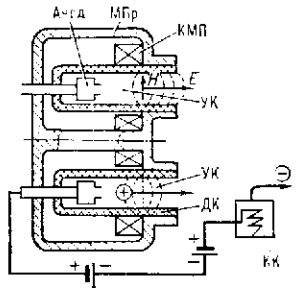


Рис. 5. Схема плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом. Магн. поле $\boldsymbol{H}$ создаётся магнитопроводом МПр и катушками КМП.

рис. 5. Если между анодом и катодом КК приложить разность потенциалов, то эл-ны начнут дрейфовать перпендикулярно электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полям, описывая кривые, близкие к циклоиде. Длина ускорительного канала L выбирается так, чтобы высота электронной циклоиды h_e была много меньше L ($L\gg h_e$). В этом случае говорят, что эл-ны «замагничены». Высота ионной циклоиды h_i в силу большой массы (M_i) иона в M_i/m_e раз превосходит h_e (m_e — масса эл-на). Поэтому, если сделать длину канала L много меньше h_i, то ионы будут слабо отклоняться магн. полем и под действием электрич. поля будут ускоряться практически по прямой линии. Энергия, набираемая ионами в таком ускорителе, близка к разности потенциалов, приложенной между анодом и катодом, умноженной на заряд иона, а разрядный ток близок току ускоренных ионов. В целом описываемый П. у. работает след. образом. Ускоряемый газ поступает через анод в кольцевой ускорительный канал УК (рис. 5). Здесь в облаке дрейфующих эл-нов нейтральные атомы ионизуются. Возникший при ионизации эл-н за счёт столкновений и под влиянием колебаний диффундирует на анод, а ион, ускоренный электрич. полем, покидает канал. После выхода из канала ион (чтобы не нарушилась квазинейтральность) получает эл-н от катода компенсатора КК. Существует ряд модификаций П. у. с замкнутым дрейфом (с анодным слоем, однолинзовые, многолинзовые и т. п.). Эти ускорители в стационаре позволяют получать плазменные потоки с эфф. током ионов от единиц до сотен А с энергией от 100 эВ до 10 кэВ и более.

Применения П. у. Первые П. у. появились в сер. 1950-х гг. и нашли применение как *плазменные двигатели*, в технологии для чистки поверхностей (методом *катодного распыления*), нанесения металлич. плёнок на разл. поверхности, в исследованиях по ионосферной аэродинамике, в термоядерных исследованиях (в качестве инжекторов плазмы), плазмохимии и т. д.

● Плазменные ускорители, под ред. Л. А. Арцимовича [и др.], М., 1973; Физика и применение плазменных ускорителей, под ред. А. И. Морозова, Минск, 1974.

А. И. Морозов.

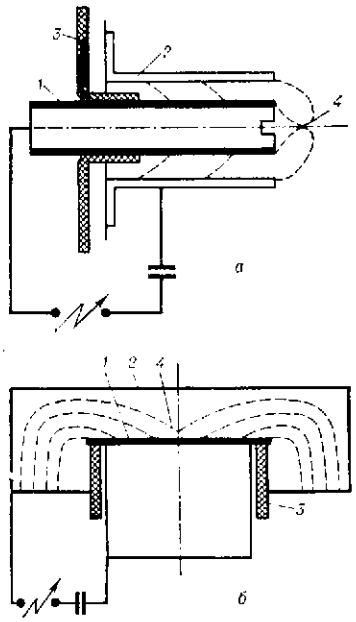
ПЛАЗМЕННЫЙ КАТОД, плазма вспомогат. разряда или плазменный слой на катоде спец. конфигурации (напр., в виде острия или набора острий), служащие в кач-ве эмиттеров эл-нов в осн. разряде. П. к. обладает рядом особенностей, представляющих технич. интерес (повыш. эмиссионной способностью, стабилизирующими св-вами и т. д.).

● Крейндель Ю. Е., Плазменные источники электронов, М., 1977.

В. П. Колесников.

ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС, нестационарный сгусток плотной, высокотемпературной дейтериевой *плазмы*, служащий локализованным источником нейтронов и жёстких излучений. П. ф. образуется в области кумуляции токовой оболочки на оси газоразрядной камеры в случае т. н. нецилиндрич. сжатия *z*-пинча. При *пинч-эффекте* создание, нагрев и термоизоляция плазменного столба происходят за счёт текущего через плазму тока и его собств. магн. поля. Попытки поднять нейтронную эмиссию *z*-пинча путём увеличения мощности установок оказались неудачными: попадающие в плазму со стенок камеры примесные атомы увеличивали потери на излучение, возникающие пристеночные пробои шунтировали ток через плазменный столб, а развивающиеся неустойчивости, в частности «перетяжки» (неодновременное сжатие пинча по высоте), разрушали плазменный шнур как целое.

Изменения геометрии разрядной камеры, предпринятые впервые в кон. 50-х гг. в СССР, а затем в США, должны были помочь преодолеть осн. недостатки линейных пинчей. На рис. показаны схемы разрядных камер, предназначенных для получения П. ф.: *а* — с использованием геометрии коаксиального ускорителя (США); *б* — с плоской геометрией электродов (СССР). Здесь корпус камеры служит катодом (*2*); введённый через изолятор (*3*) внутренний электрод — анодом (*1*). Камера заполняется дейтерием, и через газ осуществляется разряд мощной конденсаторной батареи. Характерная величина тока ~10^6 А. Оказалось, что при такой геометрии камеры токовая оболочка имеет криволинейную (нецилиндрич.) форму. Под давлением магн. поля образующаяся у изолятора токовая оболочка движется



Схемы разрядных камер.

сначала наружу, к боковым стенкам камеры, и вверх, затем токовый слой приобретает форму воронки со сжимающейся к оси горловиной (перетяжкой), скользящей по поверхности анода. Сжатие перетяжки сопровождается частичным вытеканием в-ва вдоль оси. В результате выброса массы на ограниченном по высоте участке пинча удаётся резко повысить степень сжатия по радиусу, что увеличивает концентрацию энергии в единице объёма плазмы. Локализованная в зоне сжатия плазма объёмом в неск. мм^3 имеет плотность $10^{18}\div10^{20}$ см$^{-3}$ при температуре $(5\div6)\cdot10^7$ К и времени жизни $\sim10^{-7}$ с.

Физ. процессы, происходящие в зоне П. ф., сложны и разнообразны. Это, в частности, развитие макро- и микронеустойчивостей, генерация мощных (до $10^{11}\div10^{12}$ Вт) электронных и ионных пучков, нейтронных потоков (до $2\cdot10^{12}$ н/имп) и эл.-маги. излучения от радиоволн до жёсткого рентгеновского.

Установки с П. ф. могут использоваться в плазменных исследованиях, как источники нейтронов и жёстких излучений для решения ряда научно-технич. задач: материаловедч. и бланкетных испытаний для *управляемого термоядерного синтеза*; импульсного активационного анализа короткоживущих изотопов; нейтронной терапии; накачки лазерных сред; изучения высокоионизованных ионов; вз-ствия мощных пучков с плазмой и т. д.

● См. лит. при ст. *Плазма*.
И. В. Филиппов, Т. И. Филиппова.

ПЛАЗМО́Н, *квазичастица*, описывающая колебания эл-нов вокруг тяжёлых ионов в *плазме*, в частности в *плазме твёрдых тел*. Энергия П. $\mathcal{E}=\hbar\omega_L$, где $\omega_L=\sqrt{4\pi ne^2/m}$ — плазменная частота. Здесь n — концентрация эл-нов, m — масса эл-на (в твердотельной плазме — *эффективная масса*).

ПЛАЗМОТРО́Н (плазматрон, плазменный генератор), газоразрядное устройство для получения «низкотемпературной» ($T\approx10^4$ К) *плазмы*. Физ. исследования по созданию П. начались в 10-х гг. 20 в., однако широкое использование П. в пром. и лаб. практике относится к кон. 50 — нач. 60-х гг., когда были разработаны эфф. способы стабилизации дугового и высокочастотного разряда.

Дуговой П. постоянного тока состоит из след. осн. узлов: электродов, разрядной камеры и узла подачи плазмообразующего в-ва; разрядная камера может быть совмещена с электродами — т. н. П. с полым катодом (см. *Разряд с полым катодом*). Дуговые П., работающие на переменном напряжении, используются реже. Существуют дуговые П. с осевым и коаксиальным расположением электродов, с тороидальными электродами, с двусторонним истечением плазмы, с расходуемыми электродами и т. д. (рис. 1).

Различают две группы дуговых П.— для создания плазменной струи и плазменной дуги. В П. 1-й группы плазма, создаваемая в разряде между катодом и анодом, истекает из разрядной камеры в виде струи. В П. 2-й группы дуговой разряд горит между катодом П. и обрабатываемым телом, служащим анодом.

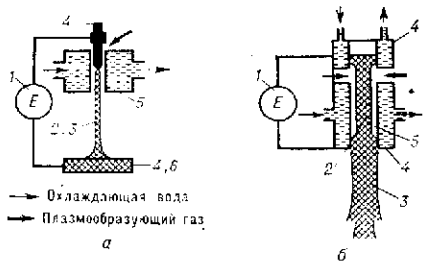


Рис. 1. Схемы дуговых плазмотронов: *а* — с внешней плазменной дугой; *б* — струйный; *1* — источник электропитания; *2* — разряд; *3* — плазменная струя; *4* — электрод; *5* — разрядная камера; *6* — обрабатываемое тело.

Стабилизация разряда в дуговых П. осуществляется магн. полем, потоком газа, стенками разрядной камеры, пучком эл-нов. Один из распространённых способов магнитной стабилизации разряда плазмоструйных П. с коаксиально расположенными электродами состоит в создании (с помощью соленоида) перпендикулярного плоскости электродов сильного магн. поля, к-рое вынуждает токоведущий канал дуги непрерывно вращаться, обегая электроды. Поэтому анодные и катодные пятна дуги перемещаются по кругу, что предотвращает расплавление электродов.

Стабилизация, теплоизоляция и обжатие дуги может осуществляться также газодинамическим способом: газ подаётся в разрядную камеру по спец. каналам, в результате чего образуется газовый вихрь, обдувающий столб дуги и генерируемую плазменную струю; слой холодного газа под действием центробежных сил располагается у стенки камеры, предохраняя её от контакта с дугой. Если не требуется сильного сжатия потока плазмы (напр., в некрых П., используемых для плавки металла), стабилизирующий газовый поток не закручивают, а направляют его параллельно столбу дуги. Как правило, стабилизирующий газ явл. и плазмообразующим в-вом. Применяют также стабилизацию и обжатие дуги потоком воды.

Плазма дуговых П. неизбежно содержит ч-цы в-ва электродов вследствие их эрозии. Когда этот процесс полезен, его интенсифицируют (П. с расходуемыми электродами); в др. случаях, наоборот, электроды изготовляют из тугоплавких металлов.

Плазмоструйные П. используют при термич. обработке металлов, для нанесения покрытий, в спектроскопии и пр.; плазменнодуговые П. служат для обработки электропроводных материалов (сварка, резка, плавка и т. д.).

Мощности дуговых П. 10^2—10^7 Вт; темп-ра струи на срезе сопла 3000—25000 К; скорость истечения струи 1—10^4 м/с; промышленный кпд 50—90%.

Энергия электромагн. поля (низкой частоты 10^2—10^4 Гц) может быть введена в плазму разряда индукционным безэлектродным способом (см. *Безэлектродный разряд*). На этом принципе разрабатываются трансформаторные П.

Высокочастотный П. включает: электромагн. катушку, индуктор или электроды, подключённые к источнику ВЧ энергии, разрядную камеру, узел ввода плазмообразующего в-ва. Различают ВЧ П. индукционные, ёмкостные, факельные (см. *Факельный разряд*), П. на *коронном разряде* и с короной высокочастотной, а также СВЧ П. (рис. 2). Наибольшее распространение в технике получили ВЧ индукционные (ВЧИ) П., в к-рых плазмообразующий газ нагревается вихревыми токами (характерные частоты $\sim10^4$—10^7 Гц). Т. к. ВЧИ-разряд явл. безэлектродным, эти

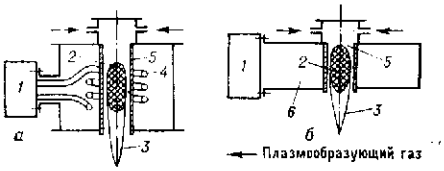


Рис. 2. Схемы ВЧ плазмотронов: *а* — индукционный; *б* — сверхвысокочастотный; *1* — источник электропитания; *2* — разряд; *3* — плазменная струя; *4* — индуктор; *5* — разрядная камера; *6* — волновод.

П. используют, если к плазменной струе предъявляются высокие требования по чистоте. С помощью ВЧИ П. получают тонкодисперсные и особо чистые порошковые материалы. Мощность П. достигает 10^6 Вт, темп-ра в центре разрядной камеры и на начальном участке плазменной струи $\sim 10^4$ К, скорость истечения плазмы до 10^3 м/с, пром. кпд ~ 50—80%. ВЧ П. всех типов, кроме ВЧИ, применяются гл. обр. в лаб. практике. В ВЧ П., как и в дуговых, часто используют газовую «закрутку», изолирующую разряд от стенок камеры. Это позволяет изготовлять камеры ВЧ П. из материалов с низкой термостойкостью.

В 80-е гг. 20 в. ведутся разработки П., использующих для генерации плазмы поля оптич. частоты (см. *Лазерная плазма*).

● Генераторы низкотемпературной плазмы, М., 1969; Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А., Электродуговые нагреватели газа (Плазмотроны), М., 1973; Райзер Ю. П., Лазерная искра и распространение разрядов, М., 1974.

А. В. Николаев, Л. М. Сорокин.

ПЛА́НКА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ (формула Планка), закон распределения энергии в спектре *равновесного излучения* при определённой темп-ре T. Был впервые выведен нем. физиком М. Планком (M. Planck) в 1900 на основе гипотезы о том, что энергия испускается дискр. порциями — квантами. П. з. и. даёт спектр. зависимость (зависимость от частоты ν или длины волны $\lambda = c/\nu$) объёмной плотности излучения ρ (энергии излучения в ед. объёма) и пропорциональную ей испускат. способность *абсолютно чёрного тела* $u = {}^1/_4 c\rho$ (энергии излучения, испускаемой ед. его поверхности за ед. времени). Функции $\rho_{\nu, T}$ и $u_{\nu, T}$ (или $\rho_{\lambda, T}$ и $u_{\lambda, T}$), отнесённые к ед. интервала частот (или длин волн), явл. универсальными функциями от ν (или λ) и T, не зависящими от природы в-ва, с к-рыми излучение находится в равновесии.

П. з. и. выражается ф-лой:

$$\rho_{\nu, T} = \frac{4}{c} u_{\nu, T} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (1)$$

$$\rho_{\lambda, T} = \frac{4}{c} u_{\lambda, T} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \quad (2)$$

Вид ф-ции (2) для разных темп-р показан на рис., максимум ф-ции с ростом T смещается в сторону малых λ.

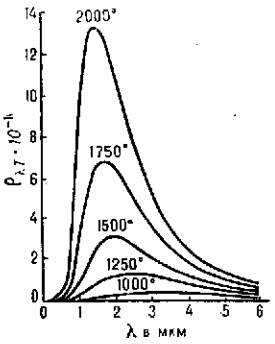
Из П. з. и. вытекают др. законы равновесного излучения. Интегрирование по ν (или λ), от 0 до ∞ даёт значения полной объёмной плотности излучения по всем частотам — *Стефана — Больцмана закон излучения*:

$$\rho \int_0^\infty \rho_{\nu, T} d\nu = aT^4, \text{ где } a = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3},$$

и полной испускат. способности чёрного тела:

$$u = \int_0^\infty u_{\nu, T} d\nu = \sigma T^4, \text{ где } \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}.$$

В области больших частот энергия фотона много больше тепловой энергии ($h\nu \gg kT$) и П. з. и. переходит в *Вина закон излучения*: $\rho_{\nu, T} = (8\pi h\nu^3/c^3)\exp(-h\nu/kT)$, в области малых частот ($kT \gg h\nu$) — в *Рэлея — Джинса закон излучения*: $\rho_{\nu, T} = (8\pi\nu^2/c^3)\,kT$, к-рые, т. о., представляют собой предельные случаи П. з. и.



П. з. и. находится в согласии с эксперим. данными. С его помощью оказалось возможным вычислить значения h и k. На его основе с помощью *пирометров* можно определять темп-ру нагретых тел (напр., поверхности звёзд). При $T > 2000$ К единств. надёжное определение темп-ры основано на законах излучения чёрного тела и *Кирхгофа закона излучения*. П. з. и. используют при расчётах источников света.

П. з. и. был получен теоретически А. Эйнштейном в 1916 путём рассмотрения квант. переходов для атомов, находящихся в равновесии с излучением. Он явл. частным случаем распределения Бозе — Эйнштейна для ч-ц с нулевой массой — фотонов (см. *Бозе — Эйнштейна статистика*).

● Сивухин Д. В., Общий курс физики, Оптика, М., 1980; Борн М., Атомная физика, М., 1965. См. также лит. при ст. *Тепловое излучение.*

М. А. Ельяшевич.

ПЛА́НКА ПОСТОЯ́ННАЯ (квант действия, обозначается h), фундаментальная физ. константа, определяющая широкий круг физ. явлений, для к-рых существенна дискретность величин с размерностью *действия* (см. *Квантовая механика*). Введена нем. физиком М. Планком в 1900 при установлении закона распределения энергии в спектре излучения абсолютно чёрного тела (см. *Планка закон излучения*). Наиб. точное значение П. п. получено на основе *Джозефсона эффекта*: $h = 6{,}626176\,(36)\cdot 10^{-34}$ Дж·с $= 6{,}626176\,(36)\cdot 10^{-27}$ эрг·с (на 1977). Чаще пользуются постоянной $\hbar = h/2\pi = 1{,}0545887\,(57)\cdot 10^{-34}$ Дж·с, также называемой П. п.

ПЛАСТИ́НКИ, тела, имеющие форму прямой призмы или прямого цилиндра, высота к-рого (толщина) мала по сравнению с размерами основания. По очертанию основания П. делятся на прямоугольные, круглые, эллиптические и т. д. Плоскость, к-рая делит толщину П. пополам, наз. срединной плоскостью.

П. широко применяются в технике как элементы многих конструкций и сооружений; в акустике П. используются в качестве элементов излучателей и приёмников звука, преград в звуковом поле и др.

В зависимости от характера действующих на П. нагрузок различают П., работающие на изгиб при поперечной нагрузке и на растяжение — сжатие при нагрузке, действующей в срединной плоскости.

При деформации изгиба точки П. получают перемещения (прогибы), перпендикулярные к срединной плоскости. Поверхность, к-рую образуют точки срединной плоскости после деформации, наз. срединной поверхностью. В зависимости от характера деформации срединной поверхности при изгибе П. подразделяют на жёсткие, или малого прогиба (не более $^1/_5$ толщины), гибкие (прогиб от $^1/_5$ до 5 толщин) и абсолютно гибкие, или мембраны (при прогибе св. 5 толщин).

В жёсткой П. без заметной погрешности можно считать её срединный слой при поперечной нагрузке нейтральным, т. е. свободным от напряжений растяжения — сжатия. При расчёте жёстких П. пользуются, как правило, гипотезой прямых нормалей, согласно к-рой любая прямая, нормальная к срединной плоскости до деформации, остаётся и после деформации прямой, нормальной к срединной поверхности, а длина волокна вдоль толщины П. считается неизменной.

В гибкой П. (при расчётах в пределах упругости) наряду с чисто изгибными напряжениями необходимо учитывать напряжения, равномерно распределённые по толщине пластинки. Последние наз. цепными (или мембранными) напряжениями или напряжениями в срединной поверхности. В абсолютно гибкой П., или мембране, при исследовании упругих деформаций можно пренебречь собственно изгибными напряжениями по сравнению с напряжениями в срединной поверхности.

При работе П. под нагрузкой, действующей в срединной плоскости, напряжения распределяются равномерно по толщине, т. е. П. работает в условиях более выгодных, чем в случае поперечной нагрузки. Однако при этом возможна потеря устойчивости П. (см. *Устойчивость упругих систем*), и её обычно приходится подкреплять сетью рёбер жёсткости.

Важное значение имеет расчёт свободных и вынужденных колебаний П. (т. н. динамич. задачи).

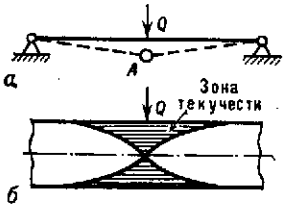
● Бубнов И. Г., Труды по теории пластин, М., 1953; Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С., Пластинки и оболочки, [пер. с англ.], 2 изд., М., 1966; Вольмир А. С., Гибкие пластинки и оболочки, М., 1956; его же, Нелинейная динамика пластинок и оболочек, М., 1972. *А. С. Вольмир.*

ПЛАСТИ́НКИ в акустике, используют в качестве колебат. систем — элементов излучателей и приёмников, а также звуковых преград. П. подразделяют на тонкие и толстые по сравнению с длиной *упругих волн* в них. В тонких П. возможны поперечные колебания (изгиба) и продольные колебания (растяжения), когда смещения ориентированы в плоскости П. Изгиб в тонких П. не сопровождается растяжением её срединной плоскости, поэтому колебания изгиба и растяжения могут существовать независимо друг от друга. В толстых П. это не имеет места. Колебания таких П. можно представить как совокупность продольных и сдвиговых волн, распространяющихся в толще П. и отражающихся на обеих её сторонах.

В соответствии с двумя типами колебаний в неограниченной (бесконечной) тонкой П. могут распространяться продольные и поперечные волны. Скорость продольных волн в тонкой П. не зависит от длины волны. Для поперечных (изгибных) волн П. явл. системой, обладающей *дисперсией волн*. П. ограниченного размера обладает дискр. рядом собств. частот. Каждой собств. частоте соответствует своя собств. форма колебаний, наглядно представляемая расположением узловых линий, где смещения в процессе колебаний равны нулю. Собств. частоты и формы колебаний зависят от размеров и формы П., упругости и плотности её материала, а также от условий закрепления её краёв (см. *Хладни фигуры*). Колеблющаяся П. излучает волны в окружающую среду. Эффективность излучения П. зависит от упругости и плотности материала П., а также от св-в среды, в к-рой она находится.

ПЛАСТИ́ЧЕСКАЯ ДЕФОРМА́ЦИЯ, см. *Деформация* механическая.

ПЛАСТИ́ЧЕСКИЙ ШАРНИ́Р, поперечное сечение балки или полосы, полностью находящейся в идеально пластич. состоянии. Понятие «П. ш.» приобрело большое значение в связи с исследованием несущей способности стержневых и рамных конструкций. П. ш. возникает в наиболее напряжённых сечениях. Напр., если шарнирно опёртая балка (см. рис.) находится под действием сосредоточенной силы Q, то при увеличении этой силы П. ш. образуется в окрестности сечения, в к-ром возникает наибольший изгибающий момент. Образование П. ш. уменьшает степень статич. неопределимости конструкции и может сделать её статически определимой или даже геометрически изменяемой.



а — Образование пластич. шарнира; *б* — сечение балки в области пластич. шарнира *A*.

ПЛАСТИ́ЧНОСТИ ТЕО́РИЯ, раздел механики, в к-ром изучаются законы, отражающие связи между напряжениями и упругопластич. деформациями (физ. основы П. т.), и разрабатываются методы решения задач о равновесии и движении деформируемых тв. тел (матем. П. т.). П. т. явл. основой совр. расчётов конструкций, сооружений и машин с учётом макс. использования прочностных и деформац. ресурсов материалов, а также расчётов технологич. процессов обработки металлов давлением (ковки, штамповки и др.) и ряда природных процессов (горообразования, дрейфа континентов и др.).

Упругие деформации конструкц. материалов имеют величину 0,3—0,5%, тогда как пластич. деформации до разрушения достигают значений 10—20% и более, а напряжения при разрушении превышают предел текучести в неск. раз. Поэтому методы расчёта, основанные на допустимости только упругих деформаций, не всегда технически и экономически целесообразны. Более того, иногда создание жизнеспособной конструкции просто невозможно без учёта стадии пластич. деформации.

Физические основы П. т. Физ. основой П. т. явл. законы связи между напряжениями и деформациями (см. *Пластичность*) в разл. термомеханич. условиях. Для пластичности типично, что значения напряжений зависят не только от текущих значений деформаций, но и от предшествующего процесса их изменения. Напр., если тонкостенный трубчатый образец вначале растянуть до относит. удлинения ε_1, а потом при неизменном ε_1 закрутить до деформации сдвига γ_1, то в конце этого процесса норм. и касат. напряжения в поперечном сечении образца достигают нек-рых значений $\sigma_1\tau_1$. Если такой же образец вначале закрутить до той же деформации сдвига γ_1, а потом при постоянном γ_1 растянуть до относит. удлинения ε_1, то в этом процессе норм. и касат. напряжения достигают значений $\sigma_1'\tau_1'$, отличных от $\sigma_1\tau_1$.

В общем случае процесс деформации описывается шестью ф-циями изменения компонентов тензора деформации (см. *Деформация* механическая), однако его удобно также представлять графически. Напр., при совместном растяжении и кручении трубчатого образца деформированное состояние изображается в прямоугольной системе координат Oe_1e_2 точкой M (рис. 1), координаты к-рой по оси $e_1=\varepsilon$, а по оси $e_2=\gamma/\sqrt{3}$ (множитель $1/\sqrt{3}$ вводится в связи с тем, что предел текучести при растяжении в $\sqrt{3}$ раз отличается от предела текучести при сдвиге), или вектором деформации $\boldsymbol{e}=\vec{OM}$. Модуль вектора $\boldsymbol{e}$ равен *интенсивности деформации* ε_u. В процессе деформации точка M (e_1, e_2) очерчивает кривую OL, к-рая наз. траекторией деформации. Степень сложности процесса характеризуется кривизной

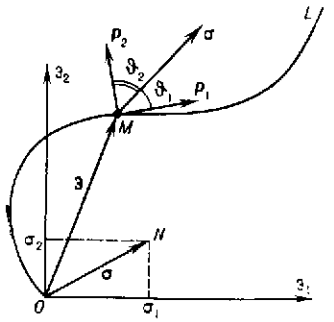


Рис. 1. График, изображающий процесс деформации трубчатого образца.

траектории деформации k, к-рая явл. ф-цией длины дуги s траектории: $k=k(s)$. Эта функция определяет т. н. внутреннюю геометрию траектории. Деформация наз. простой, если все компоненты тензора деформации возрастают пропорционально одному параметру (напр., времени или длине дуги s). Траектория простой деформации — прямолинейный луч OK (рис. 2); её кривизна $k(s)=0$, причём $s=\varepsilon_u$. При сложной деформации $k(s)\neq 0$ (кривая OL). Частный случай сложной деформации — двухзвенный процесс, изображаемый ломаной (напр., OCD).

Напряжённое состояние можно изображать на плоскости (e_1, e_2) в виде вектора напряжений $\boldsymbol{\sigma}=\vec{ON}$ (рис. 1) с координатами $\sigma_1=\sigma$, $\sigma_2=\tau\sqrt{3}$. Начало этого вектора относят к той точке траектории деформации, в к-рой это напряженное состояние достигнуто. Если в одном образце точка M достигнута путём процесса OL (рис. 2), а в другом, идентичном, путём процесса OL', то векторы напряжений $\boldsymbol{\sigma}$ и $\boldsymbol{\sigma}'$ в этой точке различны.

Зависимость нек-рой величины в момент t от процесса изменения другой величины в интервале $(0, t)$ описывается матем. объектом, к-рый наз. функционалом. При пластич. деформации напряжения — функционалы процесса деформации, а также давления, темп-ры и скорости деформации.

Теория малых упругопластических деформаций. При простой активной деформации, когда интенсивность деформации ε_u возрастает, имеют место соотноше-

ния теории малых упругопластич. деформаций (А. А. Ильюшин, 1943):

$$\sigma_{11}=\frac{2\sigma_u}{3\varepsilon_u}(\varepsilon_{11}-\varepsilon)+3K(\varepsilon-\alpha T);$$

$$\sigma_{12}=\frac{2\sigma_u}{3\varepsilon_u}\varepsilon_{12};$$

$$\sigma_{22}=\frac{2\sigma_u}{3\varepsilon_u}(\varepsilon_{22}-\varepsilon)+3K(\varepsilon-\alpha T);$$

$$\sigma_{23}=\frac{2\sigma_u}{3\varepsilon_u}\varepsilon_{23}; \qquad (1)$$

$$\sigma_{33}=\frac{2\sigma_u}{3\varepsilon_u}(\varepsilon_{33}-\varepsilon)+3K(\varepsilon-\alpha T);$$

$$\sigma_{31}=\frac{2\sigma_u}{3\varepsilon_u}\varepsilon_{31},$$

к-рые означают, что а) вектор напряжений коллинеарен лучу деформации (σ_A на рис. 2); б) его модуль — функция ε_u, давления q, темп-ры T и скорости изменения интенсивности деформации $\dot{\varepsilon}_u=d\varepsilon_u/dt$, не зависящая от направления луча деформации; в) относит. изменение объёма $\theta=3\varepsilon=\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}$ пропорционально среднему напряжению $\sigma=1/3(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})$ и темп-ре. Здесь K — модуль объёмной упругости (см. *Модули упругости*), α — коэфф. линейного теплового расширения, $\sigma_u=\Phi(\varepsilon_u, q, T, \dot{\varepsilon}_u)$ — экспериментально определяемая ф-ция, к-рая при неизменных q, T и ε_u наз. функцией упрочнения. При пассивной деформации (ε_u убывает), т. е. при разгрузке, приращения напряжений и деформаций связаны соотношениями обобщённого *Гука закона*. Теория малых упругопластич. деформаций используется в практике расчётов конструкций и сооружений на прочность и устойчивость при пластич. деформациях.

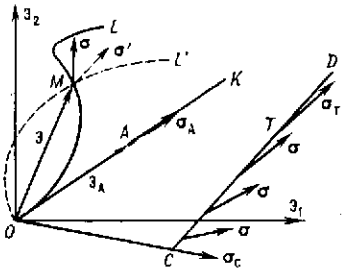


Рис. 2. Траектории деформации: OK — при простой деформации, $k(s)=0$; OL — при произвольном сложном процессе, $k(s)\neq 0$; OCD — двухзвенный процесс кручения трубчатого образца при постоянном удлинении; $k(s)=0$ всюду, кроме точки C, где $k(s)=\infty$.

Теория течения Сен-Венана. Франц. учёный А. Сен-Венан (1871) предположил, что в сложном процессе активной деформации идеально пластич. (неупрочняющегося) материала, для к-рого интенсивность напряжений σ_u постоянна и равна пределу текучести σ_s при активной пластич. деформации, вектор напряжений коллинеарен касательной к траектории деформации и материал механически несжимаем. При изотермич. условиях соотношения напряжения — деформации по его теории имеют вид

$$\sigma_{mn}-\sigma\delta_{mn}=\frac{2\sigma_s}{3v_u}v_{mn}\ (m, n=1, 2, 3),$$

$$v_{11}+v_{22}+v_{33}=0, \qquad (2)$$

где v_{mn} — компоненты тензора скоростей деформации, v_u — интенсивность скоростей деформации, δ_{mn} — символ Кронекера: $\delta_{mn}=1$ при $m=n$ и $\delta_{mn}=0$ при $m\neq n$. Соотношения (2) хорошо согласуются с данными опытов только при простой деформации и в процессах малой кривизны (см. ниже). Теория течения Сен-Венана успешно используется при расчётах технологич. процессов формоизменения неупрочняющихся или слабоупрочняющихся металлов (штамповки, прессования и др.). При расчётах горячих скоростных процессов необходимо учитывать зависимость σ_s от темп-ры и скорости деформации.

При сложном процессе деформации к построению соотношений между напряжениями и деформациями имеется несколько подходов.

Теория упругопластических процессов. При совместном растяжении и кручении трубчатого образца вектор напряжений можно представить в виде $\boldsymbol{\sigma}=\sigma_u\times(\boldsymbol{p}_1\cos\vartheta_1+\boldsymbol{p}_2\cos\vartheta_2)$, где единичные векторы касательной $\boldsymbol{p}_1$ и нормали $\boldsymbol{p}_2$ к траектории деформации образуют т. н. репер Френе, а ϑ_1 и ϑ_2 — углы ориентации вектора напряжений, т. е. углы между $\boldsymbol{\sigma}$ и $\boldsymbol{p}_1$ и $\boldsymbol{p}_2$ соответственно (рис. 1), причём $\vartheta_2=\frac{\pi}{2}-\vartheta_1$. Если величины σ_u и $\vartheta=\vartheta_1$ определены как функции процесса (функционалы), то написанное выражение для $\boldsymbol{\sigma}$ даёт связь между напряжениями и деформациями.

В общем случае сложного напряжённого состояния процесс изменения *девиатора деформации* изображается в пятимерном пространстве траекторий деформации, внутр. геометрия к-рой описывается кривизнами $k_1(s)$, $k_2(s)$, $k_3(s)$, $k_4(s)$, а репер Френе определяется пятью единичными векторами $\boldsymbol{p}_1$, $\boldsymbol{p}_2$, $\boldsymbol{p}_3$, $\boldsymbol{p}_4$, $\boldsymbol{p}_5$. Параметрами, определяющими процесс деформации, явл.: ориентация траектории, её внутр. геометрия (кривизны), давление q, темп-ра T и скорость деформации $s=ds/dt$, заданные как ф-ции длины дуги s. Вектор напряжений $\boldsymbol{\sigma}$ определяется модулем $|\sigma|=\sigma_u$ и углами ориентации:

$$\boldsymbol{\sigma}=\sigma_u\sum_{n=1}^{5}\boldsymbol{p}_n\cos\vartheta_n. \qquad (3)$$

Задачей теории явл. установление зависимости величин σ_u, ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3, ϑ_4, ϑ_5 от параметров произвольного процесса деформации.

Осн. законом теории упругопластич. процессов явл. постулат изотропии А. А. Ильюшина, согласно к-рому для изотропного материала модуль вектора напряжений и углы его ориентации в репере Френе однозначно определяются изменением параметров процесса от его начала до текущего момента, т. е. они явл. функционалами, порождаемыми ф-циями $k_1(s)$, $k_2(s)$, $k_3(s)$, $k_4(s)$, $q(s)$, $T(s)$, $\dot{s}(s)$, и не зависят от ориентации траектории деформации. Действительно, в опытах обнаружено, что если в трёх одинаковых образцах из изотропного материала, испытываемых, напр., при совместном растяжении и кручении, осуществить процессы деформации OL, OL', OL'' (рис. 3) с одинаковой внутренней геометрией $k(s)=k'(s)=k''(s)$ (траектория OL' построена путём отражения OL в нек-ром луче OA, а траектория OL'' — поворотом OL на нек-рый угол), то в точках M, M', M'' с одинаковыми значениями

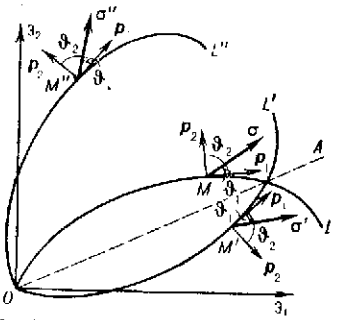


Рис. 3. Графики процессов с одинаковой внутренней геометрией $k(s)$.

длины дуги ($OM=OM'=OM''$) модули векторов напряжений и углы их ориентации одинаковы: $\sigma_u=\sigma'_u=\sigma''_u$; $\vartheta=\vartheta_1$. Т. о., равенство (3) даёт общий вид зависимости между напряжениями и деформациями при произвольном процессе нагружения. Определение функционалов пластичности по данным опытов чрезвычайно затруднительно и пока предложены способы построения лишь части из них.

Другое фундаментальное св-во пластичности изотропного материала отражает принцип запаздывания: значения углов ориентации вектора напряжений в репере Френе зависят от изменения кривизн не на всей предшествующей траектории деформации, а лишь на последней её части, длина к-рой, характерная для данного материала, наз. следом запаздывания. Это св-во позволило выделить неск. типов процессов (простой деформации, малой кривизны, средней кривизны, двухзвенных), для к-рых соотношения между напряжениями и упругопластич. деформациями установлены конкретно и не содержат функционалов.

Теория течения. Тензор напряжений σ_{ij} представляется в шестимерном пространстве точкой нагружения N, или вектором напряжений $\boldsymbol{\sigma}=\overrightarrow{ON}$. В процессе нагружения $\sigma_{ij}(t)$ точка N очерчивает траекторию нагружения (рис. 4). Деформация представляется в виде суммы упругой и плас-

тической. Упругая часть деформации связана с напряжениями обобщённым законом Гука. Все напряжённые состояния, к-рые могут быть достигнуты из начального состояния без возникновения пластич. деформаций, располагаются на нек-рой поверхности F, наз. начальной поверхностью текучести. При выходе точки нагружения N за пределы поверхности F (активный процесс, нагрузка) изменяются величины упругой и пластич. деформации и форма поверхности текучести (процесс NN' и новая, мгновенная поверхность текучести F'). Если затем точка нагружения перемещается внутрь мгновенной поверхности текучести (процесс $N'N''$), то изменяется только упругая деформация, а пластич. деформация и поверхность текучести

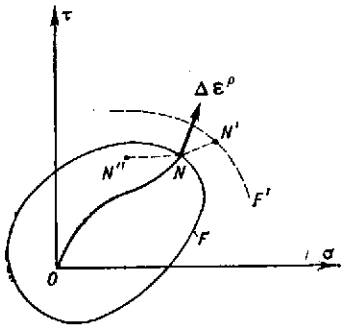


Рис. 4. Траектория нагружения ON и поверхности текучести F для активного NN' и пассивного NN'' процессов.

неизменны (пассивный процесс, разгрузка). Конфигурация поверхности текучести явл. функционалом процесса нагружения.

В основе теории течения лежит постулат пластичности, согласно к-рому работа напряжений на замкнутом цикле напряжений (деформаций), не может быть отрицательна, откуда следует, что вектор скорости пластич. деформации $\dot{\varepsilon}^p$ направлен по нормали к мгновенной поверхности текучести в точке нагружения N. Это приводит к соотношениям:

$$\dot{\varepsilon}^p_{mn} = H\frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}}\sum_{i,\,j=1}^{3}\frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}}\dot{\sigma}_{ij} \qquad (m,\ n = 1,\ 2,\ 3), \qquad (4)$$

где $\dot{\varepsilon}^p_{mn}$ — компоненты тензора пластич. деформации, точками сверху обозначены производные по времени. Т. н. функция упрочнения H явл. функционалом предшествующего процесса нагружения и зависит от скоростей изменения напряжений. Построить функционал F практически невозможно, поэтому вводятся т. н. гипотезы упрочнения, т. е. упрощающие предположения об изменении поверхности текучести, а соотношения (4) линеаризуют, т. е. пренебрегают зависимостью H от скоростей напряжений. В таком виде теория течения пригодна для ограниченного класса процессов.

Теория скольжения. Этим термином объединяется ряд П. т., в к-рых рассматривается поликрист. агрегат (напр., металл). Для описания пластичности отдельного зерна используется одна из простейших теорий пластичности (напр., теория идеальной пластичности). Поликрист. агрегат рассматривается как статистич. ансамбль с равновероятным распределением форм и размеров зёрен, существующих как бы в одной точке, и преимущественных плоскостей скольжений. Условия кинематич. и динамич. контакта между зёрнами учитываются не полностью. Путём статистич. анализа разыскивается связь между напряжениями и деформациями в макрообъёме агрегата.

Математическая П. т. Матем. задача П. т. сводится к разысканию компонентов вектора перемещения, тензора деформации и тензора напряжений как ф-ций координат и времени, к-рые при заданных в объёмах тела массовых силах и темп-ре, усилиях на одной части граничной поверхности и перемещениях на другой части поверхности должны удовлетворять дифф. ур-ниям движения (или равновесия), ур-ниям связи между деформациями и перемещениями, ур-ниям связи между напряжениями деформациями и темп-рой (законам пластичности), граничным и нач. условиям. Система этих ур-ний составляет краевую задачу П. т.

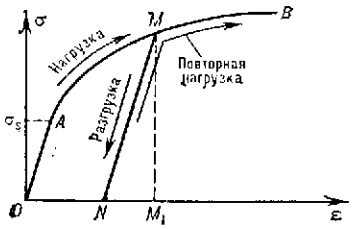
Формулировка матем. задачи П. т. отличается от краевой задачи упругости теории только тем, что соотношения обобщённого закона Гука заменяются соотношениями той или иной П. т. При использовании теории идеальной пластичности (и др. теорий течения) вместо перемещений и деформаций разыскиваются скорости ч-ц и тензор скоростей деформации. При использовании соотношений пластичности, относящихся к частным классам процессов, требуется анализ физ. достоверности решения краевой задачи, т. к. в большинстве случаев не выяснены те условия нагружения тела произвольной формы, при к-рых во всех точках тела протекают процессы деформации определённого типа. В теории упругопластич. процессов дан общий метод установления физ. достоверности решений.

● Ильюшин А. А., Пластичность, ч. 1, М.—Л., 1948; его же, Пластичность. Основы общей математической теории, М., 1963; Соколовский В. В., Теория пластичности, 3 изд., М., 1969; Хилл Р., Математическая теория пластичности, пер. с англ., М., 1956.

А. А. Ильюшин, В. С. Ленский.

ПЛАСТИ́ЧНОСТЬ (от греч. plastikós — годный для лепки, податливый), свойство материалов тв. тел сохранять часть деформации при снятии нагрузок, к-рые её вызвали. Пластич. деформации испытывают детали конструкций и сооружений, заготовки при обработке давлением (прокатке, штамповке и т. п.), пласты земной коры и др. объекты. Учёт П. позволяет определять запасы прочности, деформируемости и устойчивости, расширяет возможности создания конструкций миним. веса. В ряде совр. конструкций П. обеспечивает их наиболее рациональное функционирование, надёжность и безопасность, повышает сопротивляемость тел ударным нагрузкам, снижает концентрацию напряжений.

При растяжении цилиндрич. образца обнаруживают предел текучести σ_s; при напряжениях $\sigma \leqslant \sigma_s$ деформация ε обратима (упруга) и связана с σ *Гука законом* $\sigma = E\varepsilon$ (E — модуль Юнга). При дальнейшем увеличении растягивающей силы зависимость $\sigma \sim \varepsilon$ становится нелинейной и необратимой (рис.). Возрастание σ с увеличением ε наз. упрочнением. При разгрузке от напряжения $\sigma > \sigma_s$ (точка M) зависимость $\sigma \sim \varepsilon$ изображается прибл.



прямолинейным отрезком MN, параллельным нач. участку упругости OA. Часть деформации $\varepsilon^e = NM_1 = -\sigma/E$ — упругая (обратимая). Отрезок $\varepsilon^p = ON$ — остаточная, или пластическая, деформация, к-рая неизменна при разгрузке и возрастает при непрерывном нагружении OAB и при повторной нагрузке после достижения напряжения σ, с к-рого была произведена разгрузка (рис.).

В сложном напряжённом состоянии пластич. деформация появляется впервые при *интенсивности напряжений* $\sigma_u \geqslant \sigma_s$ (условие П. Генки — Мизеса) или когда наибольшее касат. напряжение $\tau_{max} \geqslant \tau_s$ (где τ_s — предел текучести при сдвиге) — условие П. Треска — Сен-Венана. При этом тензор деформации (см. *Деформация* механическая) $\varepsilon_{ij} = \varepsilon^e_{ij} + \varepsilon^p_{ij}$, где тензор упругой деформации ε^e_{ij} связан с напряжениями обобщённым законом Гука, а тензор пластич. деформации ε^p_{ij} характеризует деформацию, к-рая сохраняется в окрестности рассматриваемой точки, когда все компоненты тензора напряжений σ_{ij} при разгрузке обращаются в нуль. Типичной явл. неоднозначность зависимости между напряжениями и упругопластич. деформациями: значения напряжений зависят не от текущих (мгновенных) значений деформации, а от того, в какой последовательности шло их изменение до достижения текущих значений, т. е. от процесса деформации.

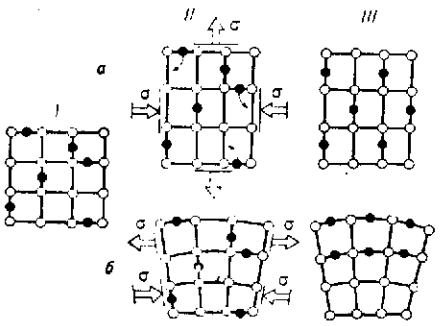
● Ильюшин А. А., Пластичность, ч. 1, М.—Л., 1948.

В. С. Ленский.

ПЛАСТИЧНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ, свойство крист. тел необратимо изменять свои размеры и форму под действием механич. нагрузок. Пластичность крист. тел (или материалов) связана с действием разл. микроскопич. механизмов пластич. деформации, относит. роль каждого из к-рых определяется внеш. условиями: темп-рой, нагрузкой, скоростью деформирования. Эти механизмы рассмотрены ниже в порядке увеличения числа атомов, участвующих в элем. акте пластич. деформации.

Самодиффузионная и диффузионная П. к. Перенос массы может осуществляться посредством самодиффузии по поверхности или через объём кристалла. Самодиффузия происходит путём проникновения атомов поверхностных слоёв внутрь кристалла в виде междоузельных атомов на участках сжатия и «выделения» их на участках, подверженных действию растягивающих сил. Одновременно в противоположном направлении идёт поток вакансий, рождающийся в окрестности приложения растягивающих сил и аннигилирующих в местах действия сил сжатия на поверхности кристалла. В большинстве реальных случаев самодиффузионная деформация в осн. связана с направленными потоками вакансий, к-рые образуются легче, чем междоузельные атомы.

В кристалле, состоящем из атомов разного сорта, в однородном поле напряжений происходит ориентац. упо-



Диффузионная пластичность: *а* — ориентационное упорядочение примесных атомов (чёрные кружки) при сжатии — растяжении; *б* — перераспределение примесных атомов при изгибе; *I* — исходный кристалл; *II* — кристалл с примесными атомами под действием напряжений; *III* — конечная деформация кристалла.

рядочение относит. расположения атомов (рис., *а*), в результате чего кристалл приобретает нек-рую зависящую от степени упорядоченности деформацию. После снятия напряжений упорядоченное состояние может быть невыгодно, но оно нек-рое время сохраняется. Если в кристалле создано неоднородное поле напряжений, то атомы примеси большего радиуса и междоузельные атомы (рис., *б*) стремятся перейти в растянутые области решётки, а меньшего — в сжатые; возникает неоднородное распределение концентраций, стабилизирующее исходную неоднородную деформацию. В реальных условиях перемещение дефектов происходит за счёт тепловых флуктуаций, частота к-рых быстро падает с понижением темп-ры.

Краудионная П. к. обусловлена рождением и перемещением краудионов — сгущений атомов вдоль плотно упакованных рядов атомов в кристалле (см. *Дефекты*). При вдавливании острия в поверхность кристалла материал из зоны вдавливания удаляется «разбегающимися» из-под острия краудионами.

Дислокационная П. к. Типичный вид пластич. деформации кристаллов — скольжение по кристаллографич. плоскостям. Наиболее легко скольжение происходит по плотноупакованным плоскостям вдоль плотноупакованных направлений. Скольжение по системе параллельных плоскостей даёт макроскопич. сдвиг, а сочетание сдвигов, соответствующих скольжению по разл. системам, составляет осн. часть пластич. деформации кристаллов. В реальных кристаллах в процессе их образования всегда возникают *дислокации*. Атомы вблизи дислокаций смещены из своих положений равновесия, а перевод их в новые положения равновесия, отвечающие сдвигу кристалла по плоскости скольжения на одно межатомное расстояние, требует значительно меньших затрат энергии, чем для атомов в неискажённом кристалле. Под действием напряжений дислокации способны увеличивать свою протяжённость (т. н. размножение дислокаций). Поэтому стадия образования новых дислокаций лишь в исключит. случаях лимитирует скольжение (напр., начало деформации в бездислокац. микрокристаллах). В остальных случаях развитие скольжения определяется движением дислокаций. По подвижности дислокаций все материалы делятся на 2 группы. В *ковалентных кристаллах* этот барьер для движения дислокаций по порядку величины приближается к энергии межатомных связей и может быть преодолён только за счёт тепловой активации (термич. флуктуации). Поэтому подвижность дислокаций становится заметной лишь при достаточно больших темп-рах, а при умеренных — ковалентные кристаллы непластичны. В *металлических и ионных кристаллах* барьер для перемещения дислокаций в 10^3—10^4 раз меньше энергии связи и исчезает при напряжениях 10^{-3}—10^{-4} G (где G — модуль сдвига); при таких напряжениях движение дислокаций не нуждается в тепловой активации и их подвижность слабо зависит от темп-ры. Поэтому сопротивление движению дислокаций пренебрежимо мало, чем обусловлена высокая пластичность ионных и металлич. кристаллов.

В *реальных кристаллах* имеются разл. дефекты (точечные дефекты, примесные атомы, дислокации, частицы др. фаз), и сопротивление скольжению зависит от вз-ствия движущихся дислокаций с этими дефектами. В результате вз-ствия друг с другом дислокации тормозятся и останавливаются, поэтому для протекания деформации с постоянной скоростью необходимо непрерывное рождение новых дислокаций. Это приводит к постоянному увеличению плотности дислокаций в кристалле, к-рая достигает 10^{11}—10^{12} $см^{-2}$; соответственно растёт их взаимное сопротивление скольжению — происходит деформац. упрочнение, или наклёп кристалла.

При высоких темп-рах дислокац. механизм П. к. сочетается с диффузионным и самодиффузионным. В кристаллах с примесями релаксация напряжений у дислокаций или дислокац. скоплений может осуществляться в результате перераспределения примесных атомов. Вокруг дислокаций образуются примесные «атмосферы», и дислокац. П. к. падает (деформац. старение). Поэтому удаление примесей обычно повышает П. к. Процессы разрядки дислокац. плотности вследствие взаимной аннигиляции дислокаций протекают более интенсивно в условиях высокотемпературной деформации, деформационное упрочнение падает и деформация развивается при постоянной нагрузке (ползучесть).

Для нек-рых кристаллов (напр., кварца, кальцита) преобладающим механизмом пластичности явл. *двойникование*. Необратимое изменение формы может быть также результатом образования под нагрузкой новой фазы, имеющей иную крист. решётку, чем исходный кристалл.

В *поликристаллах* действие рассмотренных механизмов пластич. деформации внутри зёрен осложнено вз-ствием между зёрнами. Деформация поликристалла есть суммарный результат деформации во многих различно ориентированных относительно нагрузок и находящихся в разл. условиях зёрен. Поэтому развитие деформации не имеет чётко выраженного стадийного характера, как деформации монокристаллов. Межзёренные границы препятствуют распространению дислокаций и, как правило, упрочняют крист. тела при низких темп-рах. Наоборот, при высоких темп-рах наличие границ, являющихся источниками или стоками дефектов, повышает П. к. Сочетание дислокац. и самодиффузионной деформаций в приграничных областях приводит к их высокой пластичности, проявляющейся в специфич. механизме высокотемпературной деформации поликристаллов — «проскальзывании» по границам зёрен. Перемещение зёрен друг относительно друга происходит подобно движению ч-ц в сыпучих материалах и в нек-рых случаях обеспечивает деформацию до 1000% («сверх-

пластичность»). Высокая П. к. может достигаться также, если в ходе деформирования успевает проходить рекристаллизация, приводящая к удалению наиболее искажённых и, следовательно, наименее пластичных зёрен, к-рые поглощаются растущими зёрнами с более совершенной структурой.

● Физика деформационного упрочнения монокристаллов, К., 1972; Набарро Ф. Р., Базинский З. С., Холт Д. Б., Пластичность чистых монокристаллов, пер. с англ., М., 1967; Хоникомб Р., Пластическая деформация металлов, пер. с англ., М., 1972; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981.

А. Л. Ройтбурд.

«ПЛЕНЕ́НИЕ ЦВЕ́ТА», удержание «цветных» *кварков* и *глюонов* внутри адронов. См. *Удержание «цвета»*.

ПЛЕОХРОЙЗМ (от греч. pléōn — более многочисленный, более протяжённый и chrôa — цвет), изменение окраски в-ва в проходящем свете в зависимости от направления распространения и поляризации этого света. Впервые наблюдался в 1809 франц. учёным П. Л. А. Кордье, а затем (на кристаллах турмалина) в 1816 франц. физиком Ж. Б. Био и нем. физиком Т. И. Зеебеком. П.— одно из проявлений *оптической анизотропии*. П. обусловлен анизотропией поглощения, к-рое, в свою очередь, зависит от длины волны и поляризации излучения. Чаще всего П. наблюдается в кристаллах. У *одноосных кристаллов* различают 2 «главные» (основные) окраски — при наблюдении вдоль оптич. оси и перпендикулярно к ней; у *двуосных кристаллов* — 3 осн. окраски — при наблюдении по 3 направлениям, к-рые обычно совпадают с главными направлениями кристалла (см. *Кристаллооптика*). По др. направлениям кристалл виден окрашенным в иные, т. н. промежуточные, цвета. Сильным П. отличаются, напр., турмалин (одноосный кристалл) и ацетат меди (двуосный кристалл). Разновидностями П. явл. круговой дихроизм (*Коттона эффект*) — различие поглощения для света правой и левой круговых поляризаций, и линейный дихроизм — неодинаковость поглощения обыкновенного и необыкновенного лучей. Анизотропией поглощения, кроме кристаллов, могут обладать и отд. молекулы; преимуществ. ориентация таких молекул вызывает П. содержащих их в-в (напр., мн. красителей). Преимуществ. ориентация анизотропно поглощающих молекул, ведущая к П., может быть естественной и искусственной — вызванной внеш. полем или механич. деформациями. Очень важным практич. применением П. явл. использование *поляроидов*, действие к-рых основано на явлении линейного дихроизма.

● Беляницин Д. С., Петров В. П., Кристаллооптика, 4 изд., М., 1951; Костов И., Кристаллография, пер. с болг., М., 1965. См. также лит. при ст. *Кристаллооптика*.

ПЛЕЧО́ СИ́ЛЫ, кратчайшее расстояние от данной точки (центра) до линии действия силы, т. е. длина перпендикуляра, опущенного из этой точки на линию действия силы (см. *Момент силы*).

ПЛО́СКАЯ ВОЛНА́, *волна*, у к-рой направление распространения одинаково во всех точках пространства. Простейший пример — однородная монохроматич. незатухающая П. в.:

$$u(z,\ t)=Ae^{i(\omega t\mp kz)}, \qquad (1)$$

где A — амплитуда, $\varphi=\omega t\mp kz$ — фаза, $\omega=2\pi/T$ — круговая частота, T — период колебаний, k — *волновое число*. Поверхности постоянной фазы (фазовые фронты) $\varphi=\text{const}$ П. в. являются плоскостями.

При отсутствии дисперсии, когда *фазовая скорость* v_ϕ и *групповая скорость* $v_{гр}$ одинаковы и постоянны ($v_{гр}=v_\phi=v$), существуют стационарные (т. е. перемещающиеся как целое) бегущие П. в., к-рые допускают общее представление вида:

$$u(z,\ t)=f(z\mp vt), \qquad (2)$$

где f — произвольная функция. В нелинейных средах с дисперсией также возможны стационарные бегущие П. в. типа (2), но их форма уже не произвольна, а зависит как от параметров системы, так и от характера движения волны. В поглощающих (диссипативных) средах П. в. уменьшают свою амплитуду по мере распространения; при линейном затухании это может быть учтено путём замены в (1) k на комплексное волновое число $k_д\mp ik_м$, где $k_м$ — коэфф. затухания П. в.

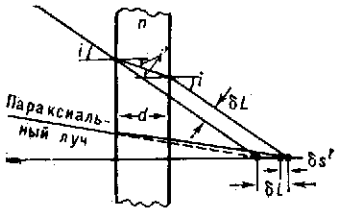
Однородная П. в., занимающая всё бесконечное пространство, является идеализацией, однако любое волновое поле, сосредоточенное в конечной области (напр., направляемое *линиями передачи* или *волноводами*), можно представить как суперпозицию П. в. с тем или иным пространств. спектром k. При этом волна может по-прежнему иметь плоский фазовый фронт, но неоднородное распределение амплитуды. Такие П. в. наз. плоскими неоднородными волнами. Отдельные участки сферич. и цилиндрич. волн, малые по сравнению с радиусом кривизны фазового фронта, приближённо ведут себя как П. в.

● См. лит. при ст. *Волны*.

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ПЛОСКОПАРАЛЛЕ́ЛЬНАЯ ПЛАСТИ́НКА, слой однородной прозрачной среды с показателем преломления n, ограниченный параллельными плоскостями на расстоянии d друг от друга. Оптич. толщина П. п. равна nd, *оптическая сила* — нулю, *увеличение оптическое* — единице. П. п., поставленная на пути *гомоцентрического пучка лучей*, смещает (вдоль оси пучка) изображение, даваемое этим пучком, на расстояние $\delta l=d(1-\operatorname{tg} i'/\operatorname{tg} i)$ (рис.), где i — угол падения пучка лучей, а i' — угол преломления. В случае *параксиальных пучков лучей* $\delta l=d(1-1/n)$ П. п. сохраняет направление падающего на неё параллельного пучка лучей, но смещает ось этого пучка на величину $\delta L=\delta l\sin i$.

П. п. как оптич. элемент обладает аберрациями (см. *Аберрации оптических систем*), в частности *сферической аберрацией* (к-рая при больших углах i даёт дополнит. смещение $\delta s'$), *хроматической аберрацией* и *астигматизмом*



(для достаточно удалённых объектов и малых d — незначительными).

П. п. применяют как защитные стёкла, для окон, *светофильтров* (П. п. из окрашенных материалов), в угломерных приборах для малых угловых смещений изображения, в нек-рых *интерферометрах* (см. *Люммера — Герке пластинка*, *Майкельсона эшелон*), в качестве оптич. компенсаторов и т. д.

ПЛОСКОПАРАЛЛЕ́ЛЬНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ (плоское движение) твёрдого тела, движение тв. тела, при к-ром все его точки перемещаются параллельно нек-рой неподвижной плоскости. Изучение П. д. сводится к изучению движения неизменяемой плоской фигуры в её плоскости, к-рое слагается из *поступательного движения* вместе с нек-рым произвольно выбранным полюсом и *вращательного движения* вокруг этого полюса. П. д. можно также представить как серию элем. поворотов вокруг непрерывно меняющих своё положение мгновенных центров вращения.

ПЛОСКОПАРАЛЛЕ́ЛЬНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ, движение жидкости или газа параллельно к.-л. плоскости, при к-ром во всех точках, находящихся на одном перпендикуляре к этой плоскости, скорости ч-ц, давление и др. хар-ки потока одинаковы. Примеры П. т.: обтекание крыла бесконечно большого размаха потоком, перпендикулярным размаху, водослив через прямую плотину бесконечно большой ширины и др. Исследование П. т. значительно проще, чем исследование пространств. потока, т. к. все величины, характеризующие движение, не зависят от координаты, перпендикулярной к плоскости движения. При решении конкретных технич. задач в результаты, даваемые теорией П. т., вносятся соответствующие поправки (см., напр., *Индуктивное сопротивление*).

ПЛО́СКОСТЬ ПОЛЯРИЗА́ЦИИ, плоскость, проходящая через направление колебаний электрич. вектора линейно поляризованной световой волны (см. *Поляризация света*) и направление распространения этой волны.

ПЛОТНОМЕ́Р, прибор для измерения плотности в-в. Наиб. распространены

П. для измерения плотности жидкостей; они делятся на поплавковые, весовые, гидростатические, радиоизотопные, вибрационные, ультразвуковые. К П. примыкают приборы для измерения концентрации р-ров (спиртомеры, сахаромеры, нефтеденсиметры и др.). Поплавковые П. представляют собой *ареометры* пост. массы или пост. объёма. Весовые П. основаны на непрерывном взвешивании определённого объёма жидкости. В гидростатических П. плотность определяют по разности давлений двух столбов жидкости разной высоты. Действие радиоизотопных П. основано на измерении ослабления пучка γ- или β-лучей в результате их поглощения или рассеяния слоем жидкости. В вибрационном П. используется зависимость резонансной частоты возбуждаемых в жидкости колебаний от её плотности, в ультразвуковом — зависимость скорости звука в среде от её плотности. Радиоизотопный, ультразвуковой, вибрационный и др. методы могут быть применены для определения плотности тв. и газообразных в-в.

● Кивилис С. Ш., Приборы для измерения плотности жидкостей и газов, в кн.: Приборостроение и средства автоматики, т. 2, кн. 2, М., 1964; Измерение массы, объема и плотности, М., 1972; Глыбин И. Н., Автоматические плотномеры, К., 1965.

С. Ш. Кивилис.

ПЛО́ТНОСТЬ (ρ), величина, определяемая для однородного в-ва его массой в единице объёма. П. неоднородного в-ва в определённой точке — предел отношения массы m тела к его объёму V, когда объём стягивается к этой точке. Средняя П. неоднородного тела также есть отношение m/V. Часто применяется понятие относительной П.; напр., П. жидких и тв. в-в может определяться по отношению к П. дистиллированной воды при 4°С, а газов — по отношению к П. сухого воздуха или водорода при нормальных условиях. Единица П. в СИ — кг/м^3, в системе СГС — г/см^3. П. и уд. вес γ связаны между собой отношением $\gamma=a\rho g$, где g — местное ускорение свободного падения тела, a — коэфф. пропорциональности, зависящий от выбора единиц измерения. П. в-в, как правило, уменьшается с ростом темп-ры и увеличивается с повышением давления (П. воды с понижением темп-ры T до 4°С растёт, при дальнейшем понижении T — уменьшается). При переходах в-ва из одного агрегатного состояния в другое П. изменяется скачкообразно: резко увеличивается при переходе в газообразное состояние и, как правило, уменьшается при затвердевании (П. воды и чугуна аномально уменьшается при переходе из жидкой фазы в твёрдую).

Методы измерения П. в-в весьма разнообразны. П. *идеальных газов* определяется из ур-ния состояния: $\rho=p\mu/RT$, где p — давление, μ — мол. масса, R — универсальная газовая постоянная, T — абс. темп-ра. П. сухого газа, имеющего при нормальных условиях П. $\rho_н$, при давлении p и темп-ре T определяется ф-лой: $\rho=\rho_н pT_н/p_н TK$, где K — коэфф. *сжимаемости*, характеризующий отклонение данного реального газа от идеального. Для влажного газа $\rho=\rho_п(p-\varphi p_в)T_н/p_н TK+\varphi\rho_в$, где φ — относит. влажность газа, $p_в$ и $\varphi_п$ табличные значения максимально возможного давления при темп-ре T и максимально возможной П. водяного пара при данных p и T. П. жидкостей и тв. тел находят путём точного определения массы тела и его объёма с помощью разл. типов *плотномеров*. Для определения П. используют также зависимость П. от скорости распространения звуковых волн, интенсивности γ- и β-излучения, прошедшего через в-во, и т. д.

● ГОСТ 2939—63. Газы. Условия для определения объема, М., 1965; Измерение массы объема и плотности, М., 1972.

ПЛО́ТНОСТЬ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОГО ТО́КА, векторная характеристика тока, равная по модулю электрич. заряду, проходящему за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению упорядоченного движения заряж. ч-ц. Если плотность заряда (заряд в единице объёма) ρ, то П. э. т. $j=\rho v$, где v — ср. скорость упорядоченного движения заряж. ч-ц. При равномерном распределении П. э. т. по сечению проводника сила тока в нём $I=jS$ (S — площадь его поперечного сечения).

В общем случае сила тока через поверхность S равна:

$$I=\int\limits_S j_п ds,$$

где $j_п$ — проекция j на нормаль к площадке ds.

ПЛОЩАДЕ́Й ЗАКО́Н, закон движения *материальной точки* (или центра масс тела) под действием центр. силы, согласно к-рому: а) траекторией точки явл. плоская кривая, лежащая в плоскости, проходящей через центр силы; б) площадь, ометаемая радиусом-вектором точки, проведённым из центра силы, растёт пропорционально времени, т. е. точка движется с пост. *секторной скоростью*. Открыт нем. астрономом И. Кеплером для движения планет вокруг Солнца в 1609 (см. *Кеплера законы*), а для общего случая доказан И. Ньютоном (1687).

С. М. Таре.

***p—n*-ПЕРЕХО́Д**, то же, что *электронно-дырочный переход*.

ПОБО́ЧНЫЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЯ (блики), вторичные изображения предметов в оптич. приборах, появляющиеся в поле осн. изображения вследствие *отражения света* от поверхностей, ограничивающих оптич. детали (линзы, призмы, пластинки и пр.). Если ярко освещённые участки изображаемого предмета граничат с резко очерченными тенями, то попадание П. и. от таких участков на осн. изображения затенённых участков может заметно исказить изображение предмета. П. и. ослабляют, просветляя поверхности оптич. деталей (см. *Просветление оптики*) и покрывая поглощающими покрытиями диафрагмы, оправы и др. механич. детали оптич. прибора, от к-рых может отразиться свет.

ПОВЕ́РКА средств измерений, определение *погрешностей средств измерений* и установление их пригодности к применению. П. производится органами *метрологической службы* при помощи *эталонов* и *образцовых средств измерений*. Обязательной гос. П. подлежат средства измерений, применяемые для учёта материальных ценностей, гос. испытаний, экспертиз, регистрации нац. и междунар. рекордов в спорте, а также для П. исходных образцовых средств измерений. Ведомственной П. подлежат все остальные средства измерений.

Описание методов и технич. приёмов П. конкретных средств измерений содержится в соответствующих гос. стандартах или методич. указаниях. Нередко методы П. и соответствующие компарирующие приборы указываются в поверочных схемах, устанавливающих порядок и точность передачи размеров единиц от эталонов образцовым, а от них — рабочим средствам измерений.

● Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, М., 1972; Тюрин Н. И., Введение в метрологию, М., 1973.

К. П. Широков.

ПОВЕ́РХНОСТНАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ, термич. *десорбция* (испарение) положительных (положит. П. и.) или отрицательных (отрицат. П. и.) ионов с поверхностей тв. тел. Чтобы эмиссия ионов при П. и. была стационарной, скорость поступления на поверхность соответствующих атомов, молекул или радикалов (за счёт *диффузии* этих ч-ц из объёма тела или протекающей одновременно с П. и. *адсорбции* ч-ц из газовой фазы) должна равняться суммарной скорости десорбции ионов и нейтральных ч-ц. П. и. происходит и при собств. испарении тв. тел, напр. тугоплавких металлов.

Количеств. хар-кой П. и. служит степень П. и. $\alpha=n_i/n_0$, где n_i и n_0 — потоки одновременно десорбируемых одинаковых по хим. составу ионов и нейтральных ч-ц (см. *Ленгмюра — Саха уравнение*). Характер вз-ствия ч-ц с поверхностями представляют обычно в форме потенциальных кривых системы поверхность тв. тела — ч-ца, выражающих зависимость энергии связи ч-цы с поверхностью $V(x)$ от расстояния x между ними. На рис. 1 такие кривые схематически изображены для нейтральной ч-цы A и положит. иона A_i. Расстояние x_p соответствует равновесному состоянию ч-цы у поверхности, а глубины «потенциальных ям» l_i и l_0 равны теплотам десорбции положит. иона и нейтральной ч-цы соответственно. Переход с кривой A на кривую A_i на расстоянии

$x \to \infty$ от поверхности соответствует *ионизации* ч-цы с переводом освободившегося эл-на в тв. тело. Необходимая для этого энергия равна $e(U_i - \varphi)$; U_i — ионизационный потенциал ч-цы,

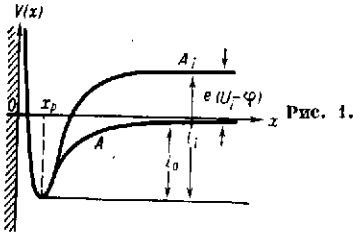


Рис. 1.

$e\varphi$ — работа выхода; e — заряд эл-на. Из рис. 1 непосредственно следует, что для положит. П. и. разность теплот десорбции в ионном и нейтральном состояниях $(l_{i+} - l_0) = e(U_i - \varphi)$. Аналогично для П. и. с образованием

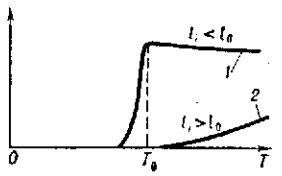


Рис. 2. Характерные зависимости коэфф. поверхностной ионизации β (по оси ординат) в стационарных процессах от темп-ры T.

отрицат. иона $(l_{i-} - l_0) = e(\varphi - \chi)$, где $e\chi$ — энергия *сродства к электрону* ч-цы. П. и. наиболее эффективна для ч-ц с $l_i < l_0$ и $\varphi > U_i$ или $\chi > \varphi$. Коэфф. П. и. $\beta = \alpha/(1 \mp \alpha)$ для них уменьшается с ростом абс. темп-ры десорбции T (рис. 2, кривая *1*). При обратных неравенствах величина β увеличивается с возрастанием T (рис. 2, кривая *2*). Если при $T > T_0$ соблюдается условие эффективной П. и. ($l_i < l_0$ и $n_i \gg n_0$), то при $T = T_0$ знак $(l_0 - l_i)$ меняется, а β начинает скачкообразно падать до малых значений. T_0 наз. температурным порогом П. и.

Внеш. электрич. поле E, ускоряющее поверхностные ионы, снижает величину l_i. При $E < 10^7$ В/см это снижение $\Delta l_i = e\sqrt{eE} = 3{,}8 \cdot 10^{-4}\sqrt{E}$ эВ (E должно быть выражено в В/см). Соответственно растёт α. Если $l_i < l_0$ и $n_i > n_0$, то при стационарной П. и. внеш. поле E уменьшает температурный порог ионизации T_0. Так, напр., для атомов Cs на W T_0 с 1000 К при $E = 10^4$ В/см снижается до 300 К при $E = 10^7$ В/см. Это даёт основание рассматривать явления десорбции и испарения ионов электрич. полем при низких T как П. и. Совр. эксперим. техника позволяет наблюдать П. и. ч-ц с $U_i \leqslant 10$ В и $\chi \geqslant 0{,}6$ В. С помощью электрич. поля эти пределы могут быть расширены.

Приведённые выше закономерности П. и. справедливы (подтверждены опытом) для однородных поверхностей. Однако на практике чаще приходится иметь дело с неоднородными поверхностями, на к-рых количеств. хар-ки неодинаковы на разл. участках. В таких случаях указанные зависимости β от T и E сохраняются для нек-рых усреднённых значений l_0, l_i и φ.

П. и. используется в *ионных источниках*, в чувствит. детекторах ч-ц, в *термоэлектронных преобразователях* (для компенсации пространств. заряда эл-нов). П. и. перспективна для разработки плазменных двигателей, а также лежит в основе мн. методов изучения физ.-хим. хар-к поверхностей тв. тел и взаимодействующих с ними ч-ц.

● Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969.

Н. И. Ионов.

ПОВЕ́РХНОСТНАЯ ЭНЕ́РГИЯ, избыток энергии поверхностного слоя на границе раздела фаз (по сравнению с энергией в-ва внутри тела), обусловленной различием *межмолекулярных взаимодействий* в обеих фазах. При увеличении поверхности раздела, т. е. при переводе молекул (атомов) в поверхностный слой, совершается работа против нескомпенсированных сил межмолекулярного вз-ствия у границы раздела, равная удельной свободной П. э. σ (для жидких поверхностей она тождественна *поверхностному натяжению*). Полная П. э. $u = \sigma - T(\partial\sigma/\partial T)$, где второй член представляет собой скрытую теплоту образования единицы площади поверхности (связанная энергия) в необратимом изотермич. процессе при тем-пре T. Величина $\partial\sigma/\partial T$ — удельная поверхностная энтропия (обычно отрицат. величина). Свободная П. э. линейно уменьшается с ростом T, полная П. э. явл. температурным инвариантом, но для полярных жидкостей она может несколько возрастать за счёт диссоциации. Вблизи *критической температуры* $T_{кр}$ различие св-в соседствующих объёмных фаз нивелируется и при $T = T_{кр}$ исчезает.

ПОВЕ́РХНОСТНО-АКТИ́ВНЫЕ ВЕЩЕ́СТВА, вещества, способные адсорбироваться на поверхности раздела двух фаз, понижая её *поверхностное натяжение*. К П.-а. в. относятся органич. соединения с асимметричной мол. структурой, молекулы к-рых содержат ат. группы, резко различающиеся характером вз-ствия с окружающей средой (напр., водой). Так, молекулы П.-а. в. включают один или неск. углеводородных радикалов (RC_nH_{2n+1}, RC_6H_5 и др.) — лиофильная (гидрофобная) часть молекулы, и одну или неск. полярных групп (OH^-, $COOH^-$, NH_2^-, SO_3^- и др.) — гидрофильная часть (см. *Гидрофильность и гидрофобность*). Такая структура наз. дифильной, она обусловливает высокую адсорбц. активность П.-а. в. Работа адсорбции таких молекул достаточно велика, чтобы даже при малой их концентрации поверхностное натяжение резко снизилось (напр., на границе водный раствор — воздух при темп-ре 20°С с 72,8 мДж/м² до ~28—30 мДж/м²).

П.-а. в. классифицируют по характеру диссоциации на анионактивные, катионактивные, неионогенные, амфолитные и высокомолекулярные. Типичное анионактивное П.-а. в. — жировое мыло, представляющее собой смесь солей жирных (карбоновых) кислот с длинными углеводородными цепями (общая ф-ла RCOONa). Характерная особенность этих П.-а. в. заключается в том, что они диссоциируют в водных растворах, так что носителем поверхностной активности явл. длинноцепочечные анионы $RCOO^-$, что резко повышает (по сравнению с соответствующими кислотами) растворимость мыл и позволяет получать высокие концентрации их р-ров. В таких р-рах П.-а. в. находятся не в виде отд. молекул (ионов), а в форме больших агрегатов — мицелл, что придаёт р-рам коллоидные св-ва и в результате высокую смачивающую способность, т. е. придаёт им эффективные моющие св-ва. Кроме естеств. жировых мыл, существуют синтетич. мылоподобные в-ва, имеющие сходное с ними мол. строение, напр. неионогенные солеобразные анионактивные и катионактивные (дающие длинноцепочечные катионы) соединения. Группу неионогенных мыл составляют соединения, содержащие в молекулах неск. полярных групп, что сообщает им также повышенную растворимость в воде. К амфолитным П.-а. в. относятся соединения, образующие в зависимости от условий (растворителя, кислотности среды и т. д.) либо анионактивные, либо катионактивные в-ва. И, наконец, особую группу составляют высокомолекулярные П.-а. в., состоящие из большого числа повторяющихся линейных звеньев, каждое из к-рых содержит полярные и неполярные группы.

П.-а. в. изменяют поверхностные св-ва в-в (см. *Поверхностные явления*) и применяются в качестве смачивателей (см. *Смачивание*), флотационных реагентов, пенообразователей, диспергаторов — понизителей твёрдости, пластифицирующих добавок, модификаторов кристаллизации и др.

ПОВЕ́РХНОСТНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ (плоское давление, двумерное давление), сила, действующая на единицу длины границы раздела (барьера) чистой поверхности жидкости и поверхности той же жидкости, покрытой адсорбц. слоем *поверхностно-активного вещества*. П. д. направлено в сторону поверхности чистой жидкости перпендикулярно барьеру. Определяется разностью *поверхностных натяжений* чистой жидкости и жидкости с адсорбц. *мономолекулярным слоем*.

ПОВЕ́РХНОСТНОЕ НАТЯЖЕ́НИЕ, термодинамич. характеристика поверхности раздела 2 фаз (тел), определяемая работой обратимого изотермич. образования единицы площади этой поверхности. Измеряется в Дж/м² или Н/м. В случае жидкой поверхности

раздела П. н. можно рассматривать также как силу, действующую на единицу длины контура поверхности и стремящуюся сократить поверхность до минимума при заданных объёмах фаз. П. н. на границе 2 конденсированных фаз обычно наз. межфазным натяжением. Работа образования новой поверхности затрачивается на преодоление сил межмолекулярного сцепления (*когезии*) при переходе молекул в-ва из объёма тела в поверхностный слой. Равнодействующая межмолекулярных сил в поверхностном слое не равна нулю (как в объёме тела) и направлена внутрь той фазы, в к-рой силы сцепления больше. Т. о., П. н.— мера некомпенсированности межмолекулярных сил в поверхностном (межфазном) слое, или избытка свободной энергии в поверхностном слое по сравнению со свободной энергией в объёмах фаз. Для подвижных жидкостей П. н.— величина, тождественно равная свободной *поверхностной энергии*.

Благодаря П. н. жидкости при отсутствии внеш. воздействий принимают форму шара (миним. поверхность и миним. значение свободной поверхностной энергии). П. н. не зависит от величины и формы поверхности, если объёмы фаз достаточно велики по сравнению с размерами молекул. При повышении темп-ры, а также под воздействием *поверхностно-активных веществ* оно уменьшается. Расплавы металлов имеют наибольшее среди жидкостей П. н. (у Pt при 2300 К П. н. равно 1820 дин/см, у Hg при комнатной темп-ре — 484 дин/см).

На легкоподвижных границах жидкость — газ (пар) или жидкость — жидкость П. н. можно измерить, напр., по массе капли, отрывающейся от конца вертикальной трубки (сталагмометра); по величине макс. давления, необходимого для продавливания в жидкость пузырька газа; по форме капли, лежащей на поверхности, и т. д. Эксперим. определение П. н. тв. тел затруднено тем, что их молекулы (атомы) лишены возможности свободно перемещаться. Исключение составляет пластическое течение металлов при температурах, близких к точке плавления. Вследствие анизотропии кристаллов П. н. на разных гранях кристалла различно. Понятия П. н. и свободной поверхностной энергии для тв. тел не тождественны. Дефекты кристаллич. решётки, гл. обр. дислокации, рёбра и вершины кристаллов, границы зёрен поликристаллич. тел, выходящие на поверхность, вносят свой вклад в свободную поверхностную энергию. П. н. тв. тел обычно определяют косвенно, исходя из межмолекулярных и *межатомных взаимодействий*. Величиной и изменениями П. н. обусловлены мн. *поверхностные явления* (см. также *Капиллярные явления*).

● Адам Н. К., Физика и химия поверхностей, пер. с англ., М.—Л., 1947. См. также лит. при ст. *Поверхностные явления*.

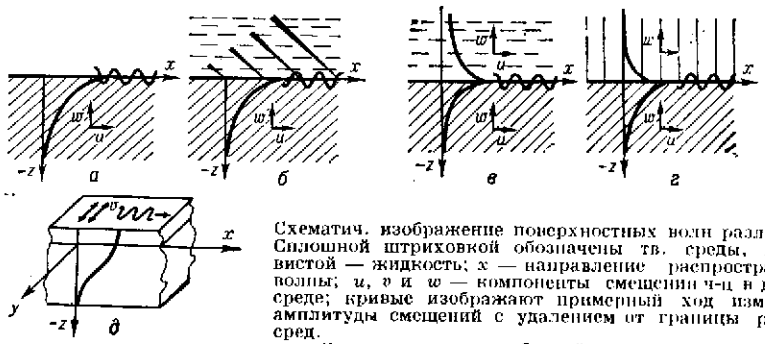
ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ АКУСТИ́ЧЕСКИЕ ВО́ЛНЫ (ПАВ), *упругие волны*, распространяющиеся вдоль свободной поверхности тв. тела или вдоль границы тв. тела с др. средами и затухающие при удалении от границ. ПАВ бывают двух типов: с вертикальной поляризацией, у к-рых вектор колебат. смещения ч-ц среды расположен в плоскости, перпендикулярной к границе (вертикальная плоскость), и с горизонтальной поляризацией, у к-рых вектор смещения ч-ц среды параллелен границе и перпендикулярен направлению распространения волны.

Простейшими и наиболее часто встречающимися на практике ПАВ с вертикальной поляризацией явл. *Рэлея волны*, распространяющиеся вдоль границы тв. тела с вакуумом или достаточно разрежённой газовой средой (рис., *а*). Фазовая скорость волн Рэлея $c_R \approx 0{,}9\ c_t$, где c_t — фазовая скорость плоской поперечной волны. Если тв. тело граничит с жидкостью и скорость звука в жидкости $c_ж < c_R$ в тв. теле, то на границе возможно распространение затухающей волны рэлеевского типа (рис., *б*) с фазовой скоростью, на неск. % меньшей c_R. Помимо затухающей ПАВ на границе жидкости и тв. тела всегда существует незатухающая ПАВ с вертикальной поляризацией, бегущая вдоль границы с фазовой скоростью, меньшей $c_ж$ и скоростей продольных c_l и поперечных c_t волн в тв. теле (рис., *в*).

Вдоль границы двух тв. сред, плотности и модули упругости к-рых не сильно различаются, может распространяться ПАВ Стоунли, состоящая как бы из двух рэлеевских волн (по одной в каждой среде — рис., *г*). Фазовая скорость волн Стоунли меньше c_l и c_t в обеих граничных средах.

Кроме ПАВ рэлеевского типа, существуют волны с горизонтальной поляризацией (волны Лява), к-рые могут распространяться на границе тв. полупространства с тв. слоем (рис., *д*). Это волны чисто поперечные. Их фазовая скорость заключена в пределах между фазовыми скоростями поперечных волн в слое и полупространстве. Волны Лява распространяются с дисперсией; при малых толщинах слоя их фазовая скорость стремится к скорости c_t в полупространстве.

На границах кристаллов могут существовать все те же типы ПАВ, что и в изотропных тв. телах, только движение ч-ц в волнах усложняется. Так, на нек-рых плоскостях кристаллов, обладающих пьезоэлектрич. свойствами, волны Лява подобно волнам Рэлея могут существовать на свободной поверхности (без тв. слоя); это т. н. э л е к т р о з в у к о в ы е в о л н ы. Наряду с обычными волнами Рэлея, в нек-рых образцах кристаллов вдоль свободной границы может распространяться затухающая волна, излучающая энергию в глубь кристалла (псевдорэлеевская волна). Наконец, в пьезополупроводниковом кристалле возможно вз-ствие ПАВ с эл-нами проводимости, приводящее к усилению этих волн.



Схематич. изображение поверхностных волн разл. типа. Сплошной штриховкой обозначены тв. среды, прерывистой — жидкость; *x* — направление распространения волны; *u*, *v* и *w* — компоненты смещения ч-ц в данной среде; кривые изображают примерный ход изменения амплитуды смещений с удалением от границы раздела сред.
а — Рэлея волна на свободной границе тв. тела; *б* — затухающая волна типа рэлеевской на границе тв. тело — жидкость; наклонные линии в жидкой среде изображают волновые фронты отходящих волн, толщина линий пропорциональна амплитуде смещений; *в* — незатухающая поверхностная волна на границе тв. тело — жидкость; *г* — волна Стоунли на границе раздела двух тв. сред; *д* — волна Лява на границе тв. полупространство — тв. слой.

На свободной поверхности жидкости упругие ПАВ существовать не могут, но на частотах УЗ диапазона и ниже там могут возникать поверхностные волны, в к-рых определяющими явл. не упругие силы, а поверхностное натяжение (т. н. к а п и л л я р н ы е в о л н ы). См. также *Волны на поверхности жидкости*.

ПАВ ультра- и гиперзвукового диапазонов широко используются в технике для всестороннего неразрушающего контроля поверхности и поверхностного слоя образца, для создания микроэлектронных схем обработки электрич. сигналов в *акустоэлектронике* и т. д.

● Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М., 1981.
И. А. Викторов.

ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ ВО́ЛНЫ электромагнитные, волны, распространяющиеся вдоль нек-рой поверхности и имеющие распределение полей $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, достаточно быстро убывающее при удалении от неё в одну (односторонняя

П. в.) или обе (истинная П. в.) стороны. Односторонняя П. в. возникает, напр., на границе раздела двух сред с диэлектрич. проницаемостями ε_1 и ε_2 при падении плоской волны из среды с большей диэлектрич. проницаемостью под углом, превышающим угол *полного внутреннего отражения*. Истинная П. в. может существовать на границе *плазма — диэлектрик* (в частности, плазма — вакуум).

● Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, М., 1957; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1959. *И. Г. Кондратьев.*

ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ СВО́ЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКО́В, свойства, обусловленные поведением носителей заряда (электронов и дырок) вблизи границы раздела *полупроводника* с др. средой. На поверхности существуют *поверхностные состояния* носителей, плотность к-рых (число состояний, приходящихся на единичный интервал энергии и на единицу площади поверхности) для разл. полупроводников порядка 10^{10}—10^{14} эВ$^{-1}$·см$^{-1}$. Заполнение этих состояний носителями (они «прилипают» к поверхности) создаёт поверхностный заряд, а в области около поверхности возникает объёмный заряд противоположного знака. Т. о. образуются приповерхностные слои, обогащённые или обеднённые носителями, и между «поверхностью» и «объёмом» возникает разность потенциалов — поверхностный потенциал φ_s (поверхностный изгиб энергетич. зон). Величина φ_s определяет изменение равновесных концентраций носителей на поверхности по сравнению с объёмом. Типичные значения $\varphi_s \sim 0{,}1$ В. Вблизи поверхности носители испытывают дополнительное по сравнению с объёмом рассеяние (поверхностные дефекты, фононы, поля дефектов от пограничной среды и т. п.), характеризуемое поверхностной *подвижностью носителей тока*. Участие поверхностных состояний в неравновесных процессах генерации и рекомбинации носителей описывается поверхностными сечениями их захвата и выброса. Это св-во можно характеризовать скоростью поверхностной рекомбинации неравновесных носителей. *Термоэлектронная эмиссия* полупроводника и электрич. св-ва контакта полупроводника с др. средой зависят от их *работы выхода* и энергии *сродства к электрону*.

● Новое в исследовании поверхности твердого тела, пер. с англ., в. 2, М., 1977. *В. Б. Сандомирский.*

ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ СИ́ЛЫ в механике, силы, приложенные к поверхности тела, напр. силы атм. давления на поверхность тела, аэродинамич. силы, силы давления фундамента на грунт и др.

ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ СОСТОЯ́НИЯ, локализованные энергетич. состояния (уровни) носителей заряда (эл-нов проводимости и дырок), возникающие у границы *твёрдого тела* с вакуумом или др. средой. Существование П. с. в запрещённой зоне (см. *Зонная теория*) предсказано И. Е. Таммом (1932). Возникновение П. с. в *идеальном кристалле* связано с нарушением периодичности кристалла из-за обрыва кристаллич. потенциала на поверхности (уровни Тамма). П. с. образуют поверхностные энергетич. зоны, состоящие из близко расположенных уровней энергии, соответствующих разл. возможным компонентам *квазиимпульса*, параллельным поверхности. На поверхности реального кристалла всегда есть слой окисла, адсорбированные атомы, структурные *дефекты* и т. п. Это приводит к появлению дополнит. П. с. с волновыми ф-циями, имеющими максимум на поверхности или вблизи неё и затухающими по мере удаления от неё (уровни Шокли).

Особый тип П. с. в чистых *металлах* обнаружен М. С. Хайкиным (1960). Если металл находится в параллельном его поверхности магн. поле, то эл-ны, находящиеся вблизи поверхности и подходящие к ней под малыми углами, испытывают ряд последоват. зеркальных отражений. Т. о., движение эл-на вдоль нормали к поверхности металла оказывается периодическим и, следовательно, квантуется, т. е. возникают дискретные уровни, между к-рыми возможны переходы. В результате в области слабых магн. полей возникает резонансное поглощение энергии высокочастотного ($\sim 10^{10}$ Гц) поля (см. *Циклотронный резонанс*).

● Волькенштейн Ф. Ф., Физикохимия поверхности полупроводников, М., 1973; Ржанов А. В., Электронные процессы на поверхности полупроводников, М., 1971; Дэвисон С., Левин Дж., Поверхностные (таммовские) состояния, пер. с англ., М., 1973; Хайкин М. С., Магнитные поверхностные уровни, «УФН», 1968, т. 96, в. 3, с. 409. *Э. М. Эпштейн.*

ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ, явления, вызываемые избытком свободной энергии в пограничном слое — *поверхностной энергии*, повышенной активностью и ориентацией молекул поверхностного слоя, особенностями его структуры и состава. П. я. определяются также тем, что хим. и физ. вз-ствия тел происходят прежде всего в поверхностных слоях. Осн. П. я. связаны с уменьшением поверхностной энергии, пропорциональной площади поверхности. Так, образование равновесных форм жидких капель или газовых пузырей, а также кристаллов при их росте определяется минимумом свободной энергии при пост. объёме. П. я., возникающие при совместном действии молекулярных сил (*поверхностного натяжения* и *смачивания*) и внеш. сил (силы тяжести) и вызывающие искривление жидких поверхностей раздела, наз. *капиллярными явлениями*.

П. я. в тв. телах имеют место прежде всего на внеш. поверхности тела. К ним относятся: сцепление (*когезия*), прилипание (*адгезия*), смачивание, трение. Из условий минимума свободной поверхностной энергии кристалла, на разл. гранях к-рого поверхностные натяжения различны, выводятся математически все возможные формы кристаллич. многогранников, изучаемые в геом. кристаллографии.

П. я. имеют место и на внутр. поверхностях, развивающихся на основе дефектов кристаллич. решётки. Любое разрушение тв. тела, связанное с преодолением его прочности, по существу представляет собой П. я., т. к. выражается в образовании новой поверхности раздела. Образование и развитие зародышей новой фазы в первоначально однородной среде, находящейся в метастабильном состоянии, также определяется П. я. (с этим связано повышение растворимости малых капель и кристалликов и повышение над ними давления насыщенного пара; см. *Кельвина уравнение*).

Значит. группу П. я. составляют адсорбционные явления, при к-рых изменяется хим. состав поверхностного слоя (см. *Адсорбция*). К этой группе явлений примыкают разл. случаи активированной и хим. адсорбции, переходящей в поверхностные хим. реакции с образованием поверхностного слоя хим. соединения. Сюда относятся разл. топохим. процессы (напр., образование металлич. зеркал на поверхностях при восстановлении металла из раствора его солей, образование накипи на поверхностях нагрева и т. д.). Образование хемосорбционных мономолекулярных слоёв-покрытий служит эффективным методом изменения мономолекулярно-поверхностных св-в тела и характера его вз-ствия с окружающей средой. Адсорбционные слои могут резко повышать устойчивость эмульсий, пен, суспензий, что связано в пределе со структурно-механич. св-вами этих слоёв (высокая вязкость, упругость и прочность).

Особенности теплового движения в поверхностных слоях приводят к мол. рассеянию света поверхностями. К др. группе явлений относятся: термоэлектронная эмиссия, возникновение скачков потенциала и образование *двойного электрического слоя* на поверхности раздела фаз. Эти П. я. связаны с адсорбцией ионов и дипольных молекул.

П. я. влияют на термодинамич. равновесие фаз только в случае весьма развитой поверхности их раздела в коллоидных системах. Скорости же процессов теплообмена и массообмена — растворение, испарение, конденсация, кристаллизация, гетерогенные хим. процессы (напр., коррозия) — определяются величиной и св-вами поверхности раздела и поэтому резко зависят от мол. природы и строения этой поверхности. Адсорбционные слои могут вызвать существ. изменение, замедление процессов межфазового обмена. Так, монослои нек-рых поверхностно-активных в-в, напр. цетилового спирта, на поверхности воды могут значительно замедлить её испаре-

ние. Таково же замедление процессов коррозии под действием поверхностных слоёв ингибиторов или защитных плёнок окислов и др. хим. соединений на поверхности металла.

П. я. определяют особенности граничных условий при движении поверхностей раздела (движение капель, пузырей и жидких струй, распадающихся на капли, капиллярные волны на поверхности жидкости). Адсорбционные слои вызывают гашение капиллярных волн вследствие возникновения местных разностей поверхностного натяжения, т. е. изменения граничных гидродинамич. условий.

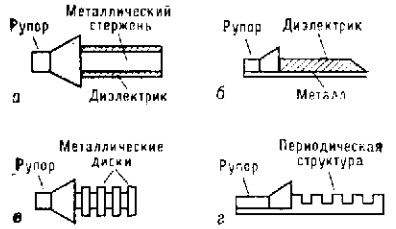
П. я. определяют долговечность материалов и конструкций в данной среде. Не только растворение и коррозия, но даже и обратимая адсорбция вызывают облегчение деформаций и разрушения тв. тел, понижая работу образования новых поверхностей. Малые примеси адсорбирующихся в-в, образующие мономол. слои на поверхностях раздела, позволяют управлять мн. св-вами материалов. Изучение мономолекулярных поверхностных слоёв приводит к новым методам исследования молекул и установления их размеров. П. я. определяют процессы выветривания горных пород и почвообразования, испарения и конденсации влаги, а также мн. процессы в живых организмах. На использовании П. я. основаны многие технологич. процессы (смазка, смачивание, флотация и т. д.).

● Гохштейн А. Я., Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция, М., 1976; Грег С., Синг К., Адсорбция, удельная поверхность, пористость, пер. с англ., М., 1970; Межфазовая граница газ — твердое тело, пер. с англ., М., 1970.

П. А. Ребиндер.

ПОВЕ́РХНОСТНЫЙ ИМПЕДА́НС, см. *Импеданс характеристический.*

ПОВЕ́РХНОСТНЫХ ВОЛН АНТЕ́ННА, состоит из излучателя (напр., рупора) и замедляющей структуры, формирующей поверхностную волну,



распространяющуюся вдоль структуры с фазовой скоростью $v<c$. Замедляющие структуры могут быть разл. типов, напр. гладкая (рис., *а*, *б*), периодическая (рис., *в*, *г*), плоская (рис., *б*, *г*), стержневая (рис., *а*, *в*) и т. д. П. в. а. широкополосны.

ПОВОРО́ТНОЕ УСКОРЕ́НИЕ, то же, что *кориолисово ускорение.*

ПОГЛОЩА́ТЕЛЬНАЯ СПОСО́БНОСТЬ тела, отношение поглощаемого телом к падающему на него монохроматич. *потоку излучения* частоты ν; то же, что монохроматич. коэфф. поглощения. П. с. зависит от ν, в-ва, из к-рого тело состоит, от формы тела и его темпры. Если П. с. тела в нек-ром диапазоне частот и темп-р равна 1, говорят, что тело при этих условиях явл. абсолютно чёрным. П. с. наряду с коэфф. излучения входит в *Кирхгофа закон излучения* и характеризует отклонение поглощающих св-в данного тела от св-в *абсолютно чёрного тела*. П. с.— важнейшая хар-ка источников *теплового излучения*. Сумма П. с., *пропускания коэффициента* и *отражения коэффициента* тела равна 1.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики).

А. П. Гагарин.

ПОГЛОЩЕ́НИЕ ВОЛН, превращение энергии волны в др. виды энергии в результате её вз-ствия с др. волнами или со средой, в к-рой она распространяется, или с телами, к-рые расположены на пути её распространения. В зависимости от природы волны и св-в среды механизм П. в. может быть различным (напр., при *поглощении звука* и *поглощении света*), но во всех случаях П. в. приводит к ослаблению волны по экспоненциальному закону. Ослабление волн при распространении может быть вызвано не только собственно П. в., но и др. явлениями, при к-рых энергия падающей волны переходит в энергию др. типов волн, возникающих под действием падающей волны (напр., при рассеянии волн).

ПОГЛОЩЕ́НИЕ ЗВУКА, явление необратимого перехода энергии звуковой волны в др. виды энергии и, в частности, в теплоту. Характеризуется коэфф. поглощения α, к-рый определяется как обратная величина расстояния, на к-ром амплитуда звуковой волны уменьшается в $e=2{,}718$ раз. Коэфф. α выражается в $см^{-1}$, т. е. в неперах на 1 см или же в децибелах на 1 м (1 дБ/м$=1{,}15\cdot10^{-3}$ $см^{-1}$). П. з. характеризуется также коэфф. потерь $\varepsilon=\alpha\lambda/\pi$ (где λ — длина волны звука) или добротностью $Q=1/\varepsilon$. Величина $\alpha\lambda$ — логарифмич. *декремент затухания.*

При распространении звука в среде, обладающей вязкостью и теплопроводностью,

$$\alpha=\frac{\omega^2}{2\rho c^3}\left[\frac{4}{3}\eta+\zeta+\varkappa\left(\frac{1}{C_v}-\frac{1}{C_p}\right)\right], \quad (1)$$

где ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней, ω — круговая частота звуковой волны, η и ζ — коэфф. сдвиговой и *объёмной вязкости* соответственно, $\varkappa$ — коэфф. теплопроводности, C_p и C_v — теплоёмкости среды при пост. давлении и объёме. Если ни один из коэфф. η, ζ, $\varkappa$ не зависит от частоты, что часто выполняется на практике, то $\alpha\sim\omega^2$. Величина α/f^2, где $f=\omega/2\pi$, явл. хар-кой в-ва, определяющей П. з. Она, как правило, в жидкостях меньше, чем в газах, а в тв. телах для продольных волн меньше, чем в жидкостях. Напр., в воздухе при норм. давлении для частот от 100 до 400 кГц $\alpha/f^2=3{,}0\cdot10^{-13}$ $см^{-1}с^2$, а в воде в диапазоне частот от 0,1 до 1000 кГц $\alpha/f^2=3{,}5\cdot10^{-16}$ $см^{-1}с^2$.

Если при прохождении звука нарушается равновесное состояние среды, П. з. оказывается значительно бо́льшим, чем определяемое по ф-ле (1). Такое П. з. наз. релаксационным (см. *Релаксация акустическая*) и описывается ф-лой

$$\alpha=\frac{1}{2c_0^3}\,\frac{\omega^2\tau\left(c_\infty^2-c_0^2\right)}{1+\omega^2\tau^2}, \quad (2)$$

где τ — время релаксации, c_0 и c_∞ — скорости звука при $\omega\tau\ll1$ и при $\omega\tau\gg1$ соответственно. В этом случае П. з. сопровождается *дисперсией звука.*

В газах теплопроводность и сдвиговая вязкость дают в П. з. вклад одного порядка величины. П. з. зависит от давления в газе, поскольку частота релаксации с понижением давления падает. В жидкостях П. з. в основном определяется вязкостью, а вклад теплопроводности пренебрежимо мал. В большинстве жидкостей для П. з. существенны релаксац. процессы. Частота релаксации в жидкостях, т. е. величина $\omega_p=1/\tau$, как правило, очень велика и область релаксации оказывается лежащей в диапазоне высоких УЗ-вых и гиперзвуковых частот. Коэфф. П. з. обычно сильно зависит от темп-ры и от наличия примесей.

П. з. в тв. телах определяется в основном внутр. трением и теплопроводностью среды, а на высоких частотах и при низких темп-рах — разл. процессами вз-ствия звука с внутр. возбуждениями в тв. теле (*фононами*, *электронами проводимости*, *спиновыми волнами* и др.). Величина П. з. в тв. теле зависит от кристаллич. состояния в-ва (в монокристаллах П. з. обычно меньше, чем в поликристаллах), от наличия дефектов (примесей, *дислокаций* и др.), от предварит. обработки материала. В металлах, подвергнутых предварит. механич. обработке (ковке, прокатке и т. п.), П. з. часто зависит от амплитуды звука. Во многих тв. телах при не очень высоких частотах $\alpha\sim\omega$, поэтому величина добротности не зависит от частоты и может служить хар-кой потерь материала. Самое малое П. з. при комнатных темп-рах было обнаружено в нек-рых диэлектриках, напр. в топазе, берилле $\alpha\sim15$ дБ/см при $f=9$ ГГц, железоиттриевом гранате $\alpha\sim25$ дБ/см при той же частоте. В металлах и полупроводниках П. з. всегда больше, чем в диэлектриках, поскольку имеется дополнит. поглощение, связанное с вз-ствием звука с эл-нами проводимости. В полупроводниках это вз-ствие может приводить к «отрицат. поглощению», т. е. к усилению звука при условии, что скорость дрейфа носителей заряда превышает скорость распространения звуковой волны (подробнее см. *Акустоэлектронное взаимодействие*). С ростом темп-ры П. з., как правило, увеличивается. Наличие неоднородностей в

среде приводит к увеличению П. з. В разл. пористых и волокнистых в-вах П. з. велико, что позволяет применять их для глушения звука и звукоизоляции. С увеличением *интенсивности звука* проявляется нелинейное П. з., к-рое зависит от амплитуды волны и обусловлено тем, что происходит передача энергии в высшие сильно поглощающиеся компоненты спектра волны.

● Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, т. 3, ч. Б, М., 1968; т. 4, ч. Б, М., 1970; т. 7, М., 1974; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972. *А. Л. Полякова.*

ПОГЛОЩЕ́НИЕ СВЕ́ТА, уменьшение интенсивности *оптического излучения* (света), проходящего через среду, заполненную в-вом. Осн. законом, описывающим поглощение, явл. закон Бугера $J=J_0\exp(-\varkappa_\lambda l)$, связывающий интенсивность J пучка света, прошедшего слой поглощающей среды толщиной l, с интенсивностью падающего пучка J_0. Не зависящий от интенсивности света J_0 коэфф. $\varkappa_\lambda$ наз. показателем поглощения, причём $\varkappa_\lambda$, как правило, различен для разных длин волн λ. Этот закон был экспериментально установлен в 1729 франц. физиком П. Бугером и впоследствии теоретически выведен нем. учёным И. Ламбертом (1760) при очень простых предположениях, к-рые сводятся к тому, что при прохождении любого слоя в-ва интенсивность светового потока уменьшается на определённую долю, зависящую только от $\varkappa_\lambda$ и толщины слоя, т. е. $dJ/J=-\varkappa_\lambda dl$. Решением этого ур-ния и явл. закон Бугера. С совр. точки зрения физич. смысл его состоит в том, что сам процесс потери фотонов, характеризуемый $\varkappa_\lambda$, не зависит от их плотности в световом пучке, т. е. от интенсивности света, и от толщины поглощающего слоя l. Это справедливо при не слишком больших интенсивностях излучения (см. ниже).

Зависимость $\varkappa_\lambda$ от длины волны света λ наз. спектром поглощения в-ва. Спектр поглощения изолированных атомов (напр., разреженные газы) имеет вид узких линий, т. е. $\varkappa_\lambda$ отличен от нуля только в определённых узких диапазонах длин волн (десятые — сотые доли Å), соответствующих частотам собств. колебаний эл-нов внутри атомов. Молекулярный спектр поглощения, определяемый колебаниями атомов в молекулах, состоит из существенно более широких областей длин волн, в к-рых поглощение значительно (т. н. полосы поглощения, единицы — тысячи Å). Поглощение твёрдых тел характеризуется, как правило, очень широкими областями (тысячи и десятки тысяч Å) с большим значением $\varkappa_\lambda$; качественно это объясняется тем, что в конденсированных средах сильное вз-ствие между ч-цами приводит к быстрой передаче всему коллективу ч-ц энергии, отданной светом одной из них.

В случае, когда свет поглощается молекулами в-ва, растворённого в практически не поглощающем растворителе, или молекулами газа, $\varkappa_\lambda$ оказывается пропорциональным числу поглощающих молекул на единицу длины пути световой волны, или, что то же, на единицу объёма, заполненного проходящим светом, т. е. пропорционален концентрации C: $\varkappa_\lambda=\varkappa_\lambda C$ (правило Бера). Тогда закон поглощения принимает вид $J=J_0e^{-\varkappa_\lambda Cl}$ (*Бугера — Ламберта — Бера закон*), где $\varkappa_\lambda$ — новый коэфф., не зависящий от концентрации и характерный для молекулы поглощающего в-ва. В реальных газах и растворах закон Бугера — Ламберта — Бера выполняется далеко не всегда.

В проводящих средах (*металлах, плазме*) вз-ствие со светом в значит. степени определяется свободными эл-нами, в связи с чем $\varkappa_\lambda$ зависит от *электропроводности* σ. Значит. П. с. в проводящих средах сильно влияет на все процессы распространения света в них; формально это учитывается тем, что член, содержащий $\varkappa_\lambda$, входит в выражение для комплексного *преломления показателя* среды.

В терминах квант. теории процесс П. с. связан с переходом эл-нов в поглощающих атомах, ионах, молекулах или тв. теле с более низких *уровней энергии* на более высокие. Обратный переход в осн. или нижнее возбуждённое состояние может совершаться с излучением фотона или безызлучательно, или комбинированным путём, причём способ перехода обратно определяет, в какой вид энергии переходит энергия поглощённого света.

В световых пучках очень большой интенсивности П. с. перестаёт подчиняться закону Бугера, т. е. $\varkappa_\lambda$ становится функцией интенсивности света J_0 (нелинейное П. с.). Этот эффект может быть обусловлен тем, что очень большая доля поглощающих ч-ц, перейдя в возбуждённое состояние и оставаясь в нём сравнительно долго, теряет способность поглощать свет, что заметно изменяет характер П. с. средой.

Если в поглощающей среде искусственно создана *инверсия населённости*, т. е. число возбуждённых состояний на верхнем уровне превосходит таковое на нижнем, то каждый фотон из падающего потока имеет бо́льшую вероятность индуцировать испускание точно такого же фотона, чем быть поглощённым самому (см. *Вынужденное излучение*). В этом случае интенсивность выходящего света J превосходит интенсивность падающего J_0, т. е. имеет место усиление света. Формально это явление в законе Бугера соответствует отрицательности k_λ, поэтому явление наз. отрицательным П. с. На нём основано действие квантовых генераторов (*лазеров*) и квантовых усилителей.

П. с. используется в разл. областях науки и техники. Так, на нём основаны мн. особо высокочувствит. методы количеств. и качеств. хим. анализа, в частности абсорбционный *спектральный анализ, спектрофотометрия, колориметрия* и пр. Вид спектра П. с. удаётся связать с хим. структурой в-ва, по виду спектра поглощения можно исследовать характер движения эл-нов в металлах, выяснить зонную структуру *полупроводников* и мн. др.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1973; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961. *А. П. Гагарин.*

ПОГЛОЩЕ́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ, отношение *потока излучения*, поглощённого данным телом, к потоку излучения, упавшему на это тело. В случае, если падающий поток имеет широкий спектр, указанное отношение характеризует т. н. интегральный П. к.; если же диапазон частот падающего света узок, то говорят о монохроматическом П. к.— *поглощательной способности* тела. В соответствии с законом сохранения энергии сумма П. к., *отражения коэффициента* и *пропускания коэффициента* равна единице. В отличие от *поглощения показателя*, характеризующего св-во вещества, П. к. зависит от толщины слоя, сквозь к-рый проходит свет, т. е. от размера тела. В спектроскопии иногда под термином «П. к.» понимают показатель поглощения. *А. П. Гагарин.*

ПОГЛОЩЕ́НИЯ ПОКАЗА́ТЕЛЬ ($\varkappa_\lambda$), величина, обратная расстоянию, на к-ром монохроматич. *поток излучения* длины волны λ, образующий параллельный пучок, ослабляется за счёт поглощения в в-ве в e раз (натуральный П. п.; см. *Бугера — Ламберта — Бера закон*) или 10 раз (десятичный П. п.). Измеряется в $см^{-1}$ или $м^{-1}$. См. *Поглощение света.*

ПОГРАНИ́ЧНЫЙ СЛОЙ, область течения вязкой жидкости (газа) с малой по сравнению с продольными размерами поперечной толщиной, образующаяся у поверхности обтекаемого тв. тела, у стен канала, по к-рому течёт жидкость, или на границе раздела двух потоков жидкости с разл. скоростями, темп-рами или хим. составом. П. с. характеризуется резким изменением в поперечном направлении скорости (динамич. П. с.) или темп-ры (тепловой, или температурный, П. с.) или же концентраций отд. хим. ком-

понентов (диффузионный, или концентрационный, П. с.). На формирование течения в П. с. осн. влияние оказывают вязкость, теплопроводность и диффузионная способность жидкости (газа). Внутри динамич. П. с. происходит плавное изменение скорости от её значения во внеш. потоке до нуля на стенке (вследствие прилипания вязкой жидкости к тв. поверхности). Аналогично внутри П. с. плавно изменяются темп-ра и концентрация.

Режим течения в динамич. П. с. зависит от *Рейнольдса числа Re* и может быть ламинарным или турбулентным. При ламинарном режиме отд. ч-цы жидкости (газа) движутся по траекториям, форма к-рых близка к форме обтекаемого тела или условной границы раздела между двумя жидкими (газообразными) средами. При турбулентном режиме в П. с. на нек-рое осреднённое движение ч-ц жидкости в направлении осн. потока налагается хаотическое, пульсационное движение отд. жидких конгломератов. В результате интенсивность переноса кол-ва движения, а также процессов тепло- и массопереноса резко увеличивается, что приводит к возрастанию коэфф. поверхностного трения, тепло- и массообмена. Значение критич. числа Рейнольдса, при к-ром в П. с. происходит переход ламинарного течения в турбулентное, зависит от степени шероховатости обтекаемой поверхности, уровня турбулентности внеш. потока, *Маха числа M* и нек-рых др. факторов. При этом переход ламинарного режима течения в турбулентный с возрастанием *Re* происходит в П. с. не внезапно, а имеется переходная область, где попеременно чередуются ламинарный и турбулентный режимы.

Толщина δ динамич. П. с. определяется как то расстояние от поверхности тела (или от границы раздела жидкостей), на к-ром скорость в П. с. можно практически считать равной скорости во внеш. потоке. Значение δ зависит гл. обр. от числа Рейнольдса, причём при ламинарном режиме течения $\delta \sim l \cdot Re^{-0,5}$, а при турбулентном — $\delta \sim l \cdot Re^{-0,2}$, где l — характерный размер тела.

Развитие теплового П. с. определяется, помимо числа Рейнольдса, также *Прандтля числом*, к-рое характеризует соотношение между толщинами динамич. и теплового П. с. Соответственно на развитие диффузионного П. с. дополнит. влияние оказывает диффузионное число Прандтля или *Шмидта число*.

Внутри П. с. кинетич. энергия молекул переходит в тепловую, вследствие чего при больших скоростях внеш. потока локальная темп-ра газа увеличивается. В случае теплоизолированной поверхности темп-ра газа в П. с. может приближаться к т. н. темп-ре торможения $T_0 = T_e(1 + \frac{k-1}{2} M^2)$, где T_e — темп-ра газа вне П. с., $k = c_p/c_v$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме.

Характер течения в П. с. оказывает решающее влияние на отрыв потока от поверхности обтекаемого тела. Причина этого заключается в том, что при наличии достаточно большого положит. продольного градиента давления кинетич. энергия заторможённых в П. с. ч-ц жидкости становится недостаточной для преодоления сил давления, течение в П. с. теряет устойчивость и возникает т. н. отрыв потока (см. *Отрывное течение*).

При больших числах Рейнольдса толщина П. с. очень мала по сравнению с характерными размерами тела. Поэтому почти во всей области течения, за исключением тонкого П. с., влияние сил вязкости несущественно по сравнению с инерционными силами, и жидкость в этой области можно рассматривать как идеальную. Одновременно вследствие малой толщины П. с. давление в нём в поперечном направлении можно практически считать постоянным. В результате весьма эффективным оказывается такой метод изучения обтекания тел потоком жидкости (газа), когда всё поле течения разбивается на две части — область течения идеальной жидкости и тонкий П. с. у поверхности тела. Течение в первой области изучается с помощью ур-ний движения идеальной жидкости, что позволяет определить распределение давления вдоль поверхности тела; тем самым определяется и давление в П. с. Течение внутри П. с. рассчитывается после этого с учётом вязкости, теплопроводности и диффузии, что позволяет определить поверхностное трение и коэфф. тепло- и массообмена. Однако такой подход оказывается неприменимым в явном виде в случае отрыва потока от поверхности тела. Он неприменим и при малых *Re*, когда влияние вязкости распространяется на довольно большую часть возмущённой области течения.

● Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1974; Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975; Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И., Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое, М., 1972.

Н. А. Анфимов.

ПОГРЕ́ШНОСТИ ИЗМЕРЕ́НИЙ (ошибки измерений), отклонения результатов измерений от истинных значений измеряемых величин. Различают систематические, случайные и грубые П. и. (последний вид П. и. часто наз. промахами). Систематич. П. и. обусловлены гл. обр. *погрешностями средств измерений* и несовершенством методов измерений (см. *Измерение*); случайные — рядом неконтролируемых обстоятельств (незначит. изменениями условий измерений и т. п.); промахи — неисправностью средств измерений, неправильным отсчитыванием показаний, резкими изменениями условий измерений и т. д. При обработке результатов измерений промахи обычно отбрасывают; влияние систематич. погрешностей стремятся уменьшить внесением поправок или умножением показаний приборов на поправочные множители; оценки случайных П. и. осуществляют методами матем. статистики. При измерениях пост. величин, когда используются установившиеся показания (выходные сигналы) средств измерений, П. и. наз. статическими. При измерениях изменяющихся величин, т. е. при изменяющихся выходных сигналах, к статич. добавляются динамические П. и., и общая погрешность возрастает.

К. П. Широков.

ПОГРЕ́ШНОСТИ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕ́НИЙ, отклонения метрологич. св-в или параметров средств измерений от номинальных, влияющие на погрешности результатов измерений, получаемых при помощи этих средств. Составляющие этих погрешностей, зависящие от П. с. и., наз. инструментальными погрешностями (инструментальные ошибки). П. с. и. выражают в форме абс., относит. или приведённых погрешностей (т. е. соответственно в единицах измеряемой величины, в долях или процентах от неё либо в процентах от верх. предела измерений, диапазона измерений или длины шкалы).

П. с. и., имеющие место при нормальных условиях применения средств измерений, наз. основными; погрешности, вызванные отклонением влияющих величин (темп-ры, частоты, электрич. напряжения и т. п.) от принятых за нормальные,— дополнительными. Для каждого типа средств измерений устанавливаются пределы допускаемых погрешностей, определяющие *классы точности* средств измерений.

● Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, М., 1972.

К. П. Широков.

ПОДВИ́ЖНОСТЬ ИО́НОВ И ЭЛЕКТРО́НОВ, 1) в газе и низкотемпературной *плазме* — отношение ср. скорости v направленного движения эл-нов или ионов (в результате действия электрич. поля) к напряжённости этого поля E: $\mu = v/E$. Зависимость v от E в принципе даётся решением кинетич. уравнения Больцмана. Однако не только решение, но даже точное написание этого ур-ния связано со значит. трудностями, обусловленными разнообразием элементарных процессов, в к-рых участвуют ионы и эл-ны. Поэтому обычно П. п. и э. теоретически рассчитывают приближённо, вводя упрощающие допущения. Подвижность ионов (μ_i) и эл-нов (μ_e) исследуют раздельно, т. к. элементарные процессы, определяющие движение тех и других, различны. Для эл-нов существенно, что из-за малости их массы они при упругих столкновениях с тяжёлыми ч-цами

теряют лишь незначит. часть энергии. Поэтому даже в слабых полях их ср. энергия намного превышает энергию тяжёлых нейтральных атомов и молекул. Теоретически П. и. и э. впервые проанализировал в 1903 франц. физик П. Ланжевен. Впоследствии были развиты более строгие и сложные теории зависимости v от E. Первым измерил

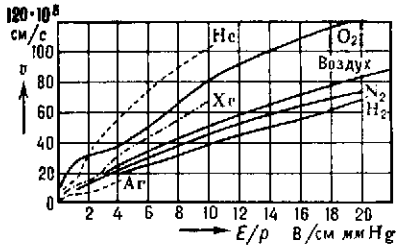


Рис. 1. Зависимость скорости v направленного (по электрич. полю E) движения эл-нов в разл. газах от отношения E/p, где p — приведённое к 0°С давление газа.

μ_e англ. физик Дж. Таунсенд, изучая диффузию пучка эл-нов, движущихся в электрич. поле, и смещение этого пучка в магн. поле. Данные о зависимости v эл-нов от E в разл. газах приведены на рис. 1. Приближённые значения μ_e получают при измерении концентрации и энергии эл-нов (а также E) в *положительном столбе* газового разряда.

Подвижность ионов в постороннем газе удовлетворительно описывается теорией Ланжевена, согласно к-рой

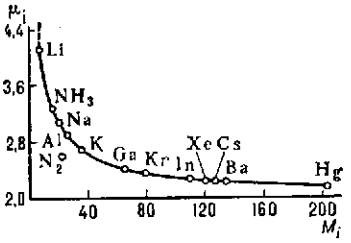


Рис. 2. Зависимость подвижности ионов μ_i от их массы M_i.

в однородном газе она зависит только от массы иона (рис. 2). Осн. процесс, определяющий μ_i ионов в их собств. газе,— *перезарядка ионов*. При столкновении с нейтральной ч-цей ион обменивается с ней зарядом, а вновь возникший ион «стартует» (т. н. *эстафетное движение ионов*).

П. и. и э. связана с коэфф. *диффузии* D ф-лой Эйнштейна: $D/\mu = kT/e$, где T — абс. темп-ра заряженных ч-ц в предположении, что они подчиняются *Максвелла распределению* (в смеси разных заряженных и нейтральных ч-ц их ср. энергии и, следовательно, темп-ры могут быть различны — св-во «неизотермичности» такой смеси); e — заряд эл-на.

2) Подвижность ионов в растворах $U = Fu$, где F — *Фарадея постоянная*, u — скорость иона в см/с при напряжённости электрич. поля в 1 В/см. Величина U зависит от природы иона, а также от темп-ры, *диэлектрической проницаемости*, *вязкости* и концентрации раствора.

● См. лит. при ст. *Рекомбинация ионов и электронов*.

ПОДВИ́ЖНОСТЬ НОСИ́ТЕЛЕЙ ТО́КА в твёрдом теле, отношение скорости направленного движения носителей заряда в тв. проводниках (д р е й ф о в о й с к о р о с т и $v_{др}$), вызванного электрич. полем, к напряжённости E этого поля:

$$\mu = v_{др}/E. \qquad (1)$$

У разных типов носителей в одном и том же в-ве μ различны, а в анизотропных кристаллах различны μ каждого типа носителей для разных направлений поля E. Подвижность эл-нов проводимости и дырок определяется процессами рассеяния эл-нов в кристалле. Рассеяние происходит на *дефектах* кристаллич. решётки, а также на её тепловых колебаниях (*фононах*). Испуская или поглощая фонон, носитель изменяет свой *квазиимпульс*, а, следовательно, и скорость. Поэтому μ сильно зависит от темп-ры. При комнатных темп-рах ($T \approx 300$ К), как правило, преобладает рассеяние на фононах, с понижением темп-ры вероятность этого процесса падает, и доминирующим становится рассеяние на дефектах (особенно заряженных), вероятность к-рого растёт с уменьшением энергии носителей.

Ср. дрейфовая скорость $v_{др}$ равна: $v_{др} = eE\tau/m^*$, где e — заряд, m^* — эффективная масса, τ — интервал времени между двумя последоват. актами рассеяния (в р е м я с в о б о д н о г о п р о б е г а). Отсюда:

$$\mu = e\tau/m^*. \qquad (2)$$

П. н. т. в тв. проводниках варьируется в широких пределах — от 10^5 см²/с до 10^{-3} см²/с и меньше при $T = 300$ К. В переменном электрич. поле $v_{др}$ может не совпадать по фазе с напряжённостью поля E, и тогда П. н. т. будет зависеть от частоты поля.

● Б л а т т Ф.-Дж., Теория подвижности электронов в твердых телах, пер. с англ., М.—Л., 1963. *Э. М. Эпштейн.*

ПОДВО́ДНЫЙ ЗВУКОВО́Й КАНА́Л, слой в океане, расположенный на нек-рой глубине, в к-ром наблюдается сверхдальнее распространение звука под водой, обусловленное *рефракцией звука*. Подробнее см. *Гидроакустика*.

ПОДДЕ́РЖИВАЮЩАЯ СИ́ЛА (гидростатич. подъёмная сила, выталкивающая сила, архимедова сила), направленная вертикально вверх составляющая суммы сил давления жидкой или газообразной среды на поверхность тела, полностью или частично погружённого в среду (см. *Архимеда закон*).

ПОДО́БИЯ КРИТЕ́РИИ, безразмерные (отвлечённые) числа, составленные из размерных физ. параметров, определяющих рассматриваемые физ. явления. Равенство всех однотипных П. к. для двух физ. явлений и систем — необходимое и достаточное условие физ. подобия этих систем. П. к., представляющие собой отношения однородных физ. параметров системы (напр., отношения длин), наз. тривиальными и при установлении определяющих П. к. обычно не рассматриваются: равенство их для двух систем явл. определением физ. подобия. Нетривиальные безразмерные комбинации, к-рые можно составить из определяющих параметров, и представляют собой П. к. Всякая новая комбинация из П. к. также явл. П. к., что даёт возможность в каждом конкретном случае выбрать наиболее удобные и характерные критерии. Число определяющих нетривиальных П. к. меньше числа определяющих физ. параметров с разл. размерностями на величину, равную числу определяющих параметров с независимыми размерностями. Подробнее см. *Подобия теория*.

Если известны ур-ния, описывающие рассматриваемое физ. явление, то П. к. для этого явления можно получить, приводя ур-ния к безразмерному виду путём введения нек-рых характерных значений для каждого из определяющих физ. параметров, входящих в систему ур-ний. Тогда П. к. определяются как безразмерные коэфф., появляющиеся перед нек-рыми из членов новой системы безразмерных ур-ний. Когда ур-ния, описывающие физ. явление, неизвестны, П. к. отыскиваются при помощи анализа размерностей, определяющих физ. параметры (см. *Размерностей анализ*).

П. к. механич. движения получается из ур-ния, выражающего второй закон Ньютона, и наз. числом Ньютона $Ne = Ft^2/ml$, где F — действующая на тело сила, m — его масса, t — время, l — характерный линейный размер.

При изучении упругих деформаций конструкции под воздействием внеш. сил основными П. к. явл. Пуассона коэффициент для материала конструкции $\nu = |\varepsilon_1/\varepsilon|$ и критерии $\rho gl/E$, F/El^2, где $\varepsilon = \Delta L/L$ — относит. продольная деформация, $\varepsilon_1 = \Delta d/d$ — относит. поперечная деформация, E — модуль Юнга, ρ — плотность материала конструкции, F — характерная внеш. сила, g — ускорение силы тяжести.

В г и д р о а э р о м е х а н и к е важнейшие П. к.— *Рейнольдса число* $Re = \rho vl/\mu = vl/\nu$, *Маха число* $M = v/a$ и *Фруда число* $Fr = v^2/gl$, где ρ — плотность жидкости или газа, v — скорость течения, μ — динамич. коэфф. вязкости, $\nu = \mu/\rho$ — кинематич. коэфф. вязкости, a — местная скорость распространения звука в движущейся среде. Каждый из П. к. имеет определённый физ. смысл как величина, пропорциональная отношению однотипных физ. величин. Так, число Re характеризует отношение инерционных сил при движении жидкости или газа к силам вязкости, а число Fr — отношение инерционных сил к силам тяжести.

Основными П. к. процессов теплопередачи между жидкостью (газом) и

обтекаемым телом явл. *Прандтля число* $Pr=\nu/a=\mu c_p/\lambda$, *Нуссельта число* $Nu=\alpha l/\lambda$, *Грасгофа число* $Gr=\beta g l^3\Delta T/\nu^2$, *Пекле число* $Pe=vl/a$ и *Стэнтона число* $St=\alpha/\rho c_p v$. Здесь α — коэфф. теплопередачи, λ — коэфф. теплопроводности, c_p — удельная теплоёмкость жидкости или газа при пост. давлении, $a=\lambda/\rho c_p$ — коэфф. температуропроводности, β — коэфф. объёмного расширения, ΔT — разность темп-р поверхности тела и жидкости (газа). Два последних числа связаны с предыдущими соотношениями: $Pe=Pr\cdot Re$, $St=Nu/Pe$.

Для процессов теплопроводности в тв. телах характерны П. к.: *Фурье число* $Fo=at/l^2$ и число Био $Bi=\alpha l/\lambda$. Число Bi определяет характер соответствия между температурными условиями в окружающей среде и распределением темп-ры в теле.

В процессах, изменяющихся с течением времени t, основным П. к., характеризующим одинаковость протекания процессов во времени, явл. критерий гомохронности $Ho=vt/l$. В задачах гидроаэромеханики нестационарных течений этот критерий обычно наз. *Струхаля числом* Sh. Критерий гомохронности в случае подобия электродинамич. явлений записывают в виде $Ho=\omega t$, где ω — характерная частота.

Примером П. к. эл.-магн. полей служат критерии: $\mu\gamma l^2/t$ и $\varepsilon/\gamma t$, где μ — магн. проницаемость среды, γ — её удельная проводимость, ε — диэлектрич. проницаемость среды, а в случае подобия электрич. цепей с распределёнными параметрами — критерии: L/Rt и C/Gt, где L — индуктивность, R — сопротивление, C — ёмкость, G — проводимость.

● См. лит. при ст. *Подобия теория*.

С. Л. Вишневецкий.

ПОДО́БИЯ ТЕО́РИЯ, учение об условиях подобия физ. явлений. Опирается на учение о размерности физ. величин (см. *Размерностей анализ*) и служит основой *моделирования*. Предметом П. т. явл. установление критериев подобия разл. физ. явлений и изучение с помощью этих критериев св-в самих явлений.

Физ. явления, процессы или системы подобны, если в сходственные моменты времени в сходственных точках пространства значения переменных величин, характеризующих состояние одной системы, пропорциональны соответств. величинам другой системы. Коэфф. пропорциональности для каждой из величин наз. коэфф. подобия. Физ. подобие явл. обобщением элементарного и наглядного понятия геом. подобия. При геом. подобии существует пропорциональность (подобие) сходственных геом. элементов подобных фигур или тел. При физ. подобии поля соответств. физ. параметров двух систем подобны в пространстве и времени. Напр., при кинематич. подобии существует подобие полей скорости для двух рассматриваемых движений; при динамич. подобии реализуется подобие систем действующих сил или силовых полей разл. физ. природы (силы тяжести, силы давления, силы вязкости и т. п.); механич. подобие (напр., подобие двух потоков жидкости или газа, подобие двух упругих систем и т. п.) предполагает наличие геом., кинематич. и динамич. подобий; при подобии тепловых процессов подобны соответств. поля темп-р и тепловых потоков; при электродинамич. подобии — поля токов, нагрузок, мощностей, поля эл.-магн. сил. Все перечисленные виды подобия — частные случаи физ. подобия. С развитием исследований сложных физ. и физ.-хим. процессов, включающих механич., тепловые и хим. явления, развиваются и методы П. т. для этих процессов, напр. устанавливаются условия подобия процессов трения и износа деталей машин, кинетики физ.-хим. превращений и др. явлений. Пропорциональность для подобных явлений всех характеризующих их параметров приводит к тому, что все безразмерные комбинации, к-рые можно составить из этих параметров, имеют для подобных явлений одинаковые численные значения. Безразмерные комбинации, составленные из определяющих параметров рассматриваемых явлений, наз. *подобия критериями*. Любая комбинация из критериев подобия также представляет собой критерий подобия рассматриваемых физ. явлений.

Если в рассматриваемых физ. явлениях или системах существует равенство не всех, а лишь нек-рых независимых критериев подобия, то говорят о неполном, или частичном, подобии. Такой случай наиболее часто встречается на практике. При этом существенно, чтобы влияние на протекание рассматриваемых физ. процессов критериев, равенство к-рых не соблюдается, было незначительным или малосущественным.

Размерные физ. параметры, входящие в критерии подобия, могут принимать для подобных систем сильно различающиеся значения; одинаковыми должны быть лишь безразмерные критерии подобия. Это св-во подобных систем и составляет основу моделирования.

С. Л. Вишневецкий.

Ниже более строго излагаются логич. основы П. т. Предположим, что для описания изучаемых явлений употребляются r основных независимых единиц измерения $A_1, A_2, \ldots, A_r$ (напр., в абс. системах единиц основными явл. единицы длины L, массы M и времени T). Производные единицы образуются из основных согласно соотношению $Q=A_1^{p_1}A_2^{p_2}\ldots A_r^{p_r}$. Их размерность $[Q]=[A_1^{p_1}A_2^{p_2}\ldots A_r^{p_r}]$ характеризуется числовыми показателями $p_1, p_2, \ldots, p_r$. Каждая величина X размерности $[X]=[Q]$ может быть представлена в виде: $X=xQ$, где x — числовое выражение величины X при выбранной системе основных величин $A_1, A_2, \ldots, A_r$.

Пусть изучается класс явлений S, каждое из к-рых определяется заданием определённых значений системы величин $\{Y_\alpha\}$. Два таких явления $S^{(1)}$ и $S^{(2)}$ наз. *подобными*, если значения величин $Y_\alpha^{(2)}$, характеризующие явление $S^{(2)}$, получаются из значений соответств. величин $Y_\alpha^{(1)}$, характеризующих явление $S^{(1)}$, по формулам: $Y_\alpha^{(2)}=k_1^{p_1}k_2^{p_2}\ldots k_r^{p_r}Y_\alpha^{(1)}$, где коэфф. подобия $k_1, k_2, \ldots, k_r$ постоянны, а показатели $p_1, p_2, \ldots, p_r$ определяются размерностью $[Y_\alpha]=[A_1^{p_1}A_2^{p_2}\ldots A_r^{p_r}]$ величин Y_α.

Предположим, что из системы величин $\{Y_\alpha\}$ выделена нек-рая часть, образующая систему $\{X_\beta\}$ определяющих параметров, так что числовое значение y_α любой величины Y_α явл. функцией $y_\alpha=f_\alpha\{x_\beta\}$ числовых значений x_β величин X_β и вид функциональных зависимостей f_α остаётся одним и тем же при любом выборе основных единиц измерения $A_1, A_2, \ldots, A_r$. В этом предположении основной принцип П. т. может быть сформулирован след. образом. Для подобия явлений $S^{(1)}$ и $S^{(2)}$ необходимо и достаточно, чтобы значения любой безразмерной комбинации

$$k=X_{\beta_1}^{q_1}X_{\beta_2}^{q_2}\ldots X_{\beta_m}^{q_m} \qquad (1)$$

определяющих параметров в явлениях $S^{(1)}$ и $S^{(2)}$ были равны: $k^{(1)}=k^{(2)}$.

Каждое безразмерное выражение k вида (1) наз. *критерием подобия*. Очевидно, что при таком определении критериев подобия в их число попадают все безразмерные определяющие параметры и все отношения вида:

$$k=X_{\beta_1}/X_{\beta_2}, \qquad (2)$$

где X_{β_1} и X_{β_2} — определяющие параметры одной и той же размерности.

Необходимость для подобия равенств $k^{(1)}=k^{(2)}$ в применении к безразмерным параметрам и отношениям вида (2) очевидна непосредственно. Их можно называть тривиальными. Сами отношения вида (2) при перечислении критериев подобия часто опускают. Если тривиальные условия $k^{(1)}=k^{(2)}$ считаются заведомо выполненными, то среди нетривиальных условий подобия $k^{(1)}=k^{(2)}$ имеется только $s=n-r'$ независимых, где n — число разл. размерностей величин системы $\{X_\beta\}$, а r' — число независимых размерностей среди этих n размерностей. Т. к. всегда $r'\leqslant r$, то $s\leqslant n-r$.

Напр., геом. картина стационарного обтекания прямоугольной пластинки, помещённой в однородный неограниченный поток вязкой несжимаемой жидкости со скоростью на бесконечности, параллельной продольной стороне пластинки, определяется: 1) длиной пластинки l; 2) её шириной b; 3) скоростью потока на бесконечности

ν; 4) кинематич. коэфф. вязкости ν. Т. к. $[b]=[l]$ и $[\nu]=[vl]$, то среди трёх размерностей определяющих параметров имеются лишь две независимые, т. е. $r'=2$ и $s=n-r'=3-2=1$. В соответствии с этим имеется один нетривиальный критерий подобия — *Рейнольдса число* $Re=vl/\nu$. Кроме того, имеется один тривиальный геом. критерий подобия b/l. Если исследуемые явления изучаются при помощи дифф. ур-ний, то определяющие параметры появляются: 1) в виде величин, входящих в начальные и граничные условия; 2) в виде коэфф., входящих в дифф. ур-ния. После приведения ур-ний к безразмерному виду в них остаются лишь безразмерные коэфф., к-рые и явл. критериями подобия.

А. Н. Колмогоров.

Практич. применения П. т. весьма обширны. Она даёт возможность предварительного качественно-теоретич. анализа и выбора системы определяющих безразмерных параметров сложных физ. явлений. П. т.— основа для правильной постановки и обработки результатов экспериментов. В сочетании с дополнит. соображениями, полученными из эксперимента или из ур-ний, описывающих физ. явление, П. т. приводит к новым существ. результатам.

● Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981; Эйгенсон Л. С., Моделирование, М., 1952; Веников В. А., Теория подобия и моделирование (Применительно к задачам электроэнергетики), 2 изд., М., 1976; Кирпичев М. В., Теория подобия, М., 1953; Дьяконов Г. К., Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов, М., 1956.

ПОДРЕШЁТКА МАГНИТНАЯ, система периодически расположенных в пространстве одинаковых маги. атомов или ионов, имеющих одинаковые по величине и направлению *магнитные моменты*. П. м. рассматривают при описании *магнитной структуры атомной* антиферромагнетиков и ферримагнетиков. Трансляционные периоды маги. подрешёток могут совпадать с периодом кристаллографич. структуры, но могут быть и кратны им. В последнем случае магн. элементарная ячейка не совпадает с кристаллографической. Существование П. м. доказано опытами по дифракции нейтронов на магн. структурах.

ПОДХВАТА РЕАКЦИЯ, *ядерная реакция*, при к-рой налетающая ч-ца «подхватывает» нуклон из ядра мишени и образует с ним связанную систему (ядро), напр. (p, d).

ПОДЪЁМНАЯ СИЛА, составляющая полной силы давления жидкой или газообразной среды на движущееся в ней тело, направленная перпендикулярно к скорости тела (к скорости центра тяжести тела, если оно движется непоступательно). Возникает П. с. вследствие несимметрии обтекания тела. Напр., несимметричное обтекание крыла (рис. 1) можно представить как результат наложения на симметричное течение циркуляционного потока вокруг контура крыла, что приводит к увеличению скорости на одной стороне крыла и к её уменьшению на противоположной стороне. Тогда П. с. Y будет зависеть от величины *циркуляции скорости* Γ и, согласно *Жуковского теореме*, для участка крыла длиной L (вдоль размаха), обтекаемого

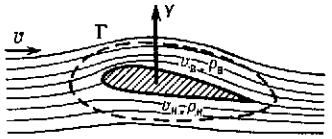


Рис. 1. Обтекание профиля крыла самолёта. Скорость $v_н<v_в$, давление $p_н>p_в$, Y — подъёмная сила крыла.

плоскопараллельным потоком идеальной несжимаемой жидкости, $Y=\rho v\Gamma L$, где ρ — плотность среды, v — скорость набегающего потока.

Поскольку Γ имеет размерность $[v\cdot l]$, то П. с. можно выразить равенством $Y=c_y\rho Sv^2/2$, обычно применяемым в аэродинамике, где S — величина характерной для тела площади (напр., площадь крыла в плане, равная $L\cdot b$, если b — длина хорды профиля крыла), c_y — безразмерный коэфф. П. с., зависящий, в общем случае, от формы тела, его ориентации в среде и чисел Рейнольдса Re и Маха M. Значение c_y определяют теор. расчётом или экспериментально. Так, согласно теории Жуковского, для крыла в плоскопараллельном потоке при небольших углах атаки $c_y=2\pi(\alpha-\alpha_0)$, где α — угол атаки (угол между направлением скорости набегающего потока и хордой крыла), α_0 — угол нулевой П. с., π — коэфф., зависящий только от формы профиля крыла, напр. для тонкой слабо изогнутой пластины $\pi=\pi$. В случае крыла конечного размаха L коэфф. $\pi=\pi/(1-2/\lambda)$, где $\lambda=L/b$ — удлинение крыла.

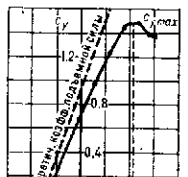


Рис. 2. Зависимость c_y от α.

В реальной жидкости в результате влияния вязкости величина π меньше теоретической, причём эта разница возрастает по мере увеличения относит. толщины профиля; значение угла α_0 также меньше теоретического. Кроме того, с увеличением угла α зависимость c_y от α (рис. 2) перестаёт быть линейной и величина $dc_y/d\alpha$ монотонно убывает, становясь равной нулю при угле атаки $\alpha_{кр}$, к-рому соответствует макс. величина коэфф. П. с.— $c_{y,\,max}$. Дальнейшее увеличение α ведёт к падению c_y вследствие отрыва пограничного слоя от верхней поверхности крыла и возрастания давления на ней. Величина $c_{y,\,max}$ имеет существ. значение, т. к. чем она больше, тем меньше скорость взлёта и посадки самолёта.

При больших, но докритич. скоростях, т. е. таких, для к-рых $M<M_{кр}$ ($M_{кр}$ — значение числа M набегающего потока, при к-ром вблизи поверхности профиля местные значения числа $M=1$), становится существенной сжимаемость газа. Для слабо изогнутых и тонких профилей при малых углах атаки сжимаемость можно приближённо учесть, положив

$$\alpha'=\alpha/\sqrt{1-M^2},\ c_y=(c_y)_{несж}/\sqrt{1-M^2}.$$

При сверхзвуковых скоростях характер обтекания существенно меняется. Так, при обтекании плоской пластины у передней кромки на верхней поверхности образуются волны разрежения, а на нижней — *ударная волна* (рис. 3). В результате давление $p_н$ на нижней поверхности пластины ста-

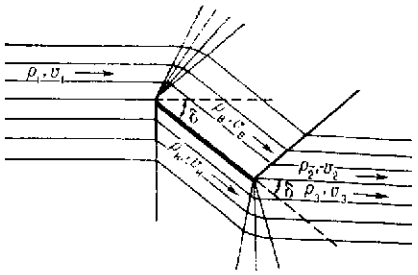


Рис. 3. Схема сверхзвукового обтекания пластинки: $v_в>v_1$, $p_в<p_1$; $v_2<v_в$, $p_2>p_в$; $v_н<v_1$, $p_н>p_1$; $v_3>v_н$, $p_3<p_н$.

новится больше, чем на верхней ($p_в$); возникает суммарная сила, нормальная к поверхности пластины, составляющая к-рой, перпендикулярная к скорости набегающего потока, и есть П. с. Для малых $M>1$ и малых α П. с. пластины может быть вычислена по ф-ле $c_y=4\alpha/\sqrt{M^2-1}$. Эта ф-ла справедлива и для тонких профилей произвольной формы с острой передней кромкой.

● Жуковский Н. Е., Собр. соч., т. 6 — Теоретические основы воздухоплавания, М.—Л., 1950; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

М. Я. Юделович.

ПОЗИТРОН (e^+) [от лат. posi(tivus) — положительный и (элек)трон], элементарная частица с положит. электрич. зарядом, *античастица* по отношению к эл-ну (e^-). Массы (m_e) и спины (J) П. и эл-на равны, а их электрич. заряды (e) и маги. моменты (μ_e) равны по абс. величине, но противоположны по знаку: $m_e\approx9{,}1\cdot10^{-28}$ г, $J=1/2$ (в ед. постоянной Планка $\hbar$), $e\approx4{,}8\times\times10^{-10}$ СГСЭ единиц, $\mu_e=1{,}00116$ (в ед. *магнетона* Бора).

Теоретически существование положительно заряж. «двойника» эл-на следует из *Дирака уравнения*; эта возможность была указана англ. физиком П. Дираком в 1931. В 1932 амер. физик К. Д. Андерсон экспериментально обнаружил такую ч-цу в *космических лучах* и назвал её П.

Открытие П. имело фундам. значение: в отличие от известных к сер. 1932 эл-на, протона и нейтрона, П. не входил в состав «обычного» в-ва на Земле,— возникли понятия античастицы и *антивещества*. Предсказанные Дираком и наблюдённые на опыте в 1933 процессы *аннигиляции пары* и *рождения пары* e^+e^- были первыми убедит. проявлениями взаимопревращаемости элем. ч-ц.

П. участвует в эл.-магн., слабом и гравитац. вз-ствиях и относится к классу *лептонов*. По статистич. св-вам он является *фермионом*. П. стабилен, но в в-ве существует короткое время из-за аннигиляции с эл-нами; напр., в свинце П. аннигилируют в среднем за $5 \cdot 10^{-11}$ с. При определённых условиях, прежде чем аннигилировать, П. и эл-н могут образовать связанную систему — *позитроний*.

П. образуются при взаимопревращениях свободных элем. ч-ц (напр., при распадах положит. *мюона*, в процессах рождения пар e^+e^- γ-квантами в электростатич. поле ат. ядра), при *бета-распаде* нек-рых радиоактивных изотопов. П., получаемые при β-распаде и рождении пар, используются для исследоват. целей: изучение процессов замедления П. в в-ве и их последующей аннигиляции даёт информацию о физ. и хим. св-вах в-ва, напр. о распределении скоростей эл-нов проводимости, о дефектах крист. решётки, о кинетике нек-рых типов хим. реакций. Один из методов исследования элем. ч-ц при сверхвысоких энергиях основан на столкновении встречных пучков ускоренных П. и эл-нов.

● Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., М., 1960; Гольданский В. И., Физическая химия позитрона и позитроний, М., 1968.

Э. А. Тагиров.

ПОЗИТРО́НИЙ (хим. символ Ps), связанная водородоподобная система e^+e^-, состоящая из эл-на и позитрона. Размеры П. примерно в два раза превышают размеры атома водорода (т. к. приведённая масса П. равна $^1/_2 m_e$, где m_e — масса эл-на), а его энергия связи в два раза меньше. П. образуется при столкновениях медленных позитронов с атомами в-ва и захвате позитроном ат. эл-на. В зависимости от взаимной ориентации спинов эл-на и позитрона различают о р т о п о з и т р о н и й (спины e^+ и e^- параллельны) и п а р а п о з и т р о н и й (спины антипараллельны). П.— нестабильная система, т. к. эл-н и позитрон очень быстро аннигилируют в γ-кванты: в силу сохранения *зарядовой чётности* парапозитроний аннигилирует в два γ-кванта (за время $1{,}25 \cdot 10^{-10}$ с), а ортопозитроний — в три γ-кванта (за время $1{,}4 \cdot 10^{-7}$ с). Уровень парапозитрония на $8{,}41 \cdot 10^{-4}$ эВ ниже уровня ортопозитрония, и в магн. поле между ними возможны переходы. Поскольку П.— простейшая система, связанная чисто эл.-магн. силами, без примеси сильного вз-ствия, изучение св-в свободного П. представляет особый интерес для проверки справедливости *квантовой электродинамики*. Результаты расчётов св-в П. прекрасно согласуются с данными опытов.

Св-ва П. и, в частности, время его жизни в в-ве отличаются от хар-к свободного П. и зависят от св-в в-ва. Это позволяет использовать П. для изучения физико-хим. особенностей структуры в-в, напр. исследовать с его помощью быстрые хим. реакции, скорость протекания к-рых сравнима со временем жизни П. Для этого измеряют, напр., изменение времени жизни П. или величину расщепления энергий орто- и парасостояний.

● Гольданский В. И., Физическая химия позитрона и позитроний, М., 1968; Гольданский В. И., Фирсов В. Г., Химия новых атомов, «Успехи химии», 1971, т. 40, в. 8.

Л. И. Пономарёв.

ПО́ЙНТИНГА ВЕ́КТОР, вектор плотности потока эл.-магн. энергии. Назван по имени англ. физика Дж. Г. Пойнтинга (J. H. Poynting). Модуль П. в. равен энергии, переносимой за ед. времени через ед. площади поверхности, перпендикулярной к направлению распространения эл.-магн. энергии (т. е. к направлению П. в.). В абс. (Гаусса) системе единиц П. в. $\mathbf{\Pi} = \frac{c}{4\pi}[\boldsymbol{EH}]$, где $[\boldsymbol{EH}]$ — векторное произведение напряжённостей электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей, c — скорость света в вакууме; в СИ $\mathbf{\Pi}=[\boldsymbol{EH}]$. Поток П. в. через замкнутую поверхность, ограничивающую систему заряж. ч-ц, даёт величину энергии, теряемой системой за ед. времени вследствие излучения эл.-магн. волн (см. *Максвелла уравнения*). Плотность импульса эл.-магн. поля $\boldsymbol{g}$ выражается через П. в.: $\boldsymbol{g} = \frac{1}{c^2}\mathbf{\Pi}$.

Г. Я. Мякишев.

ПОКАЗА́ТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕ́НИЯ, см. *Преломления показатель*.

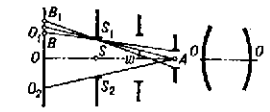
ПО́ККЕЛЬСА ЭФФЕ́КТ, линейный электрооптич. эффект, изменение показателя преломления света в кристаллах, помещённых в электрич. поле, пропорциональное напряжённости приложенного поля. Как следствие этого эффекта в кристаллах появляется *двойное лучепреломление* или меняется его величина. П. э. наблюдается только у *пьезоэлектриков*. Был обнаружен в 1894 нем. физиком Ф. Поккельсом (F. Pockels), затем длит. время исследовался мало и находил ограниченное применение. Гл. причина — высокие электрич. напряжения (десятки и сотни кВ) для получения заметного эффекта.

Появление *лазеров* стимулировало исследования П. э. В последние десятилетия было обнаружено и исследовано большое число крист. систем, обладающих большим линейным электрооптич. эффектом и, соответственно, требующих малых управляющих напряжений (порядка десятков или сотен вольт). На основе П. э. разработан ряд устройств управления когерентным оптич. излучением. Почти все созданные модуляторы света (см. *Модуляция света*) основаны на П. э. Важное свойство П. э.— малая инерционность, позволяющая осуществлять модуляцию света до частот $\sim 10^{13}$ Гц. Кроме того, из-за линейной зависимости между показателем преломления и напряжённостью электрич. поля нелинейные искажения при модуляции света относительно невелики. Малая инерционность позволяет использовать П. э. для модуляции добротности лазеров, с помощью к-рой получают г и г а н т с к и е по мощности световые импульсы малой длительности. П. э. находит применение также в системах углового отклонения светового пучка и в устройствах создания двумерного оптич. изображения.

● Сонин А. С., Василевская А. С., Электрооптические кристаллы, М., 1971; Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970.

В. Н. Парыгин.

ПО́ЛЕ ЗРЕ́НИЯ оптической системы, часть пространства (или плоскости), изображаемая оптич. системой. П. з. определяется контурами оптич. деталей (такими, как оправы линз, призм), диафрагмами и т. п., к-рые ограничивают световые пучки. Величина П. з.



определяется тем из этих контуров S_1S_2 (рис.), к-рый виден из центра A в х о д н о г о з р а ч к а (см. *Диафрагма* в оптике) под наименьшим углом (этот контур наз. в х о д н ы м л ю к о м). Величина П. з. измеряется либо углом $2w$, под к-рым виден входной люк S_1S_2 и соответствующая часть предмета O_1O_2 из центра входного зрачка (у г л о в о е П. з.), либо линейными размерами этой части O_1O_2 (линейное П. з.). Системы, предназначенные для наблюдения за удалёнными объектами (телескопы, *зрительные трубы*), обычно характеризуют угловым П. з., а системы, в к-рых расстояние до объекта невелико (напр., *микроскопы*),— линейным П. з.

В общем случае плоскости объекта O_1O_2 и входного люка S_1S_2 не совпадают и имеет место *виньетирование* (с шириной кольца BB_1, рис.). Если же плоскость S_1S_2 с о в м е щ е н а с плоскостью объекта, граница П. з. р е з к а. Этого стараются добиться во мн. телескопах, зрительных трубах и др., помещая диафрагму П. з. в фокальную плоскость объектива.

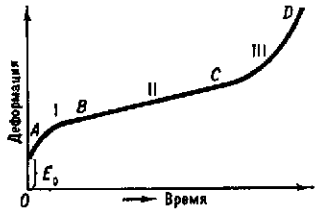
Угол П. з. в пространстве предметов (см. *Изображение оптическое*) обратно пропорционален *увеличению оптическому* системы; так, в биноклях он составляет 5—10°, а в самых больших телескопах не превышает неск. угловых мин. В широкоугольных фото-

объективах он достигает 120—140° и даже 180°. П. з. микроскопа определяется отношением П. з. окуляра $2l$ к линейному увеличению объектива β: $2l/\beta$. *Г. Г. Слюсарев.*

ПОЛЕВА́Я ИОНИЗА́ЦИЯ, то же, что *автоионизация*.

ПОЛЕВА́Я ЭМИ́ССИЯ, то же, что *автоэлектронная эмиссия*.

ПОЛЗУ́ЧЕСТЬ МАТЕРИА́ЛОВ, медленная непрерывная пластич. деформация тв. тела под воздействием постоянной нагрузки или механич. напряжения. П. м. в той или иной мере подвержены все тв. тела — как кристаллические, так и аморфные, подвергнутые любому виду нагружений. П. м. имеет место при темп-рах от криогенных до темп-р, близких к темп-ре плавления. Поскольку деформация и скорость П. м. увеличиваются с возрастанием темп-ры, то её вредные последствия особенно проявляются при



Кривая ползучести: AB — участок неустановившейся (или затухающей) ползучести (I стадия); BC — участок установившейся ползучести — деформации, идущей с постоянной скоростью (II стадия); CD — участок ускоренной ползучести (III стадия); ε_0 — деформация в момент приложения нагрузки; точка D — момент разрушения.

повыш. темп-рах. П. м. описывается т. н. кривой ползучести (рис.), к-рая представляет собой зависимость деформации от времени при постоянных темп-ре и приложенной нагрузке (или напряжении). Кривая П. м. имеет одинаковый вид для широкого круга материалов — металлов и сплавов, ионных кристаллов, полупроводников, полимеров, льда и др. тв. тел. Структурный же механизм П. м., т. е. элементарные процессы, приводящие к П. м., зависят как от вида материала, так и от условий, в к-рых происходит ползучесть. Осн. механизмом П. м. (за исключением аморфных тел) явл. перемещение дислокаций и др. дефектов крист. решётки под воздействием механич. напряжений и темп-ры.

Высокое сопротивление П. м. явл. одним из факторов, определяющих жаропрочность. Для сравнит. оценки технич. материалов сопротивление ползучести характеризуют пределом ползучести — напряжением, при к-ром за данное время достигается деформация определённой величины. Иногда сопротивление П. м. характеризуют величиной скорости деформации по прошествии заданного времени.

● Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е., Кинетическая природа прочности твердых тел, М., 1974; Розенберг В. М., Основы жаропрочности металлических материалов, М., 1973.

В. М. Розенберг.

ПОЛИКРИСТА́ЛЛ, агрегат мелких монокристаллов разл. ориентации (крист. зёрен). Большинство тв. тел (минералы, металлы, сплавы, керамики и др.) имеют поликрист. строение. Св-ва П. обусловлены ср. размером зёрен (от $1—2\cdot10^{-6}$ м до неск. мм), их ориентацией и межзёренными границами. Если зёрна ориентированы хаотически, а их размеры малы по сравнению с размером П., то в П. не проявляется анизотропия св-в, характерная для *монокристаллов*. Если есть преимуществ. кристаллографич. ориентация зёрен, то П. явл. текстурированным (см. *Текстура*) и в этом случае он обладает анизотропией. Наличие межзёренных границ существенно сказывается на физ., особенно механич. св-вах П., т. к. на них происходит рассеяние электронов проводимости и фононов, торможение дислокаций, зарождение трещин и т. п.

П. образуются при *кристаллизации*, полиморфных превращениях (см. *Полиморфизм*), а также в результате спекания крист. порошков. При длительном отжиге металлич. П. происходит преимуществ. рост отд. зёрен за счёт других (*рекристаллизация*), приводящий к образованию крупнозернистых П. или монокристаллов.

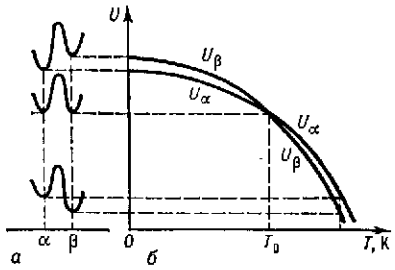
● См. лит. при ст. *Кристаллы*.

А. Л. Ройтбурд.

ПОЛИМОРФИ́ЗМ (от греч. polýmorphos — многообразный), способность нек-рых в-в существовать в состояниях с разл. атомно-крист. структурой (см. *Кристаллохимия*). Каждое из таких состояний (термодинамич. фаз), наз. полиморфной модификацией, устойчиво при определённых внеш. условиях (темп-ре и давлении). Различие в структуре обусловливает и различие в св-вах полиморфных модификаций данного в-ва. П. был открыт в 1822 нем. учёным Э. Мичерлихом. Им обладают нек-рые простые в-ва (аллотропия) и мн. соединения. Так, 2 модификации углерода — кубическая (*алмаз*) и гексагональная (*графит*), резко различаются по физ. св-вам. Белое олово, имеющее тетрагональную объёмно-центрированную кристаллическую решётку,— пластичный металл, а серое олово (низкотемпературная модификация) с алмазоподобной тетрагональной решёткой — хрупкий *полупроводник*. Нек-рые в-ва, напр. сера и кремнезём, имеют больше чем две полимерные модификации. П. наблюдается и в *жидких кристаллах*.

Области устойчивости полиморфных модификаций и точки перехода между ними определяются фазовыми диаграммами равновесия, расчёт к-рых основан на вычислении термодинамич. характеристик, а также спектра колебаний кристаллической решётки для разл. модификаций.

Структура крист. решётки при $T=0$ К определяется минимумом внутр. энергии H системы ч-ц. При $T>0$ К структура определяется минимумом свободной энергии U куда, кроме H, входит т. н. энтропийный член ST, связанный с тепловыми колебаниями атомов ($U=H-TS$, где S — *энтропия*). Кривая для устойчивой низкотемпературной α-фазы $U_\alpha(T)$ имеет вид, показанный на рис. Любой др. способ упаковки тех же атомов в кристалле (β-фаза) имеет при $T=0$ К



а — Изменение свободной энергии U кристалла при изменении взаимного расположения атомов; минимумы соответствуют двум устойчивым полиморфным крист. модификациям α и β; *б* — зависимость U от темп-ры.

$U_\beta > U_\alpha$. Это означает, что β-фаза неустойчива при низких темп-рах. Однако из-за иного характера тепловых колебаний атомов кривая $U_\beta(T)$ идёт более полого, в точке T_0 она пересекается с кривой U_α и далее идёт ниже. Это означает, что при $T<T_0$ устойчива α-фаза, при $T>T_0$ устойчива β-фаза и точка T_0 явл. точкой равновесия фаз.

Переход менее стабильной модификации в более стабильную связан с преодолением энергетич. барьера, к-рый существенно меньше, если превращение происходит постепенно, путём зарождения и последоват. роста в ней областей новой фазы. Барьер преодолевается за счёт тепловых флуктуаций; поэтому, если вероятность флуктуаций мала, менее устойчивая фаза может длит. время существовать в метастабильном состоянии. Напр., алмаз, области существования к-рого соответствуют $T>1500$ К и давление $p=10^8$ Па, тем не менее может существовать неограниченно долго при атм. давлении и комнатной темп-ре, не превращаясь в стабильный при этих условиях графит. В др. веществах, наоборот, разл. модификации легко переходят друг в друга при изменении темп-ры и др.

Полиморфные превращения могут сопровождаться изменением характера хим. связи и св-в. Напр., при высоких давлениях в нек-рых полупроводниках (Ge и Si) перекрытие и перестройка внеш. электронных оболочек атомов приводит к металлич. модификации. При давлении $2\cdot10^{11}$ Па возможно возникновение металлич. водорода при $5\cdot10^{10}$ Па — металлич. Ar, Xe.

Частный случай П.— политипизм, к-рый наблюдается в нек-рых кристаллах со слоистой структурой (глинистые минералы кремния, карбид

кремния и др.). Политипные модификации построены из одинаковых слоёв или слоистых «пакетов» атомов и различаются способом и периодичностью наложения таких пакетов.

● Верма А., Кришна П., Полиморфизм и политипизм в кристаллах, пер. с англ., М., 1969; Кристиан Дж., Теория превращений в металлах и сплавах, пер. с англ., т. 1, М., 1978; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978. *А. Л. Ройтбурд.*

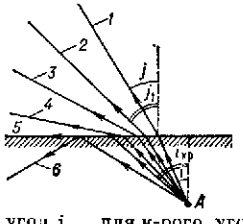
ПОЛИТРО́ПА (от греч. polýs — многий, многочисленный и tróros — поворот, направление), линия, изображающая на любой термодинамич. диаграмме *политропический процесс*. Ур-ние П. *идеального газа* имеет вид $pV^n = \text{const}$, где p — давление газа, V — его объём, n — показатель П. Частными случаями П. идеального газа явл. *изобара* (при $n=0$), *изотерма* ($n=1$), *адиабата* ($n=\gamma$, где γ — показатель адиабаты), *изохора* ($n=\pm\infty$).

ПОЛИТРОПИ́ЧЕСКИЙ ПРОЦЕ́СС (политропный процесс), изменение состояния физ. системы, при к-ром сохраняется постоянной её *теплоёмкость* (C). Кривая на термодинамич. диаграммах, изображающая П. п., наз. *политропой*. Простейшим примером обратимого П. п. может служить П. п. с *идеальным газом*, определяемый ур-нием $pV^n = \text{const}$, где p — давление, V — объём газа, $n = \frac{C-C_p}{C-C_V}$ — показатель политропы (C_p и C_V — теплоёмкости газа соответственно при постоянном давлении и объёме). Используя ур-ние состояния идеального газа, ур-ние политропы можно записать в ином виде: $pT^{\frac{n}{1-n}} = \text{const}$ или $VT^{\frac{1}{n-1}} = \text{const}$ (здесь T — абс. темп-ра). Ур-ние П. п. идеального газа включает как частные случаи ур-ния: *адиабаты* ($C=0$, $n=C_p/C_V$, это отношение теплоёмкостей обозначают γ), *изобары* ($C=C_p$, $n=0$), *изохоры* ($C=C_V$, $n=\infty$) и *изотермы* ($C=\infty$, $n=1$). Работа A идеального газа в П. п. против внеш. давления определяется по ф-ле

$$A = \frac{1}{n-1}\cdot(p_1V_1 - p_2V_2),$$

где индексами 1 и 2 обозначены начальные и конечные состояния газа. Понятием «П. п.» широко пользуются в техн. термодинамике при исследовании рабочих *циклов термодинамических* тепловых двигателей.

ПО́ЛНОЕ ВНУ́ТРЕННЕЕ ОТРАЖЕ́НИЕ, отражение эл.-магн. излучения (в частности, света) при его падении на границу раздела двух прозрачных сред из среды с бо́льшим показателем преломления. П. в. о. осуществляется, когда угол падения i превосходит нек-рый предельный (критический) угол $i_{кр}$. При $i>i_{кр}$ преломление во вторую среду прекращается. Впервые П. в. о. описано нем. учёным И. Кеплером. После открытия *Снелля закона преломления* стало ясно, что в рамках *геометрической оптики* П. в. о.— прямое следствие этого закона: угол преломления j не может превышать 90° (рис.). Величина $i_{кр}$ определяется из условия $\sin i_{кр} = 1/n$, где n — относит. показатель преломления сред. Значения n и, следовательно, $i_{кр}$ несколько отличаются для



Полное внутр. отражение (луч 6) происходит при углах падения света на поверхность оптически менее плотной среды, превышающих критич. угол $i_{кр}$, для к-рого угол преломления $j = 90°$ (луч 5); A — источник света. Показатель преломления нижней среды больше показателя преломления верхней.

разных длин волн излучения (*дисперсия света*). При П. в. о. эл.-магн. энергия полностью возвращается в оптически более плотную среду. Поле во вторую (менее плотную) среду проникает лишь на характерное расстояние порядка длины волны λ, и его амплитуда экспоненциально затухает с удалением от границы раздела. П. в. о. сопровождается продольным и поперечным сдвигами отражённого луча по сравнению с падающим на расстоянии $\sim\lambda$, что экспериментально проявляется в смещении отражённого пучка.

Значение коэфф. отражения при П. в. о. превосходит его самые большие значения при зеркальном отражении от полированных поверхностей и практически с высокой точностью равно 1. Кроме того, этот коэфф. не зависит от λ (при условии, что для этой длины волны П. в. о. вообще имеет место), и даже при многократном П. в. о. спектральный состав (цвет) сложного излучения не меняется. Поэтому П. в. о. широко используется во мн. оптич. приборах, в линиях передачи света (см. *Волоконная оптика*, *Отражательные призмы*, *Световод*). Важное значение для спектроскопии конденсир. сред имеет вызванное поглощением света во второй среде *нарушенное полное внутреннее отражение*.

● Калитеевский Н. И., Волновая оптика, М., 1971; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, М., 1957.

ПО́ЛНЫЙ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИА́Л, см. *Гиббса энергия*.

ПОЛОЖИ́ТЕЛЬНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ, *одноосные кристаллы*, в к-рых скорость распространения обыкновенного луча света больше, чем скорость распространения необыкновенного луча (см. *Двойное лучепреломление*).

ПОЛОЖИ́ТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ, часть столба *тлеющего разряда* между анодным и фарадеевым тёмными пространствами. В области П. с. электропроводность максимальна, а напряжённость электрич. поля минимальна; объёмный заряд отсутствует. *Ионизация* (прямая или ступенчатая) осуществляется электронным ударом, а уход заряж. ч-ц (в радиальном направлении) — в осн. *амбиполярной диффузией*. При значениях параметра pd (p — давление газа, d — диаметр разрядной трубки), меньших нек-рого критического, скорость ионизации резко падает, а уход заряж. ч-ц — возрастает настолько, что поддержание существования П. с. становится невозможным. Критич. значение pd сильно зависит от рода газа; так, в гелии оно $\sim10^2$ торр·см, в парах ртути $\sim10^{-1}$ торр·см. В П. с. при низких давлениях, когда длина свободного пробега ионов $\lambda>d$, осуществляется режим «свободного падения» ионов на стенку. Теория П. с. для такого режима создана амер. физиками И. Ленгмюром и Л. Тонксом. При давлениях $\sim10^{-1}\div10$ торр и $\lambda\ll d$ осуществляется диффузионный режим (*диффузный разряд*). Теория П. с. для таких условий создана нем. учёным В. Шотки. При дальнейшем повышении p всё большую роль начинают играть объёмные потери заряж. ч-ц в разл. процессах рекомбинации. С повышением p или тока наблюдается также явление контракции П. с. (см. *Контрагированный разряд*). В П. с. в широком диапазоне условий может возникать ионизац. неустойчивость, проявляющаяся в виде *страт* (см. также *Ионизационные волны*). *В. Н. Колесников.*

ПОЛОСА́ТЫЕ СПЕ́КТРЫ, оптич. спектры молекул и кристаллов. Возникают при электронных переходах в молекулах или межзонных переходах в кристаллах, состоят из широких спектральных полос, положение к-рых различно для разных в-в. В спектрах простых молекул электронные полосы распадаются на б. или м. узкие колебат. полосы и вращат. линии. Полосы

Спектры родамина С в глицерине: *1* — длинноволновая интенсивная полоса поглощения; *2—4* — полосы поглощения; *5* — полоса люминесценции: $\nu_{эл}$ — частота чисто электронного поглощения.

сложных молекул часто сплошные, лишены дискр. структуры (рис.). При повышении темп-ры вследствие *Доплера эффекта* мол. спектральные полосы уширяются, при её понижении в спектрах относительно простых молекул проявляется колебат. структура. Подробнее см. *Молекулярные спектры*, *Спектры кристаллов*.

ПО́ЛОСЫ РА́ВНОГО НАКЛО́НА, система чередующихся светлых и тёмных полос, наблюдаемая на экране при освещении прозрачного слоя постоянной толщины (*плоскопа-*

раллельной пластинки) непараллельным пучком монохроматич. излучения. Каждая полоса создаётся лучами света S и S_1 (рис.), падающими на поверхность слоя под одним и тем же углом φ. Появление П. р. н. обусловлено *интерференцией света*, отражённого от передней и задней границы пла-

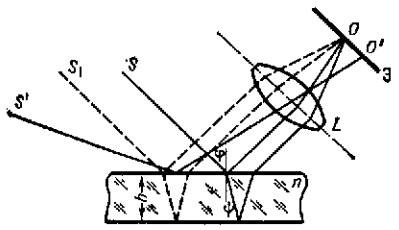


Схема наблюдения полос равного наклона. Лучи S и S_1, падающие под одним углом, собираются линзой в одной точке O. Лучи, падающие под др. углом (напр., S'), собираются линзой в др. точке O'.

стинки. П. р. н. локализованы в бесконечности и для их наблюдения интерферирующие лучи собирают с помощью линзы L на экран Э или фотопластинку.

ПОЛОСЫ РАВНОЙ ТОЛЩИНЫ, один из эффектов *оптики тонких слоёв*; в отличие от *полос равного наклона* наблюдаются непосредственно на поверхности прозрачного слоя переменной толщины. П. р. т. обусловлены *интерференцией света*, отражённого от передней и задней границы слоя. При этом максимумы и минимумы освещённости полос совпадают с линиями на поверхности слоя, по к-рым *разность хода* интерферирующих лучей одинакова и равна целому числу $\lambda/2$. П. р. т. обусловливают радужную окраску тонких плёнок (мыльных пузырей, масляных и бензиновых пятен); их используют для определения микрорельефа тонких пластинок и плёнок. См. также *Ньютона кольца*.

ПОЛУМЕТАЛЛЫ, вещества, занимающие по электрич. свойствам промежуточное положение между *металлами* и *полупроводниками*. Для П. характерно слабое перекрытие валентной зоны и зоны проводимости (см. *Зонная теория*), что приводит, с одной стороны, к тому, что П. остаются проводниками вплоть до абс. нуля темп-ры, а с др. стороны — к малой (по сравнению с металлами) концентрации носителей тока $\sim 10^{18}$—10^{20} см$^{-3}$. С ростом темп-ры число носителей увеличивается, электропроводность растёт. К П. относятся Bi, Sb, As, графит и др. Носители тока в П. отличаются большой подвижностью и малой *эффективной массой*. Благодаря этому П.— наиболее подходящие объекты для наблюдения *размерных эффектов*, *фазовых переходов диэлектрик — металл* в сильных магн. полях и др.

● См. лит. при ст. *Металлы*.

ПОЛУПРОВОДНИКИ, широкий класс в-в, характеризующийся значениями уд. электропроводности σ, промежуточными между уд. электропроводностью *металлов* $\sigma \sim 10^6$—10^4 Ом$^{-1}$ см$^{-1}$ и хороших *диэлектриков* $\sigma \sim 10^{-10}$—10^{-12} Ом$^{-1}$см$^{-1}$ (электропроводность указана при комнатной темп-ре). Характерной особенностью П., отличающей их от металлов, явл. возрастание электропроводности с ростом темп-ры, причём, как правило, в широком интервале темп-р возрастание это происходит экспоненциально:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\mathcal{E}_A/kT). \qquad (1)$$

Здесь $\mathcal{E}_A$ — т. н. энергия активации проводимости, σ_0 — коэфф. (в действительности зависящий от темп-ры, но медленнее, чем экспоненциальный множитель). Ф-ла (1) означает, что эл-ны в П. связаны с атомами, с энергией связи порядка $\mathcal{E}_A$. С повышением темп-ры тепловое движение начинает разрывать связи эл-нов, и часть их, пропорц. $\exp(-\mathcal{E}_A/kT)$, становится свободными носителями заряда.

Связь эл-нов может быть разорвана не только тепловым движением, но и разл. внеш. воздействиями: светом, потоком быстрых ч-ц, сильным электрич. полем и т. д. Поэтому для П. характерна высокая чувствительность электропроводности к внеш. воздействиям, а также к содержанию примесей и дефектов в кристаллах, поскольку во многих случаях энергия $\mathcal{E}_A$ для эл-нов, локализованных вблизи примесей или дефектов, существенно меньше, чем в идеальном кристалле данного П. Возможность в широких пределах управлять электропроводностью П. изменением темп-ры, введением примесей и т. д. явл. основой их многочисл. и разнообразных применений.

Полупроводники и диэлектрики. Классификация полупроводников. Формула (1) относится в равной мере и к диэлектрикам, электропроводность к-рых может также стать заметной при высокой темп-ре. Различие между П. и диэлектриками явл. скорее количественным, чем качественным. Точнее было бы говорить о полупроводниковом состоянии неметаллич. в-в, не выделяя П. в особый класс, а к диэлектрикам относить лишь такие в-ва, у к-рых в силу больших значений $\mathcal{E}_A$ и малых σ_0 электропроводность могла бы достигнуть заметных значений лишь при темп-рах, превышающих темп-ру их испарения.

Однако термин «П.» обычно понимают в более узком смысле, как совокупность неск. наиболее типичных групп в-в, полупроводниковые свойства к-рых чётко выражены уже при комнатной темп-ре (300 К). Примеры таких групп: 1) элементы IV группы периодич. системы элементов Ge и Si, которые наиболее полно изучены и с к-рыми связаны многие успехи полупроводниковой электроники. Атомы этих элементов, обладая 4 валентными эл-нами, образуют крист. решётки типа алмаза с *ковалентной связью* атомов. Сам алмаз также обладает свойствами П.; однако величина $\mathcal{E}_A$ для него значительно больше, чем у Ge и Si, и поэтому при $T = 300$ К его собственная (не связанная с примесями или внеш. воздействиями) проводимость мала.

2) Алмазоподобные полупроводники. К ним относятся соединения элементов III группы периодич. системы (Al, Ga, In) с элементами V группы (P, As, Sb), наз. II. типа $A^{III}B^{V}$ (GaAs, InSb, GaP, InP и т. п.). Атомы III группы имеют 3 валентных эл-на, а V группы — 5, так что ср. число валентных эл-нов на 1 атом в этих соединениях также 4. Каждый атом образует 4 валентные связи с ближайшими соседями, в результате чего образуется крист. решётка, подобная решётке алмаза с той лишь разницей, что ближайшими соседями атома A^{III} явл. атомы B^{V}, а атома B^{V}— A^{III}. За счёт частичного перераспределения эл-нов атомы A^{III} — B^{V} в такой структуре оказываются разноимённо заряженными. Поэтому связи в кристаллах A^{III} — B^{V} не полностью ковалентные, а частично ионные (см. *Ионная связь*). Однако ковалентная связь в них преобладает и определяет структуру, в результате чего эти кристаллы по многим свойствам являются ближайшими аналогами Ge и Si.

Соединения элементов II и VI групп периодической системы — A^{II}—B^{VI} (ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS и т. п.) также имеют (в среднем) 4 валентных эл-на на атом, но ионная связь у них более сильно выражена. Свойства П. у них не столь ярко выражены, как в предыдущих группах. Представление о «средней четырёхвалентности» и алмазоподобных П. оказалось плодотворным для поиска новых П., напр. типа A^{II}—$B^{VI}C_2^{V}$ ($ZnSnP_2$, $CdGeAs_2$ и т. п.). Многие из алмазоподобных П. образуют сплавы, к-рые также явл. П., напр. Ge — Si, GaAs — GaP и др.

3) Элементы VI и V групп и их аналоги. Элементы VI группы Te и Se как П. были известны раньше, чем Ge и Si, причём Se широко использовался в выпрямителях электрич. тока и фотоэлементах. Элементы V группы As, Sb и Bi — *полуметаллы*, по свойствам близкие к П., а их ближайшие аналоги — соединения типа $A^{IV}B^{VI}$ (PbS, PbSe, SeTe, GeTe и т. п.), имеющие в среднем по 5 валентных эл-нов на атом, образуют одну из важных групп П., известных как приёмники ИК-излучения. Среди соединений элементов VI группы (O, S, Se,Te) с элементами I—V групп очень много П. Большинство из них мало изучено. Примером более изученных и практически используемых могут служить Cu_2O (купроксные выпрямители) и Bi_2Te_3 (термоэлементы).

4) Соединения элементов VI группы с *переходными металлами* (Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu и т. п.). В этих П. преобладает ионная связь. Большинство из них обладает той или иной формой магн. упорядочения (см. *Магнитные полупроводники*). В нек-рых из них (V_2O_3, Fe_3O_4, NiS, Eu_2O и др.) при изменении темп-ры и давления наблюдается фазовый переход полупроводник — металл.

Многие органич. соединения также обладают свойствами П. (см. *Органические полупроводники*).

Электроны и дырки в полупроводниках. Т. к. в тв. теле атомы или ионы сближены на расстояние порядка ат. радиуса, то в нём происходит непрерывный переход валентных эл-нов от одного атома к другому. Такой электронный обмен может привести к образованию ковалентной связи, если электронные оболочки атомов сильно перекрываются и переходы эл-нов между атомами происходят быстро. Эта картина полностью применима к Ge и Si. Все атомы Ge нейтральны и связаны друг с другом ковалентной связью. Однако электронный обмен между атомами не приводит непосредственно к электропроводности, т. к. в целом распределение электронной плотности жёстко фиксировано: по 2 эл-на на связь между каждой парой атомов — ближайших соседей. Чтобы создать проводимость, необходимо разорвать хотя бы одну из связей, удалив с неё эл-н, перенести его в к.-л. др. ячейку кристалла, где все связи заполнены, и этот эл-н будет лишним. Такой эл-н в дальнейшем свободно может переходить из ячейки в ячейку (все они для него эквивалентны) и, являясь всюду лишним, переносит с собой избыточный отрицат. заряд, т. е. становится электроном проводимости. Разорванная же связь становится блуждающей по кристаллу дыркой, поскольку в условиях сильного обмена эл-н соседней связи быстро занимает место ушедшего. Недостаток эл-на у одной из связей означает наличие у атома (или пары атомов) единичного положит. заряда, к-рый переносится вместе с дыркой. Эл-ны и дырки — свободные носители заряда в П. В случае разрыва ионной связи перекрытие электронных оболочек меньше и электронные переходы менее часты. В этом случае также образуются эл-н проводимости и дырка, однако разрыв ионной связи требует большей затраты энергии.

В *идеальных кристаллах* возбуждение одного из связанных эл-нов и превращение его в эл-н проводимости неизбежно вызывает появление дырки, так что концентрации обоих типов носителей равны между собой. Это не означает, что вклад их в электропроводность одинаков, т. к. *подвижность носителей тока* (эл-нов и дырок) может быть различной. В реальных кристаллах равенство концентраций эл-нов и дырок может нарушаться за счёт примесей и *дефектов* кристаллич. решётки. Электропроводность П. м. б. обусловлена как собственными электронами атомов данного вещества (собственная проводимость), так и электронами примесных атомов (примесная проводимость). Источниками носителей тока могут быть также разл. дефекты крист. структуры, напр. вакансии, междоузельные атомы, а также отклонения от стехиометрич. состава.

Примеси и дефекты делятся на доноры и акцепторы. Доноры отдают в объём П. избыточные эл-ны и создают т. о. электронную проводимость (*n*-типа). Акцепторы захватывают валентные эл-ны в-ва, в к-рое они внедрены (матрицы), в результате чего создаются дырки и возникает дырочная проводимость (*p*-типа). Типичные примеры доноров — примесные атомы элементов V группы (P, As, Sb) в Ge и Si. Внедряясь в крист. решётку, такой атом замещает в одной из ячеек атом Ge. При этом 4 из 5 его валентных эл-нов образуют с соседними атомами Ge ковалентные связи, а 5-й эл-н оказывается для данной решётки «лишним». Не локализуясь ни на одной связи, он становится электроном проводимости. При этом примесный атом однократно положительно заряжен и притягивает эл-н, что может привести к образованию связанного (слабо) состояния эл-на с примесным ионом. Размеры области вблизи примеси, в к-рой локализован электрон, в десятки раз превышают размер *элементарной ячейки* кристалла, а энергия ионизации примеси мала (~0,01 эВ в Ge и 0,04 эВ в Si), поэтому уже при темп-ре 77 К большинство примесей ионизовано, т. е. в П. появляются эл-ны проводимости с концентрацией, определяемой концентрацией донорных примесей.

Аналогично атомы III группы (B, Al, Ga, In) — типичные акцепторы в Ge и Si. Захватывая один из валентных эл-нов Ge в дополнение к своим 3 валентным эл-нам, они образуют 4 ковалентные связи с ближайшими атомами Ge и превращаются в отрицательно заряженный ион. В месте захваченного эл-на остаётся дырка, к-рая может быть удержана в окрестности акцепторного иона кулоновским притяжением к нему, однако на большом расстоянии и с очень малой энергией связи. Поэтому при не очень низких темп-рах эти дырки явл. свободными носителями заряда.

Рассмотренные примеры относятся к примесям замещения в П. Примером примеси внедрения в Si и Ge явл. Li. Из-за малости иона Li^+ он, не нарушая существенно структуры решётки, располагается между атомами Ge (в междоузлии). Свой внеш. валентный эл-н, движущийся на существенно большем расстоянии, он притягивает очень слабо и легко отдаёт, являясь т. о. типичным донором. Во многих П. типа $A^{IV}B^{VI}$ источниками дырок являются вакансии атомов A^{IV}, а вакансии B^{VI} — источниками эл-нов проводимости. Т. о., введение определённых примесей (легирование П.) — эфф. метод получения П. с разл. требуемыми свойствами.

Сильно легированные полупроводники. При больших концентрациях примесей (или дефектов) их вз-ствие ведёт к изменениям свойств П. Это можно наблюдать в сильно легированных П., содержащих примеси в столь больших концентрациях $N_{пр}$, что ср. расстояние между ними, примерно равное $N^{-1/3}$, становится меньше (или равным) ср. расстояния a, на к-ром находится от примеси захваченный ею эл-н (или дырка). В таких условиях носитель не может локализоваться на к.-л. центре, т. к. он всё время находится на сравнимом расстоянии от неск. одинаковых примесей. Более того, воздействие примесей на движение эл-нов вообще мало, т. к. большое число носителей со знаком заряда, противоположным заряду примесных ионов, экранируют электрич. поле этих ионов. В результате все носители, вводимые с этими примесями, оказываются свободными даже при самых низких темп-рах, и П. превращается в *полуметалл* с одним типом носителей.

Условие сильного легирования: $N_{пр}^{1/3} \cdot a \sim 1$ легко достигается для примесей, создающих уровни с малой энергией связи (мелкие уровни). Напр., в Ge и Si, легированных примесями элементов III или V групп, это условие уже выполняется при $N_{пр} \sim 10^{18}-10^{19}$ см$^{-3}$. Эти примеси удаётся вводить в концентрациях вплоть до $N_{пр} \sim 10^{21}$ см$^{-3}$ при плотности атомов осн. в-ва $5 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$. В П. типа $A^{IV}B^{VI}$ практически всегда с большой концентрацией ($\sim 10^{17}-10^{18}$ см$^{-3}$) присутствуют вакансии одного из компонентов, а энергия связи носителей с этими вакансиями мала.

Зонная структура. Описание законов движения носителей заряда в П. даёт *зонная теория* тв. тела. В П. верхняя из заполненных разрешённых зон наз. валентной, а наиболее низкая из незаполненных — зоной проводимости. Энергетич. щель $\mathcal{E}_g$ между валентной зоной и зоной проводимости наз. запрещённой зоной. Тепловое движение «забрасывает» часть эл-нов из валентной зоны в зону проводимости; в валентной зоне при этом появляются дырки (рис. 1).

Эл-ны и дырки обычно сосредоточены вблизи $\mathcal{E}_c$ — ниж. края (дна) зоны проводимости или $\mathcal{E}_v$ — верх. края (потолка) валентной зоны на энергетич. расстояниях от них $\sim kT$, что гораздо меньше ширины разрешённых зон. В узких областях $\sim kT$ сложные зависимости энергии носителей от их

квазиимпульса p : $\mathcal{E}(p)$ (*дисперсии закон*) принимают более простой вид. Напр., для эл-нов вблизи $\mathcal{E}_c$ закон дисперсии имеет вид:

$$\mathcal{E}=\mathcal{E}_c+\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\frac{\left(p_i-p_{oi}^{э}\right)^2}{m_i^{э}}. \quad (2)$$

Здесь индекс i нумерует оси координат, $p_0^{э}$ — квазиимпульс, соответствующий $\mathcal{E}_c$. Коэфф. m_i — *эффективная масса* эл-нов проводимости. Аналогично, для дырок вблизи $\mathcal{E}_v$ закон дисперсии имеет вид:

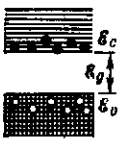


Рис. 1. Валентная зона (белые кружки — дырки) и зона проводимости (чёрные кружки — эл-ны проводимости); $\mathcal{E}_g$ — ширина запрещённой зоны; $\mathcal{E}_c$ — дно зоны проводимости; $\mathcal{E}_v$ — потолок валентной зоны.

$$\mathcal{E}=\mathcal{E}_v+\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\frac{(p_i-p_{oi}^{д})^2}{m_i^{д}}. \quad (2,а)$$

Эффективные массы эл-нов $m^{э}$ и дырок $m^{д}$ не совпадают с массой свободного эл-на m_0 и, как правило, анизотропны (т. е. различны для разных i). Их значения для разных П. варьируются от сотых долей m_0 до сотен m_0. Ширина запрещённой зоны П. также меняется в широких пределах. Так, при $T\to 0$ К $\mathcal{E}_g=0{,}165$ эВ в PbSe и 5,6 эВ в *алмазе*, а серое олово — пример *бесщелевого полупроводника*, у к-рого $\mathcal{E}_g=0$ (см. *Полупроводниковые материалы*).

Наиболее полно изучена зонная структура Ge, Si и соединений типа $A^{III}B^{V}$. У Ge две валентные зоны соприкасаются вблизи потолка

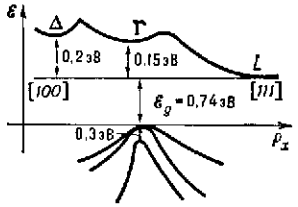


Рис. 2. Зонная структура Ge; L, Δ и Γ — 3 минимума зависимости $\mathcal{E}(p)$ для эл-нов проводимости вдоль осей [100] (Δ), [111] (L) при $p=0$ (Γ) по оси ординат — энергия, по оси абсцисс — проекции квазиимпульса на оси [100] и [111].

(рис. 2), что означает существование двух типов дырок: «тяжёлых» с $m^{д}=0{,}3\ m_0$ и «лёгких» с $m^{д}=0{,}04\ m_0$. На 0,3 эВ ниже расположена третья валентная зона, в к-рую, как правило, дырки уже не попадают. Для зоны проводимости Ge характерно наличие трёх типов минимумов $\mathcal{E}(p)$: Δ, Γ и L. Наинизший из них L-минимум расположен в импульсном пространстве (p-пространстве) на границе *Бриллюэна зоны* в направлении [111]. Расстояние его от $\mathcal{E}_v$ и есть ширина запрещённой зоны $\mathcal{E}_g=0{,}74$ эВ (при $T\to 0$; с ростом T $\mathcal{E}_g$ уменьшается). Эффективные массы вблизи L-минимума сильно анизотропны: $m^{э}=1{,}6\ m_0$ вдоль направления [111] и 0,08 m_0 для перпендикулярных направлений. Четырём эквивалентным направлениям [111] в кристалле Ge (диагонали куба) соответствуют 4 эквивалентных L-минимума. Минимумы Γ и Δ, расположенные при $p=0$ и в направлении оси [100], по энергии выше L-минимума на 0,15 эВ и 0,2 эВ и поэтому количество эл-нов проводимости в них, как правило, гораздо меньше, чем в L-минимуме.

Зонные структуры др. алмазоподобных П. близки к структуре Ge. Так, в Si, GaP и алмазе наинизшим явл. Δ-минимум, а в InSb, InAs и GaAs — Γ-минимум, для к-рого характерны изотропные и весьма малые эффективные массы (0,013 m_0 в InSb и 0,07m_0 в GaAs). Структуры валентных зон во всех алмазоподобных П. подобны, но отличаются от П. др. групп.

Некристаллические полупроводники. Нек-рые П. (Ge, Si, $A^{III}B^{V}$) при плавлении становятся металлами (см. *Жидкие металлы*). Однако др. П. (Te, Si, $A^{IV}B^{VI}$ и др.) остаются П. (см. *Жидкие полупроводники*). Существуют также тв. аморфные П. Отсутствие строгой упорядоченности в расположении атомов создаёт локальные флуктуации плотности и межатомных расстояний, в результате чего энергии эл-на вблизи разных атомов одного и того же сорта не вполне одинаковы. Это затрудняет переход эл-на от атома к атому, т. к. такие переходы связаны теперь с изменением энергии. У эл-нов и дырок с энергиями вблизи краёв зон не хватает энергии для преодоления энергетич. барьера между соседними атомами и поэтому они могут стать локализованными. В результате возникают электронные уровни в диапазоне энергий, к-рый в кристалле соответствовал бы запрещённой зоне. Находящиеся на этих уровнях эл-ны локализованы вблизи соответствующих флуктуаций, и к ним неприменимы такие понятия зонной теории, как квазиимпульс и др. Меняется и само понятие запрещённой зоны — теперь уже эта область энергии заполнена локализованными состояниями (п с е в д о з а п р е щ ё н н а я з о н а; см. *Аморфные полупроводники*, *Неупорядоченные системы*).

Оптические свойства. Зонная структура П. отражается в их оптич. свойствах. Самым характерным для П. процессом поглощения света явл. с о б с т в е н н о е п о г л о щ е н и е, при к-ром эл-н валентной зоны с квазиимпульсом p, поглощая фотон, переходит в незаполненное состояние зоны проводимости с квазиимпульсом p'. При этом энергия фотона $\hbar\omega$ (ω — частота света) связана с энергиями эл-на в начальном $\mathcal{E}_н$ и конечном $\mathcal{E}_к$ состояниях соотношением: $\hbar\omega=\mathcal{E}_к-\mathcal{E}_н$ и выполняется закон сохранения квазиимпульса: $p'=p+\hbar q$ (q — *волновой вектор* фотона). Импульс фотона $\hbar q$ для видимого света и более длинноволнового излучения пренебрежимо мал по сравнению с p', поэтому $p'\approx p$.

Собств. поглощение света возможно при $\hbar\omega\geq\mathcal{E}_g$. Миним. энергия квантов, поглощаемых П. (порог, или край собств. поглощения), может быть больше $\mathcal{E}_g$, если дно зоны проводимости $\mathcal{E}_c$ и потолок валентной зоны $\mathcal{E}_v$ соответствуют различным p. Переход между ними не удовлетворяет требованию $p'=p$, в результате чего поглощение должно начинаться с более коротких длин волн. В случае Ge это переходы в Γ-минимум. Однако переходы, для к-рых $p'\neq p$, также оказываются возможными, если эл-н, поглощая фотон, одновременно поглощает или испускает фонон. Оптич. переходы, в к-рых эл-н существенно изменяет свой квазиимпульс, наз. н е п р я м ы м и, в отличие от п р я м ы х переходов, удовлетворяющих условию $p'\approx p$. Необходимость испускания или поглощения фонона делает непрямые переходы значительно менее вероятными, чем прямые. Поэтому коэфф. поглощения света, обусловленный непрямыми переходами, порядка 10^3 см$^{-1}$, тогда как в области прямых переходов он достигает 10^5 см$^{-1}$.

Наличие в спектре поглощения П. широких и интенсивных полос в области относит. малых частот ($\hbar\omega\sim\mathcal{E}_g\sim 1-5$ эВ) показывает, что большое число валентных эл-нов слабо связано. Слабая связь легко деформируется внеш. электрич. полем, что обусловливает высокую поляризуемость кристалла. И действительно, для многих П. (Ge, Si, $A^{III}B^{V}$, $A^{IV}B^{VI}$ и др.) характерны большие значения *диэлектрической проницаемости* ε (в Ge $\varepsilon=16$, в GaAs $\varepsilon=11$, в PbTe $\varepsilon=30$).

Вследствие кулоновского взаимодействия эл-нов и дырок в П. возможно образование связанных состояний — *экситонов*, к-рые проявляются в спектрах поглощения в виде узких линий, сдвинутых от края поглощения в сторону более длинных волн.

Наряду с собств. поглощением возможно поглощение света свободными носителями, связанное с их переходами в пределах зоны. Такие внутризонные переходы происходят при участии фононов или при рассеянии эл-нов примесными атомами.

Коэфф. поглощения света в П. определяется произведением вероятности поглощения фотона каждым эл-ном на число эл-нов, способных поглощать кванты данной энергии. Поэтому частотная зависимость коэфф. поглощения даёт сведения о плотности электронных состояний в зонах $g(\mathcal{E})$. Так, вблизи края собств. поглощения в случае прямых переходов коэфф. поглощения практически повторяет плотность состояний:

$$g(\mathcal{E})\sim\sqrt{\hbar\omega-\mathcal{E}_g}.$$

Прозрачностью П. можно управлять в небольших пределах с помощью внешних электрич. и магн. полей. В П. с заметной долей ионной связи в далёкой ИК области спектра ($\hbar\omega \sim 10^{-2}$ эВ) наблюдаются полосы поглощения, связанные с возбуждением фотонами оптич. фононов.

Равновесные и неравновесные носители. При отсутствии внеш. воздействий равновесные концентрации эл-нов и дырок в П. полностью определяются темп-рой, шириной запрещённой зоны, эфф. массами носителей, концентрациями и пространств. распределением примесей и дефектов, а также энергиями связи с ними эл-нов и дырок.

Вблизи $T=0$ К все собств. эл-ны П. находятся в валентной зоне, целиком заполняя её, а примесные — локализованы вблизи примесей или дефектов, так что свободные носители заряда отсутствуют. Если в образце есть и доноры и акцепторы, то эл-ны с доноров могут перейти к акцепторам. Если концентрация доноров $N_Д$ больше концентрации акцепторов N_A, то в образце окажется N_A отрицательно заряженных акцепторов и столько же положительно заряженных доноров. Только $N_Д - N_A$ доноров останутся пейтральными и способными с повышением темп-ры отдать свои эл-ны в зону проводимости. Такой образец явл. П. n-типа с концентрацией носителей $N_Д - N_A$. Аналогично в случае $N_A > N_Д$ П. имеет проводимость p-типа. Связывание донорных эл-нов акцепторами наз. компенсацией примесей, а П., содержащие доноры и акцепторы в сравнимых концентрациях, наз. компенсированными.

С повышением темп-ры тепловое движение «выбрасывает» в зону проводимости эл-ны с донорных атомов и из валентной зоны (в случае проводимости n-типа). Энергия ионизации донора меньше ширины запрещённой зоны $\mathcal{E}_g \ll \mathcal{E}_Д$, поэтому при не слишком высоких темп-рах первый из этих процессов оказывается доминирующим. Концентрация эл-нов в зоне проводимости при этом во много раз больше концентрации дырок в валентной зоне. В таких условиях эл-ны наз. основными носителями, а дырки — неосновными (в П. p-типа — наоборот). Рост концентрации примесных эл-нов с темп-рой продолжается до полной ионизации всех доноров, после чего их концентрация в широком интервале темп-р остаётся почти постоянной. Число эл-нов, забрасываемых из валентной зоны, продолжает экспоненциально нарастать и при нек-рой темп-ре становится сравнимым с числом примесных эл-нов, а потом и во много раз большим. Эта область собств. проводимости П., когда концентрации эл-нов n и дырок p практически равны: $n=p=n_i$.

При освещении П., облучении быстрыми частицами, наложении сильного электрич. поля и т. д. в П. появляются дополнит. неравновесные носители, что приводит к повышению электропроводности (см. *Фотопроводимость*). Наряду с генерацией неравновесных носителей существует обратный процесс — рекомбинация эл-нов и дырок — переход эл-на из зоны проводимости в валентную зону, в результате чего происходит исчезновение эл-на и дырки. Рекомбинация может сопровождаться излучением, что лежит в основе полупроводниковых источников света (*полупроводниковый лазер*, светоизлучающие диоды).

Возможен также переход эл-на из зоны проводимости или дырки из валентной зоны в состояния, локализованные вблизи примесей или дефектов («захват» носителей). При термодинамич. равновесии тепловая генерация носителей и ионизация доноров и акцепторов уравновешивают процессы рекомбинации и захвата. При появлении в П. неравновесных носителей число актов рекомбинации и захвата возрастает. Т. о., после прекращения внеш. воздействия рекомбинация происходит интенсивнее, чем генерация, и концентрация носителей приближается к равновесному значению. Ср. время жизни τ неравновесных носителей в П. варьируется от 10^{-3} с до 10^{-10} с.

Кинетические свойства. При наложении внеш. электрич. поля в П. возникает направленное движение (дрейф) носителей, обусловливающее протекание тока. Скорость дрейфа $v_{др}$ пропорц. напряжённости E электрич. поля: $v_{др}=\mu E$. Коэфф. μ наз. *подвижностью носителей тока*. В разных П. μ варьируется в широких пределах (от 10^5 до 10^{-3} см^2/В·с и меньше при $T=300$ К). При $\mu \geqslant 1$ см^2/В·с электропроводность П. осуществляется посредством движения носителей в разрешённых зонах, изредка прерываемого столкновениями с решёткой; при этом длина свободного пробега носителей в сотни или тысячи раз превышает межатомные расстояния в кристалле. При меньших значениях μ имеет место *прыжковая проводимость*.

Носители, дрейфующие в электрич. поле в присутствии перпендикулярного к нему внеш. магн. поля, отклоняются в поперечном направлении под действием *Лоренца силы*. Это приводит к возникновению *Холла эффекта* и др. *гальваномагнитных явлений*. В П. эти явления обладают рядом особенностей, обусловленных наличием неск. типов носителей заряда, зависимостью времени их свободного пробега от энергии и сложным энергетич. спектром. Изучение гальваномагн. явлений в П. даёт информацию о концентрациях носителей, структуре энергетич. зон и характере процессов рассеяния носителей. Это относится и к термомагн. явлениям, когда дрейф эл-нов обусловлен градиентом темп-ры.

При неоднородном распределении концентрации носителей в П. возникает в результате их диффузии поток носителей с плотностью $j_Д = -D \operatorname{grad} n$. Коэфф. диффузии D связан с подвижностью μ носителей соотношением Эйнштейна:

$$D = kT\mu/e. \qquad (7)$$

Путь, к-рый диффундирующие неравновесные носители успевают пройти за время жизни τ, наз. диффузионной длиной; он равен: $l_D = \sqrt{D\tau}$.

Контактные явления. Контакты П. с металлом или с др. П. обладают иногда выпрямляющими свойствами, т. е. значительно эффективнее пропускают ток в одном направлении, чем в обратном. Это связано с изменением концентрации или типа носителей тока в приконтактной области и с возникновением контактной разности потенциалов. Напряжение, приложенное к контакту, в зависимости от его знака увеличивает либо умепьшает число носителей в приконтактной области, так что сопротивление контакта в прямом и обратном направлениях оказывается существенно различным (см. *Электронно-дырочный переход*, *Гетеропереход*, *Шотки барьер*).

Горячие электроны, неустойчивости в полупроводниках. В сильных электрич. полях (~100—1000 В/см) возможно изменение распределения носителей по энергиям. Это приводит к увеличению ср. энергии (к разогреву) носителей; изменяются и др. параметры — время свободного пробега, подвижность, коэфф. диффузии и т. п. (см. *Горячие электроны*). Разогрев носителей приводит к отклонениям от закона Ома, причём характер этих отклонений весьма различен для разных П. и даже для одного и того же П., в зависимости от темп-ры, примесей, наличия магн. поля и т. п.

Если в нек-рой области полей E с ростом E ток убывает, то равномерное распределение поля в образце оказывается неустойчивым и спонтанно возникают движущиеся в направлении тока области (домены), в к-рых поле значительно больше, а концентрация носителей меньше, чем в остальной части П. Прохождение доменов сопровождается периодич. колебаниями тока, так что П. оказывается генератором электрич. колебаний с частотой до 10^{11} Гц (см. *Ганна эффект*).

В П., обладающих пьезоэлектрич. свойствами (см. *Пьезополупроводники*), нелинейные эффекты возникают также из-за отклонения от равновесного распределения фонопов. В этих в-вах поток носителей становится интенсивным излучателем упругих волн, когда дрейфовая скорость носителей превышает скорость звука (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

Отклонения от закона Ома могут быть вызваны также изменением концентрации носителей под действием

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВАЖНЕЙШИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Вещество	Температура плавления $t_{пл}$, °С	Постоянные решётки, Å	Плотность, г/см³	Теплота плавления, ккал/моль	Теплопроводность, кал/моль	Коэфф. линейного термич. расширения, $\alpha \cdot 10^6$	Ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, эВ	Подвижность электронов $\mu_э$, см²/В·с	Подвижность дырок $\mu_д$, см²/В·с
Si	1417	5,43090	2,32830	11,950	0,26	2,4	1,107	1600	500
Ge	937	5,65748	5,32600	8,100	0,14	5,75	0,66	3900	1900
Te	452	a=4,495 b=3,74 c=5,912 d=2,86	6,25	4,180	0,03	$\perp c$ 27,2 $\parallel c$ —1,6	0,33 (0 К)	1890	790
Se	219	$a=b$=4,36 c=4,96	4,80	1,500	0,02	47	1,79	—	1,0
Соединения $A^{III}B^{V}$									
GaAs	1238	5,65340	5,31700	25,18	0,37	6,0	1,428	8000	400
InAs	942	6,0584	5,667	18,4	0,29	5,19	0,356	22600	200
GaSb	712	6,09593	5,6137	15,56	0,105	6,9	0,78	4000	650
InSb	525	6,4794	5,775	11,4	0,15	5,04	0,18	78000	750
GaP	1467	5,4505	4,13	29,2	0,18	5,3	2,24	8500	435
InP	1058	5,8688	4,787	17,3	0,16	4,6	1,26	4500	150
Соединения $A^{II}B^{VI}$									
ZnS	1830	5,4109	4,089	—	0,006	6,2	3,6	140	5 (700 К)
»	—	a=3,8200 c=6,2576	4,1	—	—	—	3,67	—	—
CdS	—	5,83	—	—	—	—	—	350	15
»	1475	a=4,136 c=6,749	4,820	—	0,048	—	2,42	295	—
β-CdSe	1239	6,084 a=4,299	—	10,5	0,0103		1,8	650	—
»	1258	c=7,020	5,81	—	—	—	1,74	600	—
HgSe	798	6,074	8,26	—	0,004	—	—0,07	(14—80)·10³	—
ZnSe	1520	5,6687 a=4,01 c=6,54	5,26 — —	— — —	0,046 — —	1,9 — —	2,70 — —	530 — —	28 — —
ZnTe	1290	6,089 a=4,27 c=6,99	5,72 —	15,6 —	0,043 —	8,3 —	2,2 —	300 —	100 —
Соединения $A^{IV}B^{VI}$									
PbS	1113	5,9362	7,61	8,70	0,022	26	0,41	600	600
SnS	875	a=3,99 b=4,32 c=11,18	5,080	7,55	—	—	1,08	—	90
PbS	1080	6,1243	8,15	8,5	0,020	10,4	0,29	1050	1000
SnSe	880	a=4,46 b=11,57 c=4,19	6,18	—		α_a=—26 α_b=35 α_c=26	0,90		180
PbTe	924	6,45	8,16	7,5	0,028	19,8	0,32	1700	840
SnTe	806	6,3272	6,45	10,8	—	21	0,18	—	400
Соединения $A^{IV}B^{IV}$									
α-SiC	~2800	a=3,0807 c=15,1174	3,2110	—	0,432	5,12	3,12	300	—
β-SiC	~2800	4,3596	3,210	—	0,432	3,8 (200° С)	2,2	1000	—

электрич. поля, напр. из-за уменьшения вероятности рекомбинации или захвата на примеси с ростом энергии. Самым распространённым механизмом изменения концентрации носителей в сильном поле явл. ударная ионизация, при к-рой носители, набравшие в поле энергию, большую $\mathscr{E}_g$, сталкиваясь с эл-нами валентной зоны, «выбрасывают» их в зону проводимости, создавая тем самым новые электронно-дырочные пары.

В достаточно сильном поле рождённые в результате ударной ионизации неравновесные носители могут за время своей жизни создать новые пары, и тогда процесс нарастания концентрации носителей принимает лавинообразный характер, т. е. происходит пробой П. В отличие от пробоя диэлектриков, пробой П. не сопровождается разрушением кристалла, т. к. пробивные поля для П. относительно невелики ($\leqslant 10^5$ В/см, в InSb $\approx$250 В/см). Специфичный для П. пробой, связанный с ударной ионизацией примесей, имеющих малую энергию ионизации, при низких темп-рах происходит в полях ~1—10 В/см.

Электрич. поле может и непосредственно перебрасывать валентный эл-н в зону проводимости, т. е. генерировать электронно-дырочные пары. Этот эффект связан с «просачиванием» эл-на под действием внеш. поля через запрещённую зону (см. *Туннельный эффект*). Он наблюдается обычно лишь в весьма сильных полях, тем больших, чем больше $\mathscr{E}_g$. Такие поля, однако, реализуются во многих приборах; в ряде случаев туннельный эффект определяет характеристики этих приборов (туннельный диод).

Исторические сведения. Хотя П., как особый класс в-в, были известны ещё с кон. 19 в., только развитие квант. теории *твёрдого тела* позволило понять их особенности (Уилсон, США, 1931). Задолго до этого были обнаружены эффект выпрямления тока на контакте металл — П., фотопроводимость и построены первые приборы на их основе. О. В. Лосев (1923) доказал возможность использования контактов П.— металл для усиления и генерации колебаний (крист. детектор). Однако в последующие годы крист. детекторы были вытеснены электронными лампами и лишь в нач. 50-х гг. с открытием транзисторов (Дж. Бардин, У. Братейн, У. Б. Шокли, США, 1949) началось широкое использование П. (гл. обр. Ge и Si) в радиоэлектронике (см. *Полупроводниковые приборы*). Одновременно началось интенсивное изучение свойств П., чему способствовало совершенствование методов очистки кристаллов и их легирования.

В СССР исследования П. начались в кон. 20-х гг. под руководством А. Ф. Иоффе в Физико-технич. ин-те АН СССР. Многие из осн. теор. поня-

тий впервые сформулировали Я. И. Френкель, И. Е. Тамм, Б. И. Давыдов, Е. Ф. Гросс, В. П. Жузе и др. Они же, изучая свойства П., указали на возможности их техн. применений.

Интерес к оптич. свойствам П. возрос в связи с открытием вынужденного излучения в П., что привело к созданию полупроводниковых лазеров вначале на p — n-переходе [Р. Холл (США) и Б. М. Вул, А. П. Шотов и др. (СССР)], а затем на гетеропереходах (Ж. И. Алфёров и др.).

● Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Стильбанс Л. С., Физика полупроводников, М., 1967; Блатт Ф., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, М., 1978; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.

Л. В. Келдыш.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ, совокупность веществ с чётко выраженными свойствами *полупроводников* в широком интервале темп-р, включающем комнатную темп-ру $T \sim 300$ К, применяющихся для изготовления *полупроводниковых приборов*. Все П. м. можно разбить на неск. групп. 1) Элементарные: Ge, Si (и их тв. растворы), углерод (*алмаз* и *графит*), B, серое олово, Te и Se. Обладая 4 валентными эл-нами, атомы Ge и Si образуют крист. решётки типа алмаза, где каждый атом имеет 4 ближайших соседа, с каждым из к-рых он связан ковалентной связью. Монокристаллы Ge и Si — осн. П. м. в полупроводниковом приборостроении. Они должны обладать высокой чистотой (содержание посторонних примесей $<10^{-7}$—10^{-8}%). В них вводят строго дозируемое микроколичество донорных (P, As, Sb) и акцепторных (B, Al, Ga, In) примесей (легирование). *Монокристаллы* выращивают методами Чохральского и бестигельной зонной плавки, а также эпитаксиальным выращиванием тонких крист. слоёв (от долей до сотен мкм) при *кристаллизации* из газовой фазы (см. *Эпитаксия*).

2) Соединения элементов III и V групп периодич. системы — П. м. типа $A^{III}B^{V}$ (см. табл. на стр. 567). Связь в крист. решётке носит ковалентный характер с нек-рой долей ионной составляющей. Многие П. м. типа $A^{III}B^{V}$ образуют непрерывный ряд тв. растворов — тройных и более сложных ($Ga_xAl_{1-x}As$, $GaAs_{1-x}P_x$, $Ga_xIn_{1-x}P$ и т. д.), также являющихся П. м. Монокристаллы $A^{III}B^{V}$ получают (из особо чистых материалов) кристаллизацией из расплавов (метод Чохральского, горизонтально направленная или зонная кристаллизация в контейнере), а эпитаксиальные слои — кристаллизацией из газовой фазы и расплавов — растворов. Типичные легирующие примеси: элементы II группы (Zn, Cd, Mg) — акцепторы и IV и VI групп (Sn, Te, Se, S) — доноры.

3) Соединения типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$, а также их тв. растворы (напр., ZnS, CdS, CdTe, PbTe и др.; см. табл.).

Связь между атомами в П. м. типов $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$ — ковалентно-ионная; физ. свойства в значит. мере определяются содержанием точечных дефектов, обусловленных отклонением от стехиометрич. состава.

4) Соединения элементов VI группы (O, S, Se, Te) с элементами I—V групп, а также с переходными и редкозем. металлами. Преобладает ионная связь, многие из них обладают ферромагн. или антиферромагн. свойствами (см. *Магнитные полупроводники*).

5) Тройные соединения $A^{II}B^{IV}C_2^{V}$ ($CdSnAs_2$, $CdGeAs_2$, $ZnSnAs_2$ и др.) и тв. растворы на их основе. Часто наблюдается магн. (большинство *ферритов*) и электрическое (*сегнетополупроводники*) упорядочение. П. м. явл. также нек-рые в-ва в аморфном и жидком состоянии (см. *Аморфные полупроводники*, *Жидкие полупроводники*), а также мн. органич. соединения (см. *Органические полупроводники*).

● Горюнова Н. А., Химия алмазоподобных полупроводников, Л., 1963; Горелик С. С., Дашевский М. Я., Материаловедение полупроводников и металловедение, М., 1973; Палатник Л. С., Сорокин В. К., Основы пленочного полупроводникового материаловедения, М., 1973; Родо М., Полупроводниковые материалы, пер. с франц., М., 1971.

М. Г. Мильвидский.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ, общее название разнообразных приборов, действие к-рых основано на свойствах *полупроводников*, однородных (табл. 1) и неоднородных, содержащих p — n-переходы (см. *Электронно-дырочный переход*) и *гетеропереходы* (табл. 2, 3). В П. п. используются разл. явления, связанные с чувствительностью полупроводников к внеш. воздействиям (изменению темп-ры, действию света, электрич. и магн. полей и др.), а также поверхностные свойства полупроводников (контакт полупроводник — металл, полупроводник — диэлектрик и их сочетания).

Наряду с одиночными П. п., классификация к-рых приведена в табл. 1, 2, 3, к П. п. относят также полупроводниковые интегральные микросхемы — монолитные функциональные узлы, все элементы к-рых изготавливаются в едином технологич. процессе.

● Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д., Полупроводниковые приборы, 2 изд., М., 1973; Федотов Я. А., Основы физики полупроводниковых

Табл. 1. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ОДНОРОДНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Внешнее воздействие	Используемое явление (свойство)	Название прибора	Число электродов
Свет	1) Пропускание света выше определённой частоты; 2) Генерация носителей заряда под действием света	Оптич. фильтр	0
		Полупроводниковый лазер с оптич. накачкой	
Электронный пучок	Генерация носителей под действием электронов	Полупроводниковый лазер с накачкой электронным пучком	
Электрич. поле E	1) Электропроводность полупроводника: ток $I=\sigma E$; 2) *Ганна эффект*	Резистор (сопротивление)	
		Генератор Ганна	2
Свет частоты ω и E	Внутренний фотоэффект (см. *Фотопроводимость*) $I=\sigma(\hbar\omega)E$	Фотосопротивление (фоторезистор)	2
E и магн. поле H	Магниторезистивный эффект (*магнетосопротивление*)	Сопротивление (резистор), управляемое магн. полем	2
»	*Холла эффект* $V_H = f(E, H)$	Датчик Холла	4
E, темп-ра T	Зависимость электропроводности полупроводника от темп-ры $I=\sigma(T)E$	Термистор (терморезистор)	2
E, давление p	*Тензорезистивный эффект*	Тензодатчик	2

Табл. 2. МНОГОПЕРЕХОДНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

Внешнее воздействие	Название	Основные особенности	Число электродов
E_1 или E_2	Биполярный транзистор	Взаимосвязанные p — n- и n — p-переходы	3
E	Диодный тиристор	Четырёхслойная структура $p-n-p-n$	2
»	Триодный тиристор	$p-n-p-n$-структура с 1 управляющим электродом	3
»	Полевой транзистор с p — n-переходом	Униполярный транзистор с затвором в виде p — n-перехода	»
»	М — Д — П-диод	Диоды с М — Д — П-структурой (переменная ёмкость, светоизлучающие диоды, приёмники света)	2
»	М — Д — П-транзистор (М — Д — П-триод)	М — Д — П-структура	3

Табл. 3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ С ОДНИМ $p-n$-ПЕРЕХОДОМ, ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ ИЛИ ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК

Внешнее воздействие	Используемое явление	Название прибора	Число электродов
Свет	Вентильная *фотоэдс*	Полупроводниковый фотоэлемент, солнечная батарея	2
E	Вольтамперная характеристика $p-n$-перехода	Полупроводниковый диод — выпрямитель	2
»	Зависимость сопротивления $p-n$-перехода от приложенного напряжения	Варистор (переменное сопротивление)	2
»	Зависимость ёмкости $p-n$-перехода от приложенного напряжения	Варактор (переменная ёмкость)	2
»	Излучательная рекомбинация электронов и дырок в области гомо- или гетеро- $p-n$-перехода (спонтанная)	Светоизлучающий диод (электролюминесцентный диод)	2
»	N-образная вольтамперная характеристика сильно легированного (с двух сторон) $p-n$-перехода (вырождение)	Туннельный диод (усиление и генерирование электрич. колебаний с частотами 10 ТГц)	2
»	Излучательная рекомбинация (вынужденная) в области гомо- или (чаще) гетеро- $p-n$-переходов	*Инжекционный лазер*	2
»	Резкое возрастание тока через $p-n$-переход из-за лавинного пробоя и туннелирования	Стабилизатор напряжения	2
»	Генерация колебаний СВЧ, связанная с лавинным умножением и задержкой на время пролёта	Лавинно-пролётный диод (генератор)	2
»	Вольтамперная характеристика контакта металл — полупроводник (см. *Шотки барьер*)	Диод Шотки, диод Мотта, точечный диод	2
»	Генерация электронно-дырочных пар частицей, влетающей в обеднённый носителями слой вблизи контакта полупроводник — металл или вблизи $p-n$-перехода	*Полупроводниковый детектор* частиц	»
T	*Зеебека эффект*	Термопара, термогенератор	»
E, T	*Пельтье эффект*	Холодильник Пельтье	»
Свет, E	Генерация электронов и дырок в области $p-n$-перехода под действием света	Фотодиод (детектор света и др.)	»

Табл. 1, 2, 3 взяты (с нек-рыми изменениями) из монографии Зи С. М. (см. лит.).

приборов, 2 изд., М., 1969; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., М., 1973.

ПОЛУПРОВОДНИКО́ВЫЙ ДЕТЕ́КТОР, прибор для регистрации ч-ц, осн. элементом к-рого явл. кристалл *полупроводника*. Регистрируемая ч-ца, проникая в кристалл, генерирует в нём дополнит. (неравновесные) электронно-дырочные пары. Носители заряда (электроны и дырки) под действием приложенного электрич. поля «рассасываются», перемещаясь к электродам П. д. В результате во внеш. цепи П. д. возникает электрич. импульс, к-рый далее усиливается и регистрируется (рис.). Для достижения достаточно высокой чувствительности необходимо, чтобы в отсутствии регистрируемых ч-ц полупроводник был обеднён носителями, т. е. имел миним. электропроводность. Это достигается использованием $p-n$-перехода, на к-рый подают обратное (запирающее) напряжение V. Слой полупроводника вблизи границы $p-n$-перехода, обеднённый носителями заряда и обладающий высоким уд. электросопротивлением ρ, явл. чувствит. слоем П. д. Глубина чувствит. слоя $W=0{,}5\sqrt{\rho V}$ (W в мкм, ρ в Ом·см, V в В). Остальная часть кристалла полупроводника образует нечувствительный (мёртвый) слой.

Заряд, собранный на электродах П. д., пропорц. энергии, выделенной ч-цей при прохождении через чувствит. слой. Поэтому, если ч-ца полностью тормозится в нём, П. д. может работать как спектрометр. Ср. энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары, в полупроводнике мала (у Si — 3,8 эВ, у Ge — 2,9 эВ). В сочетании с высокой плотностью в-ва это позволяет получить высокую разрешающую способность по энергии $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$, достигающую $\sim$1% при $\mathcal{E}\sim$10 кэВ и $\sim$0,1% при $\mathcal{E}\sim$1000 кэВ. Если ч-ца полностью тормозится в чувствит. слое, то эффективность её регистрации $\sim$100%. Большая подвижность носителей тока в Ge и Si позволяет быстро собирать заряд на электродах за время $\sim10^{-8}$ с, что обеспечивает высокое временно́е разрешение П. д.

Высокое энергетич. разрешение П. д. может быть достигнуто лишь при охлаждении детекторов до темп-ры жидкого азота, т. к. из-за малой ширины запрещённой зоны в Si и Ge даже в случае собств. проводимости концентрация свободных носителей при комнатной темп-ре велика. Кроме того, при охлаждении существенно увеличивается подвижность носителей, благодаря чему обеспечивается более полный их сбор на электродах. В связи с этим П. д. обычно размещают в криостатах, в к-рых поддерживается вакуум $\sim10^{-6}$ мм рт. ст.

В П. д. используются т. н. поверхностно-барьерные (сплавные) переходы ($W\sim$1—2 мм, мёртвый слой $\sim$0,1—2 мкм) и диффузионные переходы. Введение примеси Li в Ge и Si (ионы Li захватывают носители и уменьшают проводимость) увеличивает W для плоских (п л а н а р н ы х) П. д. до 15 мм (диффузионно-дрейфовые П. д., имеющие *pin*-структуру) и позволяет создавать коаксиальные дрейфовые германиевые П. д. с примесью Li [Ge(Li)] с рабочим объёмом $\sim$200 см^3 для регистрации жёстких γ-квантов ($\mathcal{E}\geqslant$1 МэВ). Из «сверхчистого» Ge (концентрация примесей $\sim10^{-10}$ в 1 см^3), сопротивление к-рого близко к собственному, также изготавливают планарные П. д. площадью ок. 19 см^2 и $W\approx$16 мм и коаксиальные П. д. объёмом до 75 см^3.

Для обеднения носителями в П. д. используется также предварит. облучение кристалла γ-квантами. Образующиеся *радиационные дефекты* явл. ловушками для носителей (радиационные П. д.). Поверхностно-барьерные и диффузионные кремниевые П. д. обладают миним. толщиной мёртвого слоя (от десятых долей мкм до неск. мкм). Их используют для спектрометрии осколков *деления атомных ядер*, α-частиц с энергиями $\leqslant$20 МэВ, протонов с энергиями $\leqslant$5 МэВ и электронов с энергиями $\leqslant$200 кэВ. В этом случае пробег ч-ц ещё полностью укладывается в чувствит. слое П. д. Однако П. д. используются также для спектрометрии ч-ц более высоких энер-

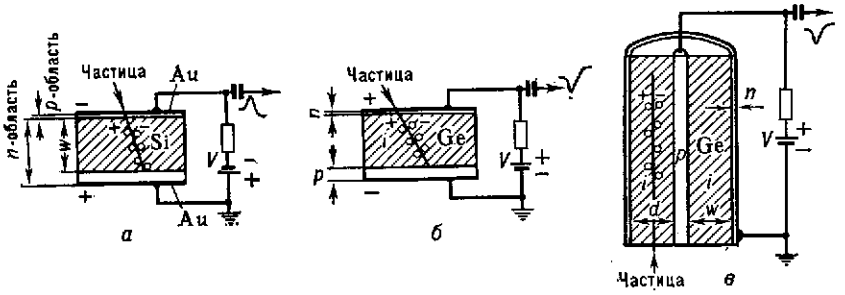


Рис. Полупроводниковые детекторы (штриховкой выделена чувствит. область): n — область полупроводника с электронной проводимостью; p — с дырочной; i — с собств. проводимостью; *а* — кремниевый поверхностно-барьерный детектор; *б* — планарный диффузионно-дрейфовый германиевый детектор; *в* — коаксиальный диффузионно-дрейфовый Ge(Li)-детектор.

гий, когда пробег ч-ц больше глубины обеднённой области. При этом с помощью П. д. определяют удельные ионизац. потери энергии ч-ц или их координаты с пространств. разрешением до 50 мкм (позиционно-чувствительные П. д.).

Для спектрометрии мягкого рентг. излучения обычно используют диффузионно-дрейфовые П. д. из кремния с примесью лития, а также германиевые П. д. Для спектрометрии γ-квантов применяют коаксиальные диффузионно-дрейфовые П. д. из Ge(Li) и из сверхчистого Ge. Применяют также полупроводники с большой шириной запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$ (CdTe с $\mathcal{E}_g$ = =1,5 эВ и HgI с $\mathcal{E}_g$=2,1 эВ). Однако из-за большей ср. энергии образования пары электрон — дырка их энергетич. разрешение хуже, чем в случае Ge и Si.

В процессе работы в П. д. происходит накопление радиац. дефектов в его чувствит. объёме, в результате чего его спектрометрич. св-ва ухудшаются. Предельные потоки для быстрых нейтронов 10^{12}—10^{13} $см^{-2}$, для α-частиц 10^{10} $см^{-2}$, для электронов с энергией 2—5 МэВ 10^{13}—10^{14} $см^{-2}$, для γ-квантов больше 10^8 рад.

● Дирнли Дж., Нортроп Д., Полупроводниковые счетчики ядерных излучений, пер. с англ., М., 1966; Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами, М., 1974.

А. Г. Беда.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР, *лазер* на основе полупроводникового кристалла. В отличие от лазеров др. типов, в П. л. используются излучательные квант. переходы между разрешёнными энергетич. зонами, а не дискр. уровнями энергии (см. *Полупроводники*). В полупроводниковой *активной среде* может достигаться очень большой показатель оптич. усиления (до 10^4 $см^{-1}$), благодаря чему размеры активного элемента П. л. исключительно малы (длина резонатора ~50 мкм — 1 мм). Помимо компактности, особенностями П. л. явл. малая инерционность (~10^{-9} с), высокий кпд (до 50%), возможность спектральной перестройки и большой выбор в-в для генерации в широком спектральном диапазоне от λ=0,3 мкм до 30 мкм (рис. 1). Активными ч-цами в П. л. служат избыточные (неравновесные) эл-ны проводимости и дырки, т. е. свободные носители заряда, к-рые могут инжектироваться, диффундировать и дрейфовать в активной среде. Важнейшим способом накачки в П. л. явл. инжекция через p — n-переход или *гетеропереход* (см. *Электронно-дырочный переход*), позволяющая осуществить непосредств. преобразование электрич. энергии в когерентное излучение (инжекционный лазер). Др. способами накачки служат электрич. пробой (напр., в т. н. стримерных лазерах), бомбардировка эл-нами (П. л. с электронной накачкой) и освещение (П. л. с оптич. накачкой). П. л. предложены Н. Г. Басовым и др., впервые осуществлены на p — n-переходе в кристалле GaAs Р. Холлом, М. И. Нейтеном (США) и др., с электронной накачкой Басовым с сотр.

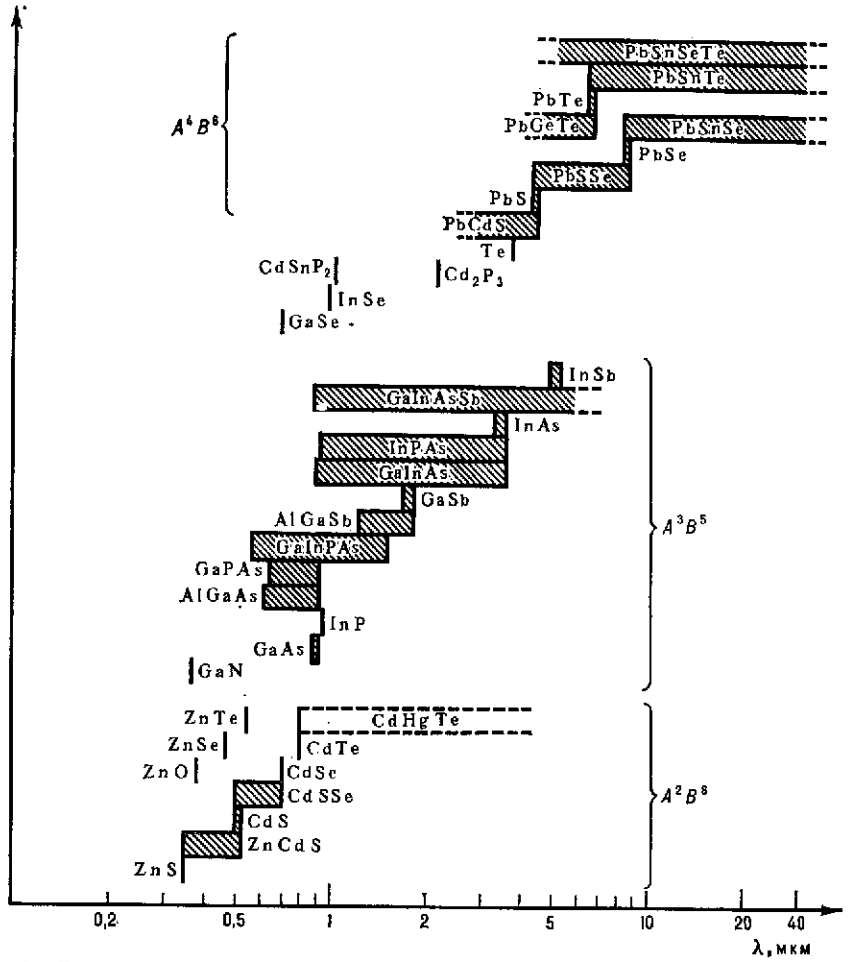


Рис. 1. Полупроводники, используемые в полупроводниковых лазерах, и спектральные диапазоны их излучения.

Оптич. усиление в полупроводниках возникает под действием интенсивной накачки при выполнении условий инверсии населённости уровней вблизи дна $\mathcal{E}_c$ в зоне проводимости и потолка $\mathcal{E}_v$ в валентной зоне (рис. 2). При этом вероятность заполнения эл-нами верхних рабочих уровней в разрешённой зоне (зоне проводимости) больше, чем нижних уровней (валентной зоны). В этом случае вынужденные излучат. переходы преобладают над поглощат. переходами. Величина оптич. усиления зависит не только от интенсивности накачки, но и от др. факторов: вероятности излучательной рекомбинации, внутр. квантового выхода излучения, темп-ры. В качестве лазерных материалов используются прямозонные полупроводники (напр., GaAs, CdS, PbS), в к-рых квант. выход излучения может достигать 100%. На непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) пока не удаётся создать П. л. Разнообразие полупроводниковых лазерных материалов позволяет перекрыть широкий спектральный диапазон с помощью П. л. (табл. 1, 2).

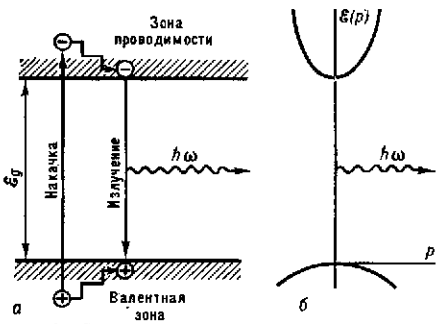


Рис. 2. Схема накачки (*а*) и зонная диаграмма (*б*) полупроводника, используемого в полупроводниковом лазере; $\mathcal{E}$ — энергия эл-на, p — квазиимпульс, $\hbar\omega$ — энергия испускаемого кванта.

Инжекционный П. л. представляет собой полупроводниковый диод, две плоскопараллельные грани к-рого, перпендикулярные плоскости p—n-перехода и гетероперехода, служат зер-

Табл. 1. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Рабочее вещество	T, K	λ, мкм	Пороговая плотность тока, кА/см²	Мощность излучения, Вт	
				непрерывная	импульсная
GaAs	4—20	0,84	0,1	12	—
	77—90	0,85—0,86	0,5	3—4	5—100
	300	0,89	1	0,2	10
	400	0,92	7,5	—	—
$Al_xGa_{1-x}As$	77	0,66	—	0,05	—
	300	0,77	2—3	0,01	—
InAs	4—20	3,2	1	0,05	0,1
InSb	4,2	5,2	0,5	—	—
PbS	4,2	4,3	0,35	0,01	—
$Pb_{1-x}Sn_xTe$	12	9—11	0,05—0,4	0,001	0,01

Табл. 2. ПОЛУПРОВОДНИКИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ГЕТЕРОЛАЗЕРАХ

Активный слой	Широкозонные эмиттеры	Подложка	Диапазоны длин волн, мкм	Рабочая темп-ра, К
GaInPAs	GaInP; GaInPAs	GaAs	0,575—0,600	77
			0,637—0,660	300
GaPAs	AlGaPAs	»	0,74—0,80	300
AlGaAs	AlGaAs; AlGaAsP	»	0,69—0,90	300
GaAs	AlGaAs; AlGaAsP; GaInP	»	0,88—0,90	300
GaAsSb	AlGaAsSb	»	0,945—1,00	300
GaInAs	GaInP	»	0,90—1,15	300
GaInAsP	InP; GaInAsP	InP	1,0—1,67	300
GaSb	AlGaAsSb	GaSb	1,6—1,8	300
AlGaAsSb	AlGaAsSb	»	1,3—1,6	300
GaInAsSb	GaSb	»	1,8—2,0	77
PbSSe	PbS	PbS	4,1—6,4	20—180
PbSnTe	PbTe	PbTe	10—16	4—110

калами *оптического резонатора* (коэфф. отражения ~30%, рис. 3). Иногда применяются внеш. резонаторы. Инверсия заполнения достигается при большом прямом токе через диод за счёт инжекции избыточных носителей в слой, прилегающий к переходу. Генерация когерентного излучения возникает в полосе краевой *люминесценции*, если оптич. усиление способно превзойти потери энергии, связанные с выводом излучения наружу, поглощением и рассеянием внутри резонатора. Ток, соответствующий началу генерации, наз. пороговым. Плотность порогового тока в инжекционных П. л. обычно ~1 кА/см² (табл. 1).

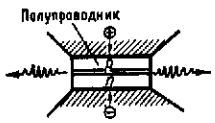
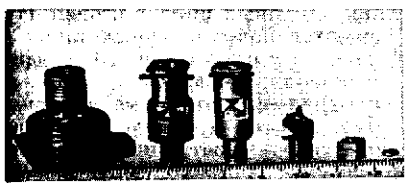


Рис. 3. Вверху инжекционный лазер на p—n-переходе; внизу — образцы инжекционных полупроводниковых лазеров.



Наибольшее распространение получили П. л. на основе гетероструктур (гетеролазеры), они имеют наиболее низкие пороговые плотности тока при темп-рах 300 К. Гетеролазер содержит 2 гетероперехода, один типа p — n, инжектирующий эл-пы (эмиттер), и другой, типа p — p, ограничивающий диффузное растекание носителей заряда из активного слоя; активная область заключена между ними. В т. н. полосковых лазерах активная область в форме узкой полоски шириной 1—20 мкм протягивается вдоль оси резонатора от одного зеркала к другому. Благодаря малым размерам активной области пороговый ток полосковых гетеролазеров достаточно мал (5—150 мА) для получения непрерывной генерации при T=300 К. Мощность излучения таких П. л. (~100 мВт) ограничена перегревом активной области. В коротких импульсах П. л. испускают большую мощность (до 100 Вт), к-рая ограничена оптич. разрушением торцевых граней. Многоэлементные инжекционные П. л. создают в импульсе мощность до 10 кВт.

Полупроводники, из к-рых могут быть изготовлены гетеролазеры, при разл. хим. составе должны обладать одинаковым периодом крист. решётки. Используются многокомпонентные тв. растворы, среди к-рых можно найти непрерывные ряды в-в с постоянным периодом решётки (изопериодические системы). Напр., в гетеролазере на основе твёрдых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ гетероструктуру составляют слои (рис. 4): $p(Al_xGa_{1-x}As)$; $p(GaAs)$; $n(Al_xGa_{1-x}As)$.

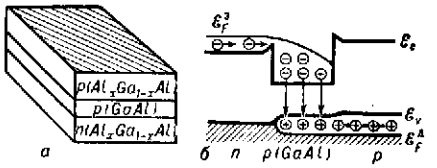


Рис. 4. Схема гетеролазера с двухсторонней гетероструктурой на основе AlGaAs (*а*) и его энергетич. диаграмма (*б*); $\mathcal{E}_c$ и $\mathcal{E}_v$ — края зоны проводимости и валентной зоны; $\mathcal{E}_F^э$ и $\mathcal{E}_F^д$ — энергии Ферми для эл-нов и дырок.

В П. л. с электронной накачкой используются пучки быстрых эл-нов с энергией 10^4—10^5 эВ (как правило, меньшей порога образования *радиационных дефектов* в кристалле). Избыточные носители заряда образуются в результате ионизации при замедлении быстрых эл-нов. Глубина проникновения эл-нов зависит от энергии и может достигать 10^{-2} см. П. л. этого типа, помимо активного элемента, содержат источник высокого напряжения, электронную пушку и систему фокусировки и управления пучком. Достоинство

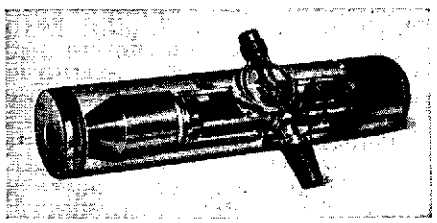


Рис. 5. Полупроводниковые лазеры с электронной накачкой в отпаянной трубке.

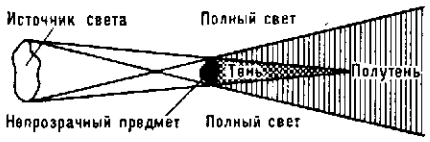
П. л. с электронной накачкой — возможность сканирования излучающего пятна по активному элементу, что позволяет осуществить воспроизведение и проектирование на большой экран телевизионного изображения (разновидность лазерного телевидения). Мощность излучения в импульсе в П. л. этого типа может достигать 1 МВт (при накачке большого объёма кристалла или многоэлементной мишени). П. л. с электронной накачкой изготовляются в виде отпаянной вакуумной трубки с оптич. окном для вывода лазерного излучения (рис. 5).

● Басов Н. Г., Полупроводниковые квантовые генераторы, «УФН», 1965, т. 85, в. 4; Богданкевич О. В., Дарзнек С. А., Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1976; Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры и преобразователи, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т. 14, ч. 1, М., 1978.

П. Г. Елисеев.

ПОЛУТЕНЕВЫЕ ПРИБО́РЫ, название одного из типов поляриметров, в к-рых измерение угла *вращения плоскости поляризации* сводится к визуальному уравниванию яркости двух половин поля зрения прибора. Подробнее см. в ст. *Поляриметр*.

ПОЛУТЕ́НЬ, пространство между областями полной тени и полного света, образующееся за непрозрачным телом при освещении его источником света



с большими угловыми размерами (рис.). В области П. видна только часть источника (в тени источник не виден совсем).

ПО́ЛЮС МАГНИ́ТНЫЙ, см. *Магнитный полюс*.

ПОЛЯ́ ФИЗИ́ЧЕСКИЕ, особая форма материи; физ. система с бесконечно большим числом степеней свободы. Примерами П. ф. могут служить эл.-магн. и гравитац. поля, поле яд. сил, а также волновые (квантованные) поля, соответствующие разл. элем. ч-цам.

Понятие поля (электрич. и магн.) было введено англ. учёным М. Фарадеем (30-е гг. 19 в.). Концепция поля явилась возрождением теории близкодействия (см. *Взаимодействие*), основоположником к-рой был франц. учёный Р. Декарт (1-я пол. 17 в.). В 60-х гг. 19 в. англ. физик Дж. Максвелл развил идею Фарадея об эл.-магн. поле и сформулировал математически его законы (*Максвелла уравнения*).

Согласно концепции, поля, участвующие во вз-ствии ч-цы, создают в каждой точке окружающего их пр-ва особое состояние — поле сил, проявляющееся в силовом воздействии на др. ч-цы, помещаемые в к.-л. точку этого пр-ва. Первоначально выдвигалась механистич. интерпретация поля как упругих напряжений гипотетич. среды — «эфира». Теория относительности, отвергнув «эфир» как особую упругую среду, вместе с тем придала фундам. смысл понятию П. ф. как первичной физ. реальности. Согласно теории относительности, скорость распространения любого вз-ствия не может превышать скорости света в вакууме. Поэтому в системе взаимодействующих ч-ц сила, действующая в данный момент времени на к.-л. ч-цу системы, не определяется расположением др. ч-ц в этот же момент времени, т. е. изменение положения одной ч-цы сказывается на др. ч-це не сразу, а через определённый промежуток времени. Т. о., вз-ствие ч-ц, относит. скорость к-рых сравнима со скоростью света, можно описывать только через создаваемые ими поля.

П. ф. не только осуществляют вз-ствие между ч-цами; могут существовать и проявляться с в о б о д н ы е П. ф. независимо от создавших их ч-ц (напр., *электромагнитные волны*). Поэтому ясно, что их следует рассматривать как особую форму материи.

Каждому типу вз-ствий в природе отвечают определённые П. ф. Описание П. ф. в классич. (неквантовой) теории поля производится с помощью одной или неск. (непрерывных) ф-ций поля, зависящих от координаты точки (x, y, z), в к-рой рассматривается поле, и от времени (t). Так, эл.-магн. поле может быть полностью описано с помощью четырёх ф-ций: скалярного потенциала $\varphi(x, y, z, t)$ и вектор-потенциала $A(x, y, z, t)$, к-рые вместе составляют четырёхмерный вектор в пространстве-времени. Напряжённости электрич. и магн. полей выражаются через производные этих ф-ций. В общем случае число независимых ф-ций определяется числом внутр. степеней свободы ч-ц, соответствующих данному полю (см. ниже), напр. их *спином*, *изотопическим спином* и т. д. Исходя из общих принципов — требований *релятивистской инвариантности* и нек-рых более частных предположений (напр., для эл.-магн. поля — *суперпозиции принципа* и градиентной инвариантности), можно из ф-ций поля составить выражение для *действия* и с помощью *наименьшего действия принципа* получить дифф. ур-ния, определяющие поле. Значения ф-ций поля в каждой отд. точке можно рассматривать как *обобщённые координаты* П. ф. Следовательно, П. ф. представляется как физ. система с бесконечным числом степеней свободы. По общим правилам механики можно получить выражение для *обобщённых импульсов* П. ф. и найти плотности энергии, импульса и момента кол-ва движения поля.

Опыт показал (сначала для эл.-магн. поля), что энергия и импульс поля изменяются дискр. образом, т. е. П. ф. можно поставить в соответствие определённые ч-цы (напр., эл.-магн. полю — *фотоны*, гравитационному — *гравитоны*). Это означает, что описание П. ф. с помощью полевых ф-ций явл. лишь приближением, имеющим определённую область применимости. Чтобы учесть дискр. св-ва П. ф. (т. е. построить квант. теорию поля), необходимо считать обобщённые координаты и импульсы П. ф. не числами, а *операторами*, для к-рых выполняются определённые перестановочные соотношения. (Аналогично осуществляется переход от классич. механики к квант. механике.)

В квант. механике доказывается, что систему взаимодействующих ч-ц можно описать с помощью нек-рого квант. поля (*вторичное квантование*). Т. о., не только каждому П. ф. соответствуют определённые ч-цы, но и, наоборот, всем известным ч-цам соответствуют квантованные поля. Этот факт явл. одним из проявлений *корпускулярно-волнового дуализма* материи. Квантованные поля описывают уничтожение (или рождение) ч-ц и одновременно рождение (уничтожение) античастиц. Таким полем явл., напр., электрон-позитронное поле в квант. электродинамике.

Вид перестановочных соотношений для операторов поля зависит от спина ч-ц, соответствующих данному полю. Как показал швейц. физик В. Паули (1941), для ч-ц с целым спином операторы поля коммутируют и ч-цы подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*, а для ч-ц с полуцелым спином — антикоммутируют и соответствующие ч-цы подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. Если ч-цы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна (напр., фотоны и гравитоны), то в одном и том же квант. состоянии может находиться много (в пределе — бесконечно много) ч-ц.

В указанном пределе ср. величины квант. полей переходят в обычные классич. поля (напр., в классич. эл.-магн. и гравитац. поля, описываемые непрерывными ф-циями координат и времени). Для полей, отвечающих ч-цам с полуцелым спином, соответствующих классич. полей не существует.

Совр. теория элем. ч-ц строится как теория взаимодействующих квант. П. ф.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2); Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980.

С. С. Герштейн.

ПОЛЯРИЗА́ТОР, устройство для получения полностью или (реже) частично поляризованного оптич. излучения из излучения с произвольными поляризационными хар-ками (см. *Поляризация света*). П.— простейший поляризационный прибор и один из осн. элементов более сложных таких приборов. Л и н е й н ы е П., дающие плоскополяризованный свет,— либо оптически анизотропные *поляризационные призмы* и *поляроиды*, либо оптич. *стопы* изотропных пластинок, прозрачных в нужной области спектра.

В качестве циркулярного П. для получения света, поляризованного по кругу, обычно применяют совокупность линейного П. и пластинки четверть длины волны (см. *Компенсатор оптический*). Любой П. может быть использован и как *анализатор* поляризованного излучения. См. также *Поляризационные приборы*. *В. С. Запасский.*

ПОЛЯРИЗАЦИО́ННАЯ МИКРОСКОПИ́Я, см. *Микроскоп*, *Поляризационные приборы*.

ПОЛЯРИЗАЦИО́ННО-ОПТИ́ЧЕСКИЙ МЕ́ТОД ИССЛЕ́ДОВАНИЯ напряжений, метод изучения напряжений в деталях машин и строит. конструкциях на прозрачных моделях. Основан на свойстве большинства прозрачных изотропных материалов (стекло, целлулоид, желатин, пластмассы — оптически чувствительные или пьезооптич. материалы) становиться при деформации оптически анизотропными, т. е. на возникновении искусств. двойного лучепреломления (т. н. пьезооптич. эффекта). Гл. значения тензора диэлектрич. проницаемости в пределах упру-

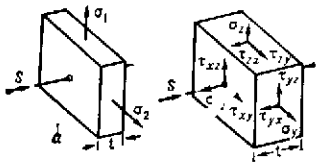


Рис. 1. Схемы: *а* — пластинки, нагруженной в своей плоскости; *б* — элемента объёма в напряжённом состоянии; σ — нормальные напряжения; τ — касательные напряжения.

гости линейно связаны с гл. напряжениями. Так, напр., для пластинки, нагруженной в своей плоскости, одно главное напряжение σ_3, направленное нормально к пластинке (рис. 1, *а*), равно нулю и одна из гл. плоскостей оптич. симметрии совпадает с плоскостью пластинки. Если на пластинку

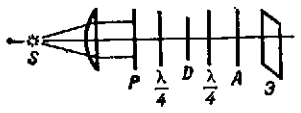


Рис. 2. Схема кругового полярископа (λ/4 — компенсирующие пластинки; *Э* — экран).

D в круговом *полярископе* (рис. 2) падает свет перпендикулярно к её плоскости, то интенсивность света, прошедшего анализатор *A*, будет равна $I=I_0\sin\frac{\pi\Delta}{\lambda}$, где I_0 — интенсивность света, прошедшего поляризатор *P*, λ — длина волны света лампы *S* полярископа, $\Delta=Cd(\sigma_1-\sigma_2)$ — оптич. разность хода, *d* — толщина пластинки, σ_1 и σ_2 — гл. напряжения, *C* — т. н. относительный оптич. коэфф. напряжений. Это ур-ние (т. н. ур-ние Вертгейма) — основное при решении плоских задач П.-о. м. и. При просвечивании монохроматич. светом в точках интерференц. изображения модели, в к-рых $\Delta=m\lambda$ (*m* — целое число), наблюдается погашение света; в точках, где $\Delta=(2m+1)\lambda/2$, — макс. освещённость. На изображении модели (рис. 3) получаются светлые и тёмные полосы разных порядков *m* (картина полос). Точки, лежащие на одной и той же полосе, имеют одинаковую Δ, т. е. одинаковые $\sigma_1-\sigma_2=2\tau_{max}=\Delta Cd$ (где τ_{max} — макс. касательное напряжение). При белом свете точки с одинаковыми τ_{max} соединяются линиями одинаковой окраски — изохромами. Чтобы получить значения $\sigma_1-\sigma_2$ (или τ_{max}), в данной точке достаточно опреде-

Рис. 3. Картина полос при равномерном растягивании пластинки с круглым отверстием.

лить *C* для материала модели и измерить компенсатором Δ или можно определить σ_0 модели и подсчитать порядок полосы *m* ($\sigma_0=\lambda/Cd$ — разность гл. напряжений в модели, вызывающих разность хода $\Delta=\lambda$; *C* и σ_0 получают при простом растяжении, сжатии или чистом изгибе образцов из материала модели). Т. к. при нормальном просвечивании плоской модели можно получить только разность гл. напряжений и их направление, то для определения σ_1 и σ_2 в отдельности существуют дополнит. физико-механич. способы измерения $\sigma_1+\sigma_2$, а также графовычислит. методы разделения σ_1 и σ_2 по известным $\sigma_1-\sigma_2$ и их направлению, использующие ур-ния механики сплошной среды.

Для исследования напряжений на объёмных моделях применяется метод «замораживания» деформаций. Модель из материала, обладающего свойством «замораживания» (отверждённые эпоксидные, фенолформальдегидные смолы и др.), нагревается до темп-ры высокоэластич. состояния, нагружается и под нагрузкой охлаждается до комнатной темп-ры (темп-ры стеклования). После снятия нагрузки деформации, возникающие в высокоэластичном состоянии, и сопровождающая их оптич. анизотропия фиксируются. «Замороженную» модель распиливают на тонкие пластинки (срезы) толщиной 0,6—2 мм, к-рые исследуют в обычном полярископе.

Применяется также метод рассеянного света, при к-ром тонкий пучок параллельных лучей поляризованного света пропускается через объёмную модель и даёт в каждой точке на своём пути рассеянный свет, к-рый наблюдается в направлении, перпендикулярном к пучку. Состояние поляризации по линии каждого луча от точки к точке меняется соответственно напряжениям в этих точках. Существует метод, при к-ром в изготовленную из оптически нечувствительного к напряжениям прозрачного материала (спец. органич. стекла) объёмную модель вклеивают тонкие пластинки из оптически чувствит. материала. Измерения во вклейках проводят как на плоской модели — с просвечиванием нормально или под углом к поверхности вклейки.

П.-о. м. и. применяется для изучения напряжений в плоских и объёмных деталях в пределах упругости в тех случаях, когда применение вычислит. методов затруднено или невозможно. П.-о. м. и. напряжений используется для изучения пластич. деформаций (метод фотопластичности), динамич. процессов, температурных напряжений (метод фототермоупругости), для моделирования при решении задач ползучести (метод фотоползучести) и др. нелинейных задач механики деформируемого тела.

Применяется также метод оптически чувствит. наклеек (слоёв), наносимых на поверхности натурных деталей. Слой оптически чувствит. материала наносится на поверхность металлич. детали или её модели в жидком виде и затем подвергается полимеризации или наклеивается на деталь в виде пластинки; это обеспечивает равенство деформаций нагруженной детали и покрытия. Деформации в покрытии определяются по измеренной в нём разности хода в отражённом свете при помощи односторонних полярископов.

Так как П.-о. м. и. напряжений ведётся на моделях, то он заканчивается переходом от напряжений в модели к напряжениям в детали. В простейшем случае $\sigma_{дет}=\sigma_{мод}\cdot\beta/\alpha^2$, где α и β — масштабы геом. и силового подобий.

● Александров А. Я., Ахметзянов М. Х., Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела, М., 1973; Абен Х. К., Интегральная фотоупругость, Тал., 1975; Метод фотоупругости, под ред. Г. Л. Хесина, т. 1—3, М., 1975.

В. И. Савченко.

ПОЛЯРИЗАЦИО́ННЫЕ ПРИБО́РЫ, оптич. приборы для обнаружения, анализа, получения и преобразования поляризованного *оптического излучения* (света), а также для разл. исследований и измерений, основанных на явлении *поляризации света*. Простейшие устройства для получения и преобразования поляризованного света — линейные и циркулярные *поляризаторы* (П), фазовые пластинки, *компенсаторы оптические*, деполяризаторы и пр. В более сложные конструкции и установки для количеств... поляризационно-оптич. исследований, кроме перечисленных выше устройств, входят также приёмники света, *монохроматоры*, разл. электронные приборы и др.

Для получения полностью или частично поляризованного света используется одно из трёх физ. явлений: 1) поляризация при *отражении света*

или *преломлении света* на границе раздела двух прозрачных сред; 2) л и н е й н ы й *дихроизм*; 3) *двойное лучепреломление*. Свет, отражённый от поверхности, разделяющей две среды с разными *преломления показателями* n, всегда частично поляризован. Если же луч света падает на границу раздела под углом Брюстера (см. *Брюстера закон*), то отражённый луч поляризован полностью. Недостатки отражат. П.— малость коэфф. отражения и сильная зависимость степени поляризации p от угла падения и длины световой волны. Преломлённый луч также частично поляризован, причём его p монотонно возрастает с увеличением угла падения. Пропуская свет последовательно через неск. прозрачных плоскопараллельных пластин, можно достичь того, что p прошедшего света будет значительна (см. *Стопа* в оптике).

Среды, обладающие *оптической анизотропией* в области полос *поглощения света*, неодинаково поглощают о б ы к н о в е н н ы й и н е о б ы к н о в е н н ы й лучи (линейный дихроизм). Если толщина пластинки, вырезанной из анизотропного кристалла (с полосами поглощения в нужной области спектра) параллельно его *оптической оси*, достаточна, чтобы один из лучей поглотился практически нацело, то прошедший через пластинку свет будет полностью поляризован. Такие П. наз. д и х р о и ч н ы м и. К дихроичным П. относятся, в частности, *поляроиды*. П., действие к-рых основано на явлении двойного лучепреломления, описаны в ст. *Поляризационные призмы*. Они незаменимы в УФ области спектра и при работе с мощными потоками оптич. излучения.

Пластинки из оптически анизотропных материалов, вносящие сдвиг фазы между двумя взаимно перпендикулярными компонентами электрич. вектора E проходящего через них излучения, наз. ф а з о в ы м и, или в о л н о в ы м и, пластинками (ФП) и предназначены для изменения состояния поляризации излучения. Так, циркулярные или эллиптич. П. обычно представляют собой совокупность линейного П. и ФП. Для получения света, поляризованного по кругу (циркулярно), применяют ФП, вносящую сдвиг фазы в 90° (п л а с т и н к а ч е т в е р т ь д л и н ы в о л н ы; см. *Компенсатор оптический*). Двулучепреломляющие ФП изготовляют из материалов как с естественной, так и с индуцированной оптич. анизотропией. Применяются также отражат. ФП (напр., р о м б Ф р е н е л я), принцип действия к-рых основан на изменении состояния поляризации света при его *полном внутреннем отражении*. Преимуществом отражат. ФП перед двупреломляющими явл. почти полное отсутствие зависимости фазового сдвига от длины волны. Все П. (линейные, циркулярные, эллиптич.) могут использоваться и как *анализаторы*. Анализ эллиптически поляризованного света производят с помощью компенсаторов *разности хода*.

Приборы для поляризационно-оптич. исследований отличает чрезвычайное разнообразие сфер применения, конструктивного оформления и принципов действия. Их используют для фотометрич. и пирометрич. измерений, кристаллооптич. исследований, изучения механич. напряжений в конструкциях (см. *Поляризационно-оптический метод исследования* напряжений), в микроскопии, в *поляриметрии* и *сахариметрии*, в скоростной фото- и киносъёмке, геодезич. устройствах, в системах *оптической локации* и *оптической связи*, в схемах управления *лазеров*, для физ. исследований электронной структуры атомов, молекул и тв. тел и мн. др.

Элементом большинства П. п. явл. схема, состоящая из последовательно расположенных на одной оси линейного П. и анализатора. Если их *плоскости поляризации* взаимно перпендикулярны, схема не пропускает свет (установка на гашение). Изменение угла между этими плоскостями приводит к изменению интенсивности проходящего через систему света по *Малюса закону*. Особое удобство этой схемы для сравнения и измерения интенсивностей световых потоков обусловило её преимуществ. применение в фотометрич. П. п.— *фотометрах* и с п е к т р о ф о т о м е т р а х (как с визуальной, так и с фотоэлектрич. регистрацией). П. п. представляют собой осн. элементы оборудования для кристаллооптич. исследований сред, обладающих оптич. анизотропией. При таких исследованиях широко применяются поляризац. микроскопы (см. *Микроскоп*), позволяющие на основе визуальных наблюдений делать выводы о характере и величине оптич. анизотропии в-ва. Для прецизионного анализа оптич. анизотропии и её зависимости от длины волны излучения применяются автоматич. приборы с фотоэлектрич. регистрацией. Практически всегда при количеств. анализе анизотропии требуется сопоставить оптич. св-ва среды для двух ортогональных поляризаций. Это сопоставление в электронной схеме прибора обычно производится на частоте, удобной для усиления сигнала и подавления шумов. Поэтому П. п. такого назначения часто включают поляризац. модулятор (см. *Модуляция света*).

П. п. используются для обнаружения и количеств. определения поляризации света. Простейшие из таких П. п.— *поляризкопы*. Предельно обнаруживаемая примесь поляризованного света определяется, в принципе, интенсивностью света, а практически достигает относит. значений $\sim 10^{-8}$.

Существ. роль в хим. и биофиз. исследованиях играет обширный класс П. п., служащий для измерения вращения плоскости поляризации в средах с естеств. или наведённой магн. полем оптич. активностью (*поляриметры*) и дисперсии этого вращения (с п е к т р о п о л я р и м е т р ы). Простыми, но практически очень важными П. п. явл. *сахариметры* — приборы для измерения содержания сахара в растворах.

● Ш и ш л о в с к и й А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; М е л а н х о л и н Н. М., Методы исследования оптических свойств кристаллов, М., 1970; В а с и л ь е в Б. И., Оптика поляризационных приборов, М., 1969. *В. С. Запасский.*

ПОЛЯРИЗАЦИО́ННЫЕ ПРИЗМЫ, простейшие *поляризационные приборы*, один из классов *призм оптических*. П. п. служат линейными *поляризаторами* — с их помощью получают линейно-поляризованное *оптическое излучение* (см. *Поляризация света*). Обычно П. п. состоят из двух или более трёхгранных призм, по меньшей мере одна из к-рых вырезается из оптически анизотропного (см. *Оптическая анизотропия*) кристалла. Проходящее через них излучение преодолевает наклонную границу раздела двух сред, на к-рой условия *преломления света* для компонент светового пучка, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, резко различаются. В частности, для одной из этих компонент на границе раздела могут выполняться условия *полного внутреннего отражения*, в результате чего через П. п. проходит лишь др. компонента. Так, напр., для П. п. Николя

Рис. 1. Призма Николя. Штриховка указывает направление оптич. осей кристаллов в плоскости чертежа. Направления электрич. колебаний световых волн указаны на лучах стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками (колебания перпендикулярны плоскости рисунка) *o* и *e* — обыкновенный и необыкновенный лучи. Чернение на нижней грани призмы поглощает полностью отражаемый от плоскости склейки обыкновенный луч.

(рис. 1) и Фуко пропускается н е о б ы к н о в е н н ы й л у ч *e* (см. *Двойное лучепреломление*, *Кристаллооптика*), а отсекается — поглощается или выводится в сторону — о б ы к н о в е н н ы й л у ч *o*. В П. п. из стекла с вклеенной крист. пластинкой (рис. 2) проходит обыкновенный луч, а отражается необыкновенный. Подобные П. п. наз. о д н о л у ч е в ы м и. Д в у х л у ч е в ы е П. п. пропускают обе взаимно перпендикулярно линейно-поляризованные компоненты исходного пучка, пространственно разделяя их. Чаще всего П. п. изготовляют из исландского шпата $CaCO_3$, крист. кварца SiO_2 или фтористого магния MgF_2.

Трёхгранные призмы, из к-рых состоят однолучевые П. п., склеивают прозрачным в-вом с *преломления показателем* n, близким к ср. значению n обыкновенного (n_o) и необыкновенного (n_e) лучей. Во мн. П. п. их части разделены не клеем, а возд.

Рис. 2. Поляризац. призма из стекла и исландского шпата. Точки в прослойке шпата указывают, что его оптич. ось перпендикулярна плоскости рисунка.

прослойкой; это снижает потери на поглощение при высоких плотностях излучения и имеет ряд преимуществ при работе в УФ области спектра. Для того чтобы один из лучей претерпевал на границе раздела (склейки) полное внутр. отражение, выбираются определённые значения преломляющих углов трёхгранных призм и определённые ориентации оптич. осей кристаллов, из к-рых они вырезаны. Такое отражение происходит, если углы падения лучей на П. п. не превышают нек-рых предельных углов I_1 и I_2 (см., напр., рис. 3 — П. п. Глана — Томсона). Сумма I_1+I_2 наз. апертурой полной поляризации П. п.

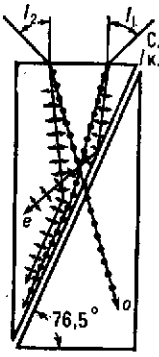


Рис. 3. Предельные углы падения I_1 и I_2 лучей на поляризац. призму Глана — Томсона.

В П. п. со скошенными гранями (Николя, Фуко и др.) проходящий луч испытывает параллельное смещение; поэтому при вращении призмы вокруг луча смещённый луч также вращается вокруг него. От этого недостатка свободны П. п. в форме прямоугольных параллелепипедов: Глана — Томсона, Глана (рис. 4) и пр.

Из двухлучевых П. п. наиболее распространены П. п. Рошона, Сенармона, Волластона (рис. 5). В П. п. Рошона и Сенармона обыкновенный луч не меняет своего направления, а необыкновенный отклоняется на угол θ (5—6°), зависящий от длины волны света. П. п. Волластона даёт при перпендикулярном падении симметричное отклонение o и e лучей. П. п. незаменимы при работе в УФ области спектра и в мощных потоках оптич. излучения и позволяют получать однородно поляризованные пучки, степень поляризации к-рых лишь на $\sim 10^{-5}$ отличается от 1.

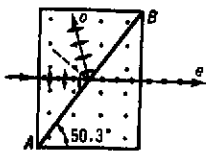


Рис. 4. Поляризац. призма Глана. AB — возд. промежуток. Точки на обеих трёхгранных призмах указывают, что их оптич. оси перпендикулярны плоскости рисунка.

Рис. 5. Двухлучевые поляризац. призмы: *а* — призма Рошона; *б* — призма Сенармона; *в* — призма Волластона. Штриховка указывает направление оптич. осей кристаллов в плоскости рисунка.

● См. лит. при ст. *Поляризационные приборы, Поляризация света.* *В. С. Запасский.*

ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ ВА́КУУМА, специфич. релятивистское квант. явление, заключающееся, в узком смысле слова, в рождении виртуальных пар заряж. частиц-античастиц (напр., пар электрон-позитрон) из вакуума под влиянием заряж. ч-цы, приводящее к частичной экранировке её заряда (см. *Вакуум физический*). Этот эффект аналогичен поляризации диэлектрич. среды внесённым в неё зарядом, что и обусловило назв. явления.

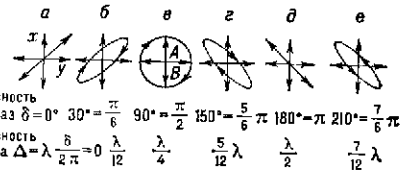
В широком смысле слова П. в.— процессы рождения и поглощения виртуальных ч-ц, сопровождающие движение физ. ч-цы; в этом смысле П. в. ответственна как за *радиационные поправки* к квантовомеханич. эффектам, так и за существование нек-рых квантовополевых эффектов, напр. за вз-ствие нейтральных ч-ц с эл.-магн. полем. См. *Квантовая теория поля, Квантовая электродинамика.* *Д. В. Ширков.*

ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ СВЕ́ТА, физ. характеристика оптич. излучения, описывающая поперечную анизотропию световых волн, т. е. неэквивалентность разл. направлений в плоскости, перпендикулярной световому лучу. Первые указания на поперечную анизотропию светового луча были получены голл. учёным Х. Гюйгенсом в 1690 при опытах с кристаллами исл. шпата. Понятие «П. с.» было введено в оптику англ. учёным И. Ньютоном в 1704—06. Существ. значение для понимания П. с. имело её проявление в эффектах *интерференции света* и, в частности, тот факт, что два световых луча с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации непосредственно не интерферируют. П. с. нашла естеств. объяснение в эл.-магн. теории света англ. физика Дж. К. Максвелла (1865—73).

Поперечность эл.-магн. волн лишает волну осевой симметрии относительно направления распространения из-за наличия выделенных направлений (вектора E — напряжённости электрич. поля и вектора H — напряжённости магн. поля) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Поскольку векторы E и H эл.-магн. волны перпендикулярны друг другу, для полного описания состояния поляризации светового пучка требуется знание поведения лишь одного из них. Обычно для этой цели выбирается вектор E (см. *Плоскость поляризации*).

Свет, испускаемый к.-л. отдельно взятым элементарным излучателем (атомом, молекулой), в каждом акте излучения всегда поляризован. Но макроскопич. источники света состоят из огромного числа таких частиц-излучателей; пространств. ориентации векторов E и моменты актов испускания света отд. ч-цами в большинстве случаев распределены хаотически. Поэтому в общем излучении направление E в каждый момент времени непредсказуемо. Подобное излучение наз. неполяризованным, или *естественным светом.*

Свет наз. полностью поляризованным, если две взаимно перпендикулярные компоненты (проекции) вектора E светового пучка совершают колебания с постоянной во времени разностью фаз. Обычно состояние П. с. изображается с помощью эллипса поляризации — проекции траектории конца вектора E на плоскость, перпендикулярную лучу



Примеры разл. поляризаций светового луча при разл. разностях фаз между взаимно перпендикулярными компонентами E_x и E_y. Плоскость рисунков перпендикулярна направлению распространения света. *а* и *д* — линейные поляризации; *в* — круговая поляризация; *б*, *г* и *е* — эллиптич. поляризации. Рисунки соответствуют положит. разностям фаз δ (опережению вертик. колебаний по сравнению с горизонтальными). λ — длина волны света.

(рис.). Проекционная картина полностью поляризованного света в общем случае имеет вид эллипса с правым или левым направлением вращения вектора E во времени (рис., *б*, *г*, *е*). Такой свет наз. эллиптически поляризованным. Наибольший интерес представляют предельные случаи эллиптич. поляризации — линейная, когда эллипс поляризации вырождается в отрезок прямой линии (рис., *а*, *д*), определяющий положение плоскости поляризации, и циркулярная (или круговая), когда эллипс поляризации представляет собой окружность (рис., *в*). В первом случае свет называется плоско- или линейно поляризованным, а во втором — право- или лево-циркулярно поляризованным в зависимости от направления вращения вектора E.

Если фазовое соотношение между компонентами вектора E изменяется за времена существенно меньшие времени измерения состояния поляризации, то свет проявляется как не пол-

ностью поляризованный. Состояние поляризации частично поляризованного света описывается параметром степени поляризации, отражающим степень преимуществ. фазового сдвига (фазовой корреляции) между компонентами вектора E световой волны. Если этот фазовый сдвиг равен нулю, то свет обнаруживает преимуществ. плоскость колебаний вектора E и наз. частично линейнополяризованным, если же этот фазовый сдвиг равен $\pi/2$, то свет обнаруживает преимуществ. направление вращения вектора E и наз. частично циркулярно поляризованным. Естеств. свет не обнаруживает фазовой корреляции между компонентами вектора E, разность фаз между ними непрерывно хаотически меняется. Параметр степени поляризации света, определяемый как отношение разности интенсивностей двух выделенных ортогональных поляризаций к их сумме, может меняться в диапазоне от 0 до 100%. Следует отметить, что свет, проявляющийся в одних случаях как неполяризованный, в других может оказаться полностью поляризованным с меняющимся во времени, по сечению пучка или по спектру состоянием поляризации.

В квантовой оптике, где эл.-магн. излучение рассматривается как поток *фотонов*, с П. с. связывают одинаковое спиновое состояние всех фотонов, образующих световой пучок. Так, фотоны с круговой поляризацией (правой или левой) обладают моментом, равным $\pm\hbar$. Эллиптически-поляризованный свет описывается соответствующей суперпозицией этих состояний.

Особенности элементарного акта излучения, а также множество физ. процессов, нарушающих осевую симметрию светового пучка, приводят к тому, что свет всегда частично поляризован. Поляризованный свет может возникать при *отражении света* и *преломлении света* на границе раздела двух сред в результате различия оптич. хар-к границы для компонент, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости падения (см. *Брюстера закон*). Свет может поляризоваться при прохождении через анизотропную среду (с естеств. или индуцир. *оптической анизотропией*) либо в результате различия коэфф. поглощения для разл. поляризаций (см. *Дихроизм*), либо вследствие *двойного лучепреломления*. П. с. возникает при *рассеянии света*, при оптич. возбуждении резонансного излучения в парах, жидкостях и тв. телах (см. *Люминесценция*). Обычно полностью поляризовано излучение *лазеров*. В сильных магн. и электрич. полях наблюдается полная поляризация компонент расщепления спектр. линий поглощения и люминесценции газообразных и конденсированных систем (см. *Магнитооптика*, *Электрооптика*).

Нек-рые из этих эффектов лежат в основе простейших *поляризационных приборов — поляризаторов*, фазовых пластинок, *анализаторов*, *компенсаторов оптических* и др., с помощью к-рых осуществляется создание, преобразование и анализ состояния П. с. В наст. время разработаны эффективные методы расчёта изменения состояния П. с. при прохождении света через оптически анизотропные элементы. Изменение поляризац. состояния светового пучка вследствие прохождения через двупреломляющую среду используется для изучения оптич. анизотропии кристаллов (см. *Кристаллооптика*). При визуальных исследованиях оптически анизотропных сред широко используется эффект хроматической поляризации — окрашивание поляризованного пучка *белого света* после прохождения через анизотропный кристалл и анализатор. В хроматич. поляризации в наиболее эфф. форме проявляется *интерференция поляризованных лучей*.

Явление П. с. и особенности вз-ствия поляризованного света с в-вом нашли исключительно широкое применение в науч. исследованиях кристаллохим. и магн. структуры тв. тел, оптич. св-в кристаллов, природы состояний, ответственных за оптич. переходы, структуры биол. объектов, хар-ра поведения газообразных, жидких и тв. тел в полях анизотропных возмущений (электрич., магн., световом и пр.), а также для получения информации о труднодоступных объектах (в частности, в астрофизике). Поляризованный свет широко используется во мн. областях техники, напр. при необходимости плавной регулировки интенсивности светового пучка (см. *Малюса закон*) при исследованиях напряжений в прозрачных средах (*поляризационно-оптический метод исследования*), для увеличения контраста и ликвидации световых бликов в фотографии, при создании *светофильтров*, модуляторов излучения (см. *Модуляция света*) и пр.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Феофилов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981.

В. С. Запасский.

ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ СРЕДЫ, процесс образования объёмного дипольного электрич. момента среды. П. с. осуществляется под действием электрич. поля или нек-рых др. факторов, в частности механич. напряжений (см. *Пьезоэлектрики*, *Сегнетоэлектрики*). Дипольный электрич. момент единицы объёма также наз. П. с. и явл. векторной величиной.

● См. лит. при ст. *Диэлектрики*.

ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ ЧАСТИ́Ц, характеристика состояния ч-ц, связанная с наличием у них собств. момента импульса — *спина* и его направлением в пространстве. Понятие *поляризации света* связано с поляризацией «ч-ц света» — *фотонов*.

Ч-ца с ненулевой массой покоя (эл-н, ядро и др.) и спином J (в единицах $\hbar$) имеет $2J+1$ квант. состояний, отвечающих разл. значениям проекции спина на нек-рое направление. Состояние ч-цы представляет собой суперпозицию этих состояний. Если коэфф. суперпозиции полностью определены (*чистое состояние*), то говорят, что ч-ца полностью поляризована. Если коэфф. суперпозиции определены не полностью, а заданы только нек-рыми статистич. хар-ками (*смешанное состояние*), то говорят о частичной поляризации. В частности, ч-ца может быть полностью неполяризованной; это означает, что её св-ва одинаковы по всем направлениям, как у ч-цы с $J=0$. В общем случае П. ч. определяет степень симметрии (или асимметрии) св-в ч-ц в пространстве. Ч-ца наз. поляризованной, если хар-ка её симметрии включает винтовую ось (как у вращающегося тв. тела или у циркулярно-поляризованного света). Если такой оси нет, но нет и сферич. симметрии, то говорят о выстроенности (пример — линейно-поляризованный свет). П. ч. определяется в общем случае числом параметров, равным $(2J+1)^2-1$. Ч-ца с нулевой массой покоя, напр. фотон, обладает только двумя состояниями, определяемыми спином, а её поляризация в общем случае определяется тремя параметрами.

В. Б. Берестецкий.

ПОЛЯРИЗО́ВАННЫЕ НЕЙТРО́НЫ, совокупность нейтронов, *спины* в к-рых имеют преимуществ. ориентацию по отношению к к.-л. выделенному направлению в пространстве, обычно направлению магн. поля H. Т. к. нейтрон обладает спином $^1/_2$, то в поле H возможны две ориентации спина: параллельно или антипараллельно H. Нейтронный пучок поляризован, если он содержит разное кол-во нейтронов со спинами, ориентированными вдоль (N_+) и против (N_-) поля. Степень поляризации:

$$\mathcal{P}=(N_+-N_-)/(N_++N_-). \quad (1)$$

Впервые П. н. были получены пропусканием пучка нейтронов через намагниченную до насыщения жел. пластину (амер. физиком Ф. Блохом, 1936, и исследован амер. физиком Д. Юзом с сотрудниками, 1947). Нейтроны с $s\|H$ сильнее рассеиваются и выбывают из пучка. В результате пучок, прошедший через пластину, обогащается нейтронами с антипараллельными спинами. При $H\sim10\,000$ Э можно получить $P_{макс}\sim0{,}6$.

Более эффективен метод, основанный на дифракции нейтронов от определённых плоскостей намагниченных ферромагн. монокристаллов (см. *Нейтронная оптика*), напр. сплава Co—

—Fe. Меняя величину намагниченности и семейство отражающих плоскостей кристалла, можно изменять амплитуду когерентного магн. рассеяния нейтронов от 0 до нек-рой макс. величины. Это означает, что для ферромагн. монокристалла можно подобрать такое брэгговское отражение и величину намагниченности, чтобы яд. и магн. амплитуды рассеяния оказались равными. Тогда для нейтронов со спином, антипараллельным направлению намагниченности, суммарная амплитуда рассеяния равна 0, т. е., под углом Брэгга отразится пучок нейтронов со спинами, параллельными намагниченности. Дифракц. метод позволяет получить монохроматич. пучок П. н. тепловых и резонансных энергий (см. *Нейтронная спектроскопия*) со степенью поляризации до 0,99.

П. н. осуществляют также отражением от ферромагн. зеркал. При определённых условиях полное отражение испытывают нейтроны со спинами, параллельными намагниченности ферромагнетика. Поляризатором нейтронов может служить и неоднородное магн. поле. Пучок нейтронов, проходя через такое поле, расщепляется на два пучка, т. к. на нейтроны с двумя разными ориентациями спинов действуют противоположно направленные силы (см. *Штерна — Герлаха опыт*).

Один из методов получения П. н.— рассеяние нейтронов на *ориентированных ядрах* (Ф. Л. Шапиро с сотрудниками, 1963). Нейтроны пропускают через поляризованную яд. мишень. Амплитуда яд. рассеяния зависит от ориентации спина нейтрона относительно спина ядра. Макс. рассеяние соответствует параллельности спинов нейтрона и ядра, минимальное — антипараллельности. Особенно эффективна мишень, содержащая ориентированные протоны. Т. к. сечение рассеяния медленных нейтронов на протонах не зависит от их энергии, то удаётся получить П. н. в интервале от 10^{-2} эВ до 10^4—10^5 эВ. П. н. с энергией $\sim 10^6$ эВ образуются при рассеянии нейтронов на ядрах за счёт спин-орбитального вз-ствия.

П. н. используются в яд. физике как для исследования фундаментальных св-в вз-ствия нуклонов (несохранение чётности в яд. силах, временна́я инвариантность яд. вз-ствий, динамика β-распада нейтрона), так и при изучении структуры ядра. В физике тв. тела П. н. позволяют исследовать конфигурацию неспаренных эл-нов в магнетиках, измерить магн. моменты отд. компонент в сплавах и т. д.

● Абов Ю. Г., Гулько А. Д., Крупчицкий П. А., Поляризованные медленные нейтроны, М., 1966. См. также лит. при ст. *Нейтронная физика*.

Ю. Г. Абов.

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ атомов, ионов, молекул, способность этих ч-ц приобретать дипольный момент $\boldsymbol{p}$ (см. *Диполь*) в электрич. поле $\boldsymbol{E}$. Появление $\boldsymbol{p}$ обусловлено смещением электрич. зарядов в ат. системах под действием поля $\boldsymbol{E}$; такой индуцированный момент $\boldsymbol{p}$ исчезает при выключении поля; понятие П. не относят, как правило, к ч-цам, обладающим пост. дипольным моментом, напр. к полярным молекулам.

В относительно слабых полях зависимость $\boldsymbol{p}$ от $\boldsymbol{E}$ линейная:

$$\boldsymbol{p}=\alpha\boldsymbol{E}, \qquad (1)$$

где α имеет размерность объёма, явл. количеств. мерой П. и наз. также П. Для нек-рых молекул значение П. может зависеть от направления $\boldsymbol{E}$ (анизотропная П.). В сильных полях зависимость $p(E)$ перестаёт быть линейной.

В ф-ле (1) $\boldsymbol{E}$ — электрич. поле в месте нахождения ч-цы, т. е. локальное поле; для изолированной ч-цы оно совпадает с внеш. полем $\boldsymbol{E}_{\text{внеш}}$; в жидкости или кристалле к $\boldsymbol{E}_{\text{внеш}}$ добавляется $\boldsymbol{E}_{\text{внутр}}$, создаваемое окружающими ч-цу зарядами др. ат. ч-ц.

При включении поля $\boldsymbol{p}$ появляется не мгновенно, время установления τ момента $\boldsymbol{p}$ зависит от природы ч-ц и окружающей среды. Статич. полю отвечает статич. значение П. В переменном поле E, напр. изменяющемся по гармонич. закону, П. зависит от его частоты ω и времени установления τ. При достаточно низких ω и коротких τ момент $\boldsymbol{p}$ устанавливается синфазно с изменениями E и П. совпадает со статич. П. При очень высоких ω и больших τ момент $\boldsymbol{p}$ может вообще не возникнуть (ч-ца «не чувствует» поля). В промежуточных случаях (особенно при $\omega \gtrsim 1/\tau$) наблюдаются явления дисперсии и поглощения.

Различают неск. видов П. Электронная П. обусловлена смещением в поле E электронных оболочек относительно ат. ядер; ионная П. (в ионных кристаллах) — со смещением в противоположных направлениях разноимённых ионов из положения равновесия; атомная П. обусловлена смещением в молекуле атомов разного типа (она связана с несимметричным распределением в молекуле электронной плотности). Температурная зависимость этих видов П. слабая: с ростом темп-ры П. неск. уменьшается.

В физике тв. и жидких диэлектриков под П. понимают ср. П. (поляризацию диэлектриков P, рассчитанную на одну ч-цу и приходящуюся на единицу напряжённости электрич. поля: $\alpha=P/EN$, где N — число ч-ц в единицу объёма). П. полярных диэлектриков наз. ориентационной. Поляризация диэлектриков при скачкообразных переходах его ч-ц из одного возможного состояния в другое под действием поля E можно описывать, вводя релаксационную П. Характерная особенность этих видов П.— их резкая зависимость от темп-ры.

Понятие «П.» получило применение в физике диэлектриков, мол. физике и химии. Для относительно простых систем связь между П. и макроскопич. хар-ками в-ва описывается, напр. для электронной П., *Лоренц — Лоренца формулой* или *Клаузиуса — Моссотти формулой*, а с учётом ориентационной П.— *Ланжевена — Дебая формулой*. С помощью этих и подобных им ф-л можно экспериментально определять П. Понятие «П.» применяется для объяснения и исследования нек-рых оптич. явлений (*поляризации света*, *рассеяния света*, *оптической активности*, *комбинационного рассеяния света*), а также *межмолекулярных взаимодействий*, особенно в системах из многоатомных молекул (в частности, белков).

А. А. Гусев.

ПОЛЯРИ́МЕТР, 1) прибор для измерения угла вращения *плоскости поляризации* монохроматич. света в *оптически активных веществах* (дисперсию *оптической активности* измеряют спектрополяриметрами). В П., построенных по схеме полутеневых приборов (рис. 1, 2), измерение сводится к визуальному уравниванию яркостей двух половин поля зрения прибора и последующему считыванию показаний по шкале вращений, снабжённой нониусом. Подобная методика визуальной регистрации обладает достаточно высокой чувствительностью, что позволяет применять полутеневые поляриметры для мн. целей. Однако более распространены автоматич. П. с фотоэлектрич. регистрацией, в к-рых та же задача сопоставления двух интенсивностей решается поляризационной модуляцией светового потока (см. *Модуляция света*) и выделением на выходе приёмника света сигнала осн. частоты. Макс. чувстви-

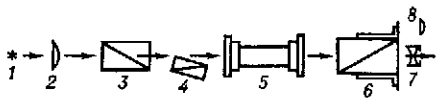


Рис. 1. Принципиальная схема полутеневого поляриметра: *1* — источник света; *2* — конденсор; *3*, *4* — полутеневой поляризатор; *5* — трубка с исследуемым оптически активным в-вом; *6* — анализатор с отсчётным устройством; *7* — зрительная труба; *8* — окуляр отсчётного устройства.

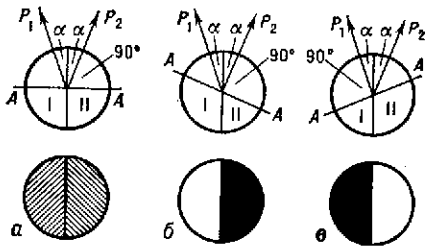


Рис. 2. Полутеневые поляризаторы. Плоскости поляризации двух их половин P_1 и P_2 составляют между собой малый угол 2α. Если плоскость поляризации анализатора AA перпендикулярна биссектрисе 2α (*а*), обе половины I и II поля зрения имеют одинаковую полутеневую освещённость. При малейшем повороте анализатора относит. освещённость I и II резко меняется (*б* и *в*).

тельность, достигнутая в наст. время в поляриметрич. измерениях с применением лазеров, составляет 10^{-7} град.

2) Прибор для определения степени поляризации p частично поляризованного света (см. *Поляризация света*). Простейший такой П.— полутеневой П. Корню, предназначенный для определения степени линейной поляризации. Осн. элементами этого П. служат призма Волластона (см. *Поляризационные призмы*) и *анализатор*. Поворотом анализатора (шкала поворота проградуирована на значения p) уравнивают яркости полей, освещаемых пучками, к-рые при выходе из призмы имеют неодинаковую интенсивность. Фотоэлектрический П. для измерения линейной поляризации состоит из вращающегося вокруг оптич. оси П. анализатора и фотоприёмника. Отношение амплитуд переменной составляющей тока приёмника к постоянной непосредственно даёт p. Поставив перед П. фазовую пластинку четверть длины волны (см. *Компенсатор оптический*, *Поляризационные приборы*), можно использовать его для измерения степени круговой (циркулярной) поляризации.

П. широко и эффективно применяются в разл. исследованиях структуры и свойств в-ва (см. *Поляриметрия*), в решении ряда технич. задач. В частности, измерения степени циркулярной поляризации излучения космич. объектов позволяют обнаружить сильные магн. поля во Вселенной.

● Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961. См. также лит. при ст. *Поляризация света*, *Поляриметрия*.

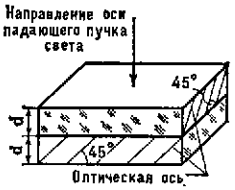
В. С. Запасский.

ПОЛЯРИМЕ́ТРИЯ, методы исследования, основанные на измерении: 1) степени поляризации света и 2) *оптической активности*, т. е. величины *вращения плоскости поляризации* света при прохождении его через *оптически активные вещества*. Величина такого вращения в растворах зависит от их концентрации; поэтому П. широко применяется для измерения концентрации оптически активных в-в (см. *Сахариметрия*). Измерение вращательной дисперсии — изменения угла вращения при изменении длины волны света (т. н. спектрополяриметрия) — позволяет изучать строение в-в. Измерения производятся *поляриметрами* и спектрополяриметрами.

Оптич. активность чрезвычайно чувствительна к любым изменениям строения в-ва и к межмолекулярному вз-ствию, поэтому она может дать ценную информацию о природе заместителей в молекулах как органических, так и комплексных неорганич. соединений.

● Волькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; Джерасси К., Дисперсия оптического вращения, пер. с англ., М., 1962.

ПОЛЯРИСКО́П, оптич. прибор для определения *поляризации света*, в к-ром используется *интерференция света* в сходящихся поляризованных лучах (см. *Интерференция поляризованных лучей*). Типичный П.— П. Савара (рис.), состоящий из двух склеенных пластинок кристаллического кварца одинаковой толщины d, вырезанных так, что их оптич. оси составляют с осью П. углы в 45°, и анализатора, *плоскость поляризации* к-рого направлена под 45° к гл. сечениям верх. пластинки. При падении частично поляризованного света в поле зрения наблюдаются интерференц. полосы. В случае полностью неполяризованного света полосы отсутствуют при любой ориентации П.



ПОЛЯРИТО́Н, составная *квазичастица*, возникающая при вз-ствии *экситона* или оптич. *фонона* с *фотонами* частоты $\omega = \mathcal{E}/\hbar$, где $\mathcal{E}$ — энергия экситона или фонона. Свойства П., напр. их *дисперсии закон*, существенно отличаются от свойств как экситонов, так и фотонов. П. обусловливают особенности оптич. спектров полупроводников и диэлектриков в области экситонных или фононных полос поглощения.

ПОЛЯРО́ИД (поляризационный светофильтр), один из осн. типов оптич. линейных *поляризаторов*; представляет собой тонкую поляризац. плёнку, заклеенную для защиты от механич. повреждений и действия влаги между двумя прозрачными пластинками (плёнками). Плёнки П. обладают линейным дихроизмом (см. *Плеохроизм*), т. е. неодинаково поглощают две линейно поляризованные перпендикулярно одна к другой составляющие падающего на них света (*оптическое излучение* с любыми поляризац. хар-ками всегда можно преобразовать в совокупность таких составляющих; см. *Поляризация света*). Различие в *поглощения показателях* П. для этих составляющих столь велико, что при типичной толщине плёнки ~0,05—0,1 мм одна из них поглощается практически полностью, а другая, лишь несколько ослабляясь, проходит через П. Поляризующие среды П. могут быть кристаллическими (плёнки-монокристаллы или множество мельчайших кристалликов, одинаково ориентированных и впрессованных в полимерную плёнку-матрицу); но чаще их действие обусловлено дихроизмом органич. молекул полимера, пространственно однородно-ориентированных. Ориентацию осуществляют с помощью растяжения, сдвиговых деформаций или иной спец. технологии. Все П. отличает значит. рабочая апертура поляризации, т. е. наибольший угол раствора сходящегося или расходящегося пучка падающих лучей, при к-ром прошедший свет ещё максимально поляризован. Для крист. герапатитовых П. она составляет ок. 60°, для мол. иодно-поливиниловых достигает 80°. Эти П. относительно нестойки к воздействиям влаги и темп-ры св. 80°С. Более стойки молекулярные поливиниленовые П. Важными преимуществами П. явл. компактность, технологичность изготовления и возможность получения их с площадями поверхностей до ~м². В то же время степень поляризации в них больше зависит от длины волны, чем в *поляризационных призмах*. Но их меньшее пропускание света вообще (~30%) в сочетании с невысокой термостойкостью снижает возможности их использования в интенсивных световых потоках.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961.

ПОЛЯРО́Н, *электрон проводимости*, движущийся в кристалле внутри *потенциальной ямы*, возникающей вследствие поляризации и деформации крист. решётки им самим. П.— составная *квазичастица* (электрон + связанные с ним *фононы*), к-рая может перемещаться по кристаллу как нечто целое. П. может быть носителем заряда в кристалле. *Эффективная масса* П. значительно больше, чем у электрона.

● Апдель Дж., Фирсов Ю. А., Поляроны, М., 1975.

ПОМЕРАНЧУКА́ ТЕОРЕ́МА в квантовой теории поля, устанавливает, что полные эфф. сечения вз-ствия ч-цы и *античастицы* с одной и той же мишенью при возрастании энергии столкновения стремятся к одинаковому пределу. Сформулирована в 1958 И. Я. Померанчуком на основе общих положений квант. теории поля и предположения о том, что процесс рассеяния адронов носит хар-р дифракции с пост. радиусом вз-ствия. Обобщение П. т. для дифф. сечений и анализ её применимости для растущих с энергией радиусов вз-ствия (см. *Сильное взаимодействие*) сделаны в 60-х гг. А. А. Логуновым.

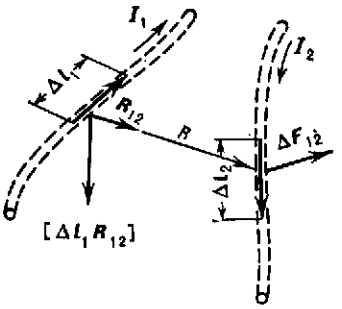
В. П. Павлов.

ПОМЕРАНЧУКА́ ЭФФЕ́КТ, понижение темп-ры смеси твёрдого и жидкого ^{3}He при её адиабатич. сжатии ниже 0,3 К. П. э. был предсказан И. Я. Померанчуком (1950), экспериментально обнаружен Ю. Д. Ануфриевым (1965). П. э. обусловлен тем, что энтропия системы неупорядоченных ядерных спинов твёрдого ^{3}He остаётся постоянной вплоть до темп-ры Нееля T_N (см. *Нееля точка*), к-рая для тв. ^{3}He равна ~1 мК, а энтропия жидкого ^{3}He убывает по линейному закону, характерному для ферми-жидкости (см. *Квантовая жидкость*). В результате ниже 0,3 К энтропия жидкого ^{3}He ста-

новится меньше энтропии тв. ^{3}He, а теплота плавления ^{3}He — отрицательной. Согласно *Клапейрона — Клаузиуса уравнению*, изменению знака теплоты плавления соответствует минимум на кривой плавления (в координатах давление — темп-ра, $p - T$). При темп-рах, меньших темп-ры минимума, адиабатич. сжатие ^{3}He приводит к понижению его темп-ры вдоль кривой плавления. П. э. используется для получения сверхнизких темп-р от 10—20 мК до 1—1,5 мК.

А. С. Боровик-Романов.

ПОНДЕРОМОТО́РНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ ТО́КОВ, механич. взаимодействие токов посредством возбуждаемых ими магн. полей. Для двух проводников l_1 и l_2 с токами I_1 и I_2 сила ΔF_{12}, с к-рой элемент тока $I_1\Delta l_1$ действует на элемент тока $I_2\Delta l_2$ (рис.), равна:



$$\Delta F_{12} = \frac{\mu I_1 I_2}{4\pi R^2}\left[\Delta l_2\,[\Delta l_1 R_{12}]\right],$$

где μ — магн. проницаемость среды, R_{12} — единичный вектор, направленный от Δl_1 к Δl_2. Аналогично определяется сила ΔF_{21}. В общем случае элементарные силы не удовлетворяют 3-му закону Ньютона, однако результирующие пондеромоторные силы F_{12} и F_{21} замкнутых токов, вычисленные интегрированием по длине обоих контуров, этому закону удовлетворяют: $F_{12} = -F_{21}$. (Подробнее см. *Ампера теорема.*)

ПОНДЕРОМОТО́РНЫЕ ДЕ́ЙСТВИЯ СВЕ́ТА, механич. действия *оптическово излучения* на тела, ч-цы и отд. атомы и молекулы. Проявляется в том, что свет сообщает импульс (количество движения) телу, облучаемому им (*световое давление*) или испускающему его (*световая отдача*), и момент количества движения (*Садовского эффект*). Т. к. световое поле характеризуется вектором напряжённости электрич. поля, то к П. д. с. можно отнести в нек-ром смысле и обратный пьезоэлектрич. эффект (см. *Пьезоэлектрики*), и *электрострикцию*, возникающие под действием лазерного излучения.

ПОПЕРЕ́ЧНАЯ ВОЛНА́, волна, у к-рой характеризующая её векторная величина (напр., для гармонич. волн — векторная амплитуда) лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (для гармонич. волн — волновому вектору k). П. в. могут существовать в струнах или упругих мембранах, когда смещения ч-ц в них происходят строго перпендикулярно направлению распространения волн. К П. в. относятся плоские однородные эл.-магн. волны в изотропном диэлектрике или магнетике: в этом случае поперечные колебания совершают векторы электрич. и магн. полей.

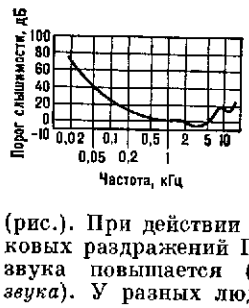
П. в. обладает поляризацией, т. е. её вектор амплитуды определённым образом ориентирован в поперечной плоскости. У монохроматич. П. в. различают линейную, круговую и эллиптич. поляризации в зависимости от формы кривой, к-рую описывает вектор амплитуды (см. *Поляризация света*). Понятие П. в. так же, как и *продольной волны*, до нек-рой степени условно и связано со способом её описания. «Поперечность» и «продольность» волны определяются тем, какие величины реально наблюдаются.

● См. лит. при ст. *Волны.*

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ПОРО́Г БОЛЕВО́ГО ОЩУЩЕ́НИЯ слуховой, величина *звукового давления*, при к-ром в ухе возникает ощущение боли. Болевым ощущением часто определяют верх. границу динамич. диапазона слышимости человека. П. б. о. для синусоидальных сигналов равен в среднем 140 дБ по отношению к давлению $2\cdot10^{-5}$ Па (см. *Порог слышимости*), а для шумов со сплошным спектром — 120 дБ. При отсутствии тренировки П. б. о. в обоих случаях примерно на 10 дБ ниже. При воздействии сильных звуков может произойти акустич. травма.

ПОРО́Г СЛЫШИМОСТИ, минимальная величина *звукового давления*, при к-ром звук данной частоты может быть ещё воспринят ухом человека. Величину П. с. принято выражать в *децибелах*, принимая за нулевой уровень звукового давления $2\cdot10^{-5}$ Па на частоте 1 кГц (для плоской звуковой волны). П. с. зависит от частоты звука



Частотная зависимость стандартного порога слышимости чистого тона.

(рис.). При действии шумов и др. звуковых раздражений П. с. для данного звука повышается (см. *Маскировка звука*). У разных людей и у одних и тех же лиц в разное время П. с. может различаться в зависимости от возраста, физиол. состояния, тренированности.

● Физиология сенсорных систем, Л., 1977.

ПОРЯ́ДКОВЫЙ НО́МЕР элемента, то же, что *атомный номер.*

ПОРЯ́ДОК ИНТЕРФЕРЕ́НЦИИ, величина, равная *разности хода* интерферирующих лучей, выраженной в длинах световых волн (см. *Интерференция света*). Если интерферирующие пучки отражаются от к.-л. поверхности и при этом происходит изменение фазы, то в П. и. входит алгебр. сумма происходящих при этом скачков фаз, выраженная в единицах длин волн (см. *Отражение света*). Целые и полуцелые значения П. и. соответствуют максимумам и минимумам *интерференционной картины.* В реальных устройствах, предназначенных для наблюдения интерференции, П. и. меняется от единиц (*Френеля зеркала, Ньютона кольца*, двухлучевые *интерферометры*) до 10^6 и более (эталон Фабри — Перо). Чем выше П. и., тем более монохроматичным должен быть свет для наблюдения интерференц. картины.

А. П. Гагарин.

ПОСЛЕДЕ́ЙСТВИЕ МАГНИ́ТНОЕ, то же, что *магнитная вязкость.*

ПОСТОЯ́ННЫЙ ТОК, *электрический ток*, не изменяющийся с течением времени ни по силе, ни по направлению. П. т. возникает под действием пост. напряжения и может существовать лишь в замкнутой цепи; во всех сечениях неразветвлённой цепи сила П. т. одинакова (или слабо меняется). Осн. законы П. т.: *Ома закон*, устанавливающий зависимость силы тока от напряжения, и *Джоуля — Ленца закон*, определяющий кол-во теплоты, выделяемой током в проводнике. Расчёт разветвлённых цепей П. т. производится с помощью *Кирхгофа правил.*

Источником П. т. явл. электромашинные генераторы, а также гальванич. элементы, термоэлементы, фотоэлементы, к-рые могут быть сгруппированы в батареи (в т. ч. солнечные батареи). П. т. можно получать выпрямлением перем. тока с помощью полупроводниковых и др. выпрямителей. Источниками П. т. с высоким кпд явл. магнитогидродинамич. генераторы. Вторичными, предварительно заряжаемыми источниками П. т. служат аккумуляторы.

● Поливанов К. М., Линейные электрические цепи с сосредоточенными постоянными, М., 1972 (Теоретические основы электротехники, т. 1); Касаткин А. С., Электротехника, 3 изд., М., 1973.

А. С. Касаткин.

ПОСТУПА́ТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ, движение тв. тела, при к-ром прямая, соединяющая две любые точки тела, перемещается, оставаясь параллельной своему начальному направлению. При П. д. все точки тела описывают одинаковые траектории и имеют в каждый момент времени одинаковые по численной величине и направлению скорости и ускорения. Поэтому изучение П. д. тела сводится к задаче кинематики точки (см. *Кинематика*).

ПОТЕНЦИА́Л (потенциальная функция) (от лат. potentia — сила), хар-ка векторных полей, к к-рым относятся мн. силовые поля (эл.-магн., гравитационное), а также поле скоростей в жидкости и т. п. Если П. векторного поля $a(r)$ — скалярная ф-ция $\varphi(r)$, такая, что $a = \mathrm{grad}\,\varphi$, то поле a наз. потенциальным (иногда П. наз. ф-цию

$U=-\varphi$). П. φ определяется с точностью до пост. слагаемого. Потенциальное поле $\boldsymbol{a}$ удовлетворяет *Пуассона уравнению*, для него выполняется условие $\operatorname{rot}\boldsymbol{a}=0$. Если для поля $\boldsymbol{a}$ можно ввести векторный потенциал $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})$, такой, что $\boldsymbol{a}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}$, поле $\boldsymbol{a}$ наз. соленоидальным. Для такого поля выполняется условие $\operatorname{div}\boldsymbol{a}=0$, $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})$ в этом случае определяется с точностью до градиента от произвольной ф-ции (калибровочная, или градиентная инвариантность; см. *Потенциалы электромагнитного поля*). В общем случае векторное поле можно представить в виде суммы потенциального и соленоидального полей. Понятие П. существенно для описания вз-ствия ч-цы с полем и отыскания полей по заданным распределениям их источников.

ПОТЕНЦИАЛ ЗАЖИГАНИЯ, см. *Зажигания потенциал.*

ПОТЕНЦИАЛ ЗАПАЗДЫВАЮЩИЙ, см. *Запаздывающие потенциалы.*

ПОТЕНЦИАЛ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ, скалярная энергетич. характеристика электростатич. поля; равен отношению потенциальной энергии вз-ствия заряда с полем к величине этого заряда. Напряжённость электростатич. поля $\boldsymbol{E}$ и потенциал φ связаны соотношением: $\boldsymbol{E}=-\operatorname{grad}\varphi$. П. э. удовлетворяет *Пуассона уравнению*. Непосредств. физ. смысл имеет не сам потенциал, определяемый подобно потенц. энергии с точностью до произвольной постоянной, а *разность потенциалов.*

ПОТЕНЦИАЛЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ, определённые функции объёма (V), давления (p), темп-ры (T), *энтропии* (S), числа ч-ц системы (N) и др. макроскопич. параметров (x_i), характеризующих состояние *термодинамической системы.* К П. т. относятся: *внутренняя энергия* $U=U(S, V, N, x_i)$, *энтальпия* $H=H(S, p, N, x_i)$, *Гельмгольца энергия* (свободная энергия, или изохорно-изотермич. потенциал, обозначается A или F) $F=F(V, T, N, x_i)$, *Гиббса энергия* (изобарно-изотермич. потенциал, обозначается Φ или G) $G=G(p, T, N, x_i)$ и др. Зная П. т. как ф-цию указанных параметров, можно получить дифференцированием П. т. все остальные параметры, характеризующие систему, подобно тому как в механике можно определить компоненты действующих на систему сил, дифференцируя потенц. энергию системы по соответствующим координатам. П. т. связаны друг с другом след. соотношениями:

$F=U-TS$, $H=U+pV$, $G=F+pV$.

Если известен к.-л. один из П. т., то можно определить все термодинамич. св-ва системы, в частности получить *уравнение состояния.* При помощи П. т. выражаются условия термодинамич. равновесия системы и критерии его устойчивости.

Совершаемая термодинамич. системой в к.-л. процессе работа определяется убылью П. т., отвечающего условиям процесса. Так, при постоянстве числа ч-ц ($N=\text{const}$) в условиях теплоизоляции (*адиабатический процесс*, $S=\text{const}$) элементарная работа dA равна убыли внутр. энергии: $dA=-dU$. При *изотермическом процессе* ($T=\text{const}$) $dA=-dF$ (в этом процессе работа совершается не только за счёт внутр. энергии, но и за счёт поступающей в систему теплоты). Для систем, в к-рых возможен обмен в-вом с окружающей средой (изменение N), возможны процессы при пост. p и T. В этом случае элементарная работа dA' всех термодинамич. сил, кроме сил давления, равна убыли термодинамич. потенциала Гиббса (G), т. е. $dA'=-dG$. Теоретич. определение П. т. как ф-ций соответствующих переменных составляет осн. задачу статистич. термодинамики (см. *Статистическая физика*). П. т. широко применяются для получения общих соотношений между физ. св-вами макроскопич. тел и анализа термодинамич. процессов и условий равновесия в физ.-хим. системах. Термин «П. т.» ввёл франц. физико-химик П. Дюгем (1884), основатель же метода П. т. амер. физик Дж. У. Гиббс пользовался термином «фундаментальные функции».

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 2 изд., М., 1964 (Теоретическая физика, т. 5); Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; Рейф Ф., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1972 (Берклеевский курс физики, т. 5); Гиббс Д. В., Термодинамические работы, пер. с англ., М.—Л., 1950.

Г. Я. Мякишев.

ПОТЕНЦИАЛЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, энергетич. характеристики эл.-магн. поля, к-рые вводят для описания поля наряду с силовыми хар-ками — напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и магн. индукцией $\boldsymbol{B}$. В *электростатике* векторное электрич. поле можно характеризовать одной скалярной ф-цией — *потенциалом электростатическим.* В общем случае для описания произвольного эл.-магн. поля вместо $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ можно ввести две др. величины: векторный потенциал $\boldsymbol{A}(x, y, z, t)$ и скалярный потенциал $\varphi(x, y, z, t)$, где x, y, z — координаты, t — время, при этом $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}$ однозначно выражаются через $\boldsymbol{A}$ и φ:

$$\boldsymbol{B}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A},$$
$$\boldsymbol{E}=-\operatorname{grad}\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{A}}{\partial t}. \qquad (1)$$

Ур-ния для потенциалов поля имеют более простую форму, чем исходные *Максвелла уравнения*, что упрощает задачу нахождения переменных эл.-магн. полей. Существ. упрощение ур-ний для П. э. п. возможно благодаря тому, что потенциалы определяются неоднозначно. Если вместо $\boldsymbol{A}$ и φ выбрать новые потенциалы

$$\boldsymbol{A}'=\boldsymbol{A}+\operatorname{grad}\chi,$$
$$\varphi'=\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial\chi}{\partial t}, \qquad (2)$$

где χ — произвольная ф-ция координат и времени, то векторы $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}$, определяемые ур-ниями (1), не изменятся. Инвариантность эл.-магн. поля по отношению к преобразованиям потенциалов (2) носит назв. калибровочной, или градиентной, инвариантности. Калибровочная инвариантность позволяет наложить на П. э. п. дополнит. условие. Обычно таким дополнит. условием явл. условие Лоренца:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{A}+\frac{\varepsilon\mu}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=0, \qquad (3)$$

где ε и μ — диэлектрич. и магн. проницаемости среды. При использовании условия (3) ур-ния для П. э. п. в однородной среде ($\varepsilon=\text{const}$, $\mu=\text{const}$), получаемые из ур-ний Максвелла, приобретают одинаковую форму:

$$\Delta\varphi-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=-\frac{4\pi\rho}{\varepsilon},$$
$$\Delta\boldsymbol{A}-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2}=-\frac{4\pi}{c}\mu\boldsymbol{j}; \qquad (4)$$

здесь $\Delta=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — т. н. оператор Лапласа, ρ и $\boldsymbol{j}$ — плотности заряда и тока, а $v=c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ — скорость распространения эл.-магн. поля в среде. Если $\rho=0$ и $\boldsymbol{j}=0$, то П. э. п. удовлетворяют *волновому уравнению.*

Ур-ния (4) позволяют определить потенциалы $\boldsymbol{A}$ и φ по известному распределению зарядов и токов, а следовательно, с помощью формул (1) — и хар-ки эл.-магн. поля $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}$. Частные решения ур-ний (4), удовлетворяющие *причинности принципу*, наз. запаздывающими потенциалами. Запаздывающие потенциалы в точке с координатами x, y, z в момент времени t определяются плотностями заряда и тока в точке с координатами x', y', z' в предшествующий момент времени $\tau=t-R/v$, где $R=\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}$ — расстояние от источника поля до точки наблюдения.

Если заряды и токи распределены в конечной области пространства G, то запаздывающие потенциалы определяются интегрированием элементарных потенциалов от зарядов и токов, сосредоточенных в бесконечно малых объёмах $dx'dy'dz'$, с учётом времени запаздывания:

$$\varphi(x, y, z, t)=\frac{1}{\varepsilon}\int\int\int_G\frac{\rho(x', y', z', \tau)dx'dy'dz'}{R},$$

$$\boldsymbol{A}(x, y, z, t)=\frac{\mu}{c}\int\int\int_G\frac{\boldsymbol{j}(x', y', z', \tau)dx'dy'dz'}{R}.$$

Через П. э. п. выражается *Гамильтона функция* (H) заряженной ч-цы, движущейся в эл.-магн. поле:

$$H=\frac{1}{2m}\left(\boldsymbol{p}-\frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right)^2+e\varphi,$$

где $\boldsymbol{p}$ — импульс ч-цы, e и m — её заряд и масса. Соответственно через П. э. п. выражается оператор Гамильтона (*гамильтониан*) в квант. теории.

● См. лит. при ст. *Максвелла уравнения.*

Г. Я. Мякишев.

ПОТЕНЦИА́ЛЬНАЯ СИ́ЛА, сила, работа к-рой зависит только от начального и конечного положения точки её приложения и не зависит ни от вида траектории, ни от закона движения этой точки (см. *Силовое поле*).

ПОТЕНЦИА́ЛЬНАЯ ЭНЕ́РГИЯ, часть общей механич. энергии системы, зависящая от взаимного расположения *материальных точек*, составляющих эту систему, и от их положений во внеш. силовом поле (напр., гравитационном; см. *Поля физические*). Численно П. э. системы в данном её положении равна работе, к-рую произведут действующие на систему силы при перемещении системы из этого положения в то, где П. э. условно принимается равной нулю ($\Pi=0$). Из определения следует, что понятие «П. э.» имеет место только для *консервативных систем*, т. е. систем, у к-рых работа действующих сил зависит только от начального и конечного положения системы. Так, для груза весом P, поднятого на высоту h, П. э. будет равна $\Pi=Ph$ ($\Pi=0$ при $h=0$); для груза, прикреплённого к пружине, $\Pi=0{,}5\,k\Delta l^2$, где Δl — удлинение (сжатие) пружины, k — её коэфф. жёсткости ($\Pi=0$ при $\Delta l=0$); для двух ч-ц с массами m_1 и m_2, притягивающимися по закону всемирного тяготения, $\Pi=-fm_1m_2/r$, где f — гравитац. постоянная, r — расстояние между ч-цами ($\Pi=0$ при $r=\infty$); аналогично определяется П. э. для двух точечных электрич. зарядов e_1 и e_2.

Иногда термин «П. э.» употребляют, подразумевая любую энергию, содержащуюся в системе в скрытом виде.

С. М. Тарг.

ПОТЕНЦИА́ЛЬНАЯ ЯМА, ограниченная область пространства, определяемая физ. природой вз-ствия ч-ц, в к-рой потенц. энергия ч-цы меньше, чем вне её. Термин «П. я.» происходит от вида графика, изображающего зависимость потенц. энергии U ч-цы в силовом поле от её положения в пр-ве (в случае одномерного движения — от координаты x; рис. 1). Такая форма

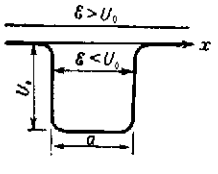


Рис. 1. Схематич. изображение потенц. ямы $U(x)$. Полная энергия $\mathcal{E}$ ч-цы — сохраняющаяся величина и поэтому изображена на графике горизонтальной линией.

зависимости $U(x)$ возникает в поле сил притяжения. Хар-ки П. я.— ширина a (расстояние, на к-ром проявляется действие сил притяжения) и глубина U_0 (равная разности потенц. энергий частицы на «краю» ямы и на её «дне», соответствующем миним. потенц. энергии, к-рую удобно положить равной нулю). Осн. св-во П. я.— способность удерживать ч-цу, полная энергия $\mathcal{E}$ к-рой меньше U_0; такая ч-ца внутри П. я. будет находиться в *связанном состоянии*.

В классической механике ч-ца с энергией $\mathcal{E}<U_0$ не сможет вылететь из П. я. и будет всё время двигаться в огранич. области пр-ва внутри ямы; положение ч-цы на «дне» ямы отвечает устойчивому равновесию и соответствует нулевой кинетич. энергии ч-цы. Если $\mathcal{E}>U_0$, то ч-ца преодолевает действие сил притяжения и свободно покидает яму. Пример — движение упругого шарика, находящегося в поле сил земного притяжения, в обычной яме с жёсткими пологими стенками (рис. 2).

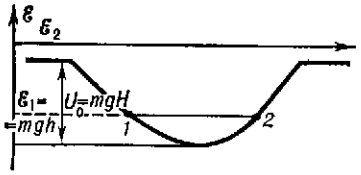


Рис. 2. Шарик массы m с энергией $\mathcal{E}_1<U_0$ не может покинуть яму глубиной $U_0=mgH$ (где g — ускорение свободного падения, H — высота обычной ямы, в к-рую попал шарик) и будет совершать колебания между точками *1* и *2* (если пренебречь трением), поднимаясь лишь до высоты $h=\mathcal{E}_1/mg$. Если энергия шарика $\mathcal{E}_2>U_0$, то он покинет яму и уйдёт на бесконечность с пост. скоростью v, определяемой из соотношения $mv^2/2=\mathcal{E}_2-U_0$.

В *квантовой механике*, в отличие от классической, энергия ч-цы, находящейся в связанном состоянии в П. я., может принимать лишь определённые дискр. значения, т. е. существуют дискр. *уровни энергии*. Однако такая дискретность уровней становится заметной лишь для систем, имеющих микроскопич. размеры и массы. По порядку величины расстояние $\Delta\mathcal{E}$ между уровнями для ч-цы массы m в «глубокой» яме ширины a определяется величиной $\Delta\mathcal{E}\sim\hbar^2/ma^2$. Наинизший (основной) уровень энергии лежит выше «дна» П. я. (см. *Нулевая энергия*). В П. я. малой глубины ($U_0\leqslant\hbar^2/ma^2$) связанное состояние может вообще отсутствовать (так, протон и нейтрон с антипараллельными *спинами* не образуют связанной системы, несмотря на существование сил притяжения между ними).

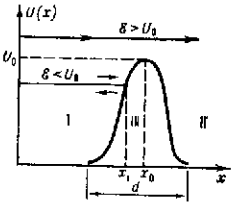
Кроме того, согласно квант. механике, ч-ца, находящаяся в П. я. со «стенками» конечной толщины (типа кратера вулкана), может покинуть П. я. за счёт *туннельного эффекта* даже в том случае, если её энергия меньше U_0.

Форма П. я. и её размеры определяются физ. природой вз-ствия ч-ц. Важный случай — кулоновская П. я., описывающая притяжение ат. эл-на ядром. Понятие «П. я.» широко применяется в ат. и мол. физике, в физике тв. тела и ат. ядра.

● См. лит. при статьях *Квантовая механика*, *Твёрдое тело*, *Ядро атомное*.

ПОТЕНЦИА́ЛЬНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ, безвихревое течение жидкости, при к-ром каждый малый объём деформируется и перемещается поступательно, но не имеет вращения (вихря). П. т. может иметь место при определённых условиях только для идеальной (лишённой трения) жидкости, напр. когда движение начинается из состояния покоя, когда жидкость несжимаема и в ней начинает двигаться погружённое тело или происходит удар тела о поверхность жидкости и т. п. У реальных жидкостей и газов П. т. происходит в тех областях, где силы вязкости ничтожно малы по сравнению с силами давления и нет завихрений. Изучение П. т. существенно упрощается тем, что сводится к отысканию только одной функции координат и времени, наз. потенциальной функцией.

ПОТЕНЦИА́ЛЬНЫЙ БАРЬЕ́Р, ограниченная в пространстве область высокой потенц. энергии ч-цы в силовом поле, по обе стороны к-рой потенц. энергия б. или м. резко спадает. П. б. соответствует силам отталкивания.



На рис. изображён П. б. простой формы для случая одномерного (по оси x) движения ч-цы. В нек-рой точке $x=x_0$ потенц. энергия $U(x)$ принимает макс. значение U_0, наз. высотой барьера. П. б. делит пр-во на две области (I и II), в к-рых потенц. энергия ч-цы меньше, чем внутри П. б. (в области III; d — ширина барьера).

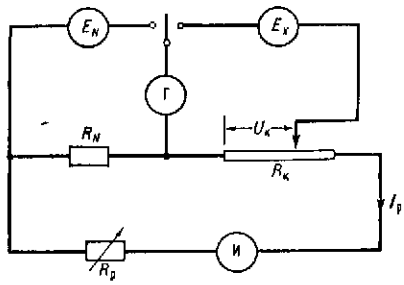
В классической механике прохождение ч-цы через П. б. возможно лишь в том случае, если её полная (кинетическая + потенциальная) энергия $\mathcal{E}$ не меньше высоты П. б., $\mathcal{E}\geqslant U_0$; тогда ч-ца пролетает над барьером. Если же энергия ч-цы недостаточна для преодоления барьера, $\mathcal{E}<U_0$, то в нек-рой точке x_1 ч-ца, движущаяся слева направо, останавливается и затем движется в обратном направлении. То есть П. б. явл. как бы непрозрачной стенкой, барьером, для ч-ц с энергией, меньшей высоты П. б.,— отсюда назв. «П. б.».

В квантовой механике, в отличие от классической, возможно прохождение через П. б. ч-ц с энергией $\mathcal{E}<U_0$ (это явление наз. *туннельным эффектом*) и отражение от П. б. ч-ц с $\mathcal{E}>U_0$ (надбарьерное отражение). Такие особенности поведения ч-ц в квант. физике связаны с корпускулярно-волновой природой микрочастиц (см. *Квантовая механика*). Туннельный эффект существен лишь для систем, имеющих микроскопич. размеры и массы. Чем у́же П. б. и чем меньше разность $U_0-\mathcal{E}$, тем больше вероятность для частицы пройти через барьер.

ПОТЕНЦИО́МЕТР (от лат. potentia — сила и греч. metréō — измеряю), при-

бор для измерения компенсац. методом эдс и напряжения, а также величин, функционально с ними связанных.

П. пост. и перем. тока существенно различаются. В П. пост. тока (рис.) измеряемая эдс E_x уравновешивается (компенсируется) известным регулируемым напряжением $U_к$. О моменте



Принципиальная схема потенциометра пост. тока: E_N и E_x — известная и измеряемая эдс; $I_р$ — рабочий ток; $U_к$ — известное регулируемое напряжение; И — измерит. прибор (амперметр).

равновесия судят по показаниям гальванометра $Г$ (ток через гальванометр должен отсутствовать). Напряжение $U_к$ получают как падение напряжения на известной части сопротивления $R_к$ от рабочего тока $I_р$. Значение $I_р$ устанавливается при помощи регулируемого сопротивления $R_р$ по данным сравнения падения напряжения на сопротивлении R_N с эдс E_N меры, в качестве к-рой обычно применяют *нормальный элемент*. Выпускаются высокоомные и низкоомные П. (сопротивление цепи рабочего тока, соответственно, ~10000 Ом и ~10 Ом). Последние применяются для измерений относит. малых эдс и эдс источников с малым внутр. сопротивлением. П. пост. тока измеряют эдс от 0,02 мкВ до 2 В с осн. относит. погрешностью до 0,0005%.

Для измерений неэлектрич. величин, преобразованных в эдс пост. тока, широко пользуются автоматич. П., в к-рых вместо гальванометра включён усилитель. Усиленное нескомпенсированное напряжение управляет реверсивным двигателем, перемещающим ползунок сопротивления $R_к$ до момента компенсации измеряемой эдс. Наибольшее распространение получили автоматич. П. для измерений темп-ры в комплекте с термопарами. Осн. погрешность таких П. в % от диапазона измерений до 0,25%.

В П. перем. тока компенсирующее напряжение должно совпадать по амплитуде, частоте и фазе с гармонически изменяющейся измеряемой эдс. При этом П. перем. тока позволяют измерять эдс как векторную величину (по амплитуде и фазе). В качестве нулевого индикатора обычно используют вибрац. гальванометр. По точности П. перем. тока существенно уступают П. пост. тока из-за того, что для перем. тока нет мер, аналогичных нормальному элементу. П. перем. тока имеют верх. предел измерений до 2 В, в комплекте с делителем напряжения — до 300 В, осн. относит. погрешность до 0,1%, частотный диапазон от 50 Гц до 10 кГц.

Требования к П. стандартизованы в ГОСТ 22261—76 (общие технич. условия), ГОСТ 9245—79 (П. пост. тока), ГОСТ 11921—78 (П. перем. тока) и ГОСТ 7164—78 (П. автоматич. пост. тока).

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

ПОТЕ́РИ МАГНИ́ТНЫЕ, электромагн. энергия, превращающаяся в теплоту в ферромагн. телах при периодич. перемагничивании их переменным магн. полем. П. м. Q за 1 цикл перемагничивания

$$Q=\int_V\left(\frac{1}{4\pi}\oint HdB+\rho\int_0^T j_B^2dt\right)dV,$$

где V — объём перемагничиваемого тела, H — напряжённость магн. поля, B — магн. индукция, j_B — плотность вихревых токов, ρ — уд. электрич. сопротивление материала тела в физически малом элементе dV его объёма (в ед. СГС). Первый интеграл в скобках берётся по петле *гистерезиса*; он выражает потери на динамич. гистерезис (последний может превышать статический из-за магн. вязкости). Второй член в скобках определяет потери на *вихревые токи*, достаточно точный расчёт их возможен только в простейших случаях. Практически П. м. в магнитопроводах определяют экспериментально.

● Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, 3 изд., М., 1969.

ПОТО́К ИЗЛУЧЕ́НИЯ (лучистый поток), средняя мощность излучения за время, значительно большее периода колебаний; характеризуется кол-вом энергии, переносимой эл.-магн. волнами в единицу времени через к.-л. поверхность. Величину П. и. измеряют по его действию на несселективный приёмник излучения. П о л н ы й п о т о к излучения можно измерить по его тепловому действию при поглощении излучения приёмником в виде *абсолютно чёрного тела*. Р е д у ц и р о в а н н ы й П. и.— мощность, оцениваемая по действию, вызванному излучением на спектрально-избирательный приёмник. Редуцированный П. и. может выражаться в спец. единицах. Различают: *световой поток* Ф — поток, действующий на глаз; ф о т о а к т и н и ч н ы й — на фотоматериалы и т. п. Осн. единица энергетич. П. и.— Вт, светового потока — лм. Соотношение между этими единицами наз. *механическим эквивалентом света*.

А. П. Гагарин.

ПРА́ВОЙ РУКИ́ ПРА́ВИЛО для определения направления индукц. тока в проводнике, движущемся в магн. поле: если расположить правую ладонь так, чтобы отставленный большой палец совпадал с направлением движения проводника, а силовые линии магн. поля входили в ладонь, то направление индукц. тока в проводнике совпадёт с направлением вытянутых пальцев. П. р. п. явл. следствием *Ленца правила*.

ПРА́НДТЛЯ ТРУ́БКА (Пито—Прандтля трубка), прибор для одновременного измерения полного и статич. давления в потоке жидкости или газа. Представляет собой трубку Пито, усовершенствованную нем. учёным Л. Прандтлем (L. Prandtl), к-рый совместил измерение полного и статич. давления в одном приборе. См. *Трубки измерительные*.

ПРА́НДТЛЯ ЧИСЛО́ (по имени Л. Прандтля), один из *подобия критериев* тепловых процессов в жидкостях и газах $Pr=\nu/a=\mu c_p/\lambda$, где $\nu=\mu/\rho$ — коэфф. кинематич. вязкости; μ — коэфф. динамич. вязкости; ρ — плотность; λ — коэфф. теплопроводности; $a=\lambda/\rho c_p$ — коэфф. температуропроводности; c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении.

П. ч. характеризует соотношение между интенсивностями мол. переноса кол-ва движения и переноса теплоты теплопроводностью; явл. физ. хар-кой среды и зависит только от её термодинамич. состояния. У газов П. ч. с изменением темп-ры практически не изменяется (для двухатомных газов $Pr\approx$ $\approx$0,72, для трёх- и многоатомных $Pr\approx$ $\approx$ от 0,75 до 1). У неметаллич. жидкостей П. ч. изменяется с изменением темп-ры тем значительнее, чем больше вязкость жидкости (напр., для воды при 0°С Pr=13,5, а при 100°С Pr=1,74; для трансформаторного масла при 0°С Pr=866, при 100°С Pr=43,9 и т. д.). У жидких металлов $Pr\ll1$ и не так сильно изменяется с темп-рой (напр., для натрия при 100°С Pr=0,0115, при 700°С Pr=0,0039).

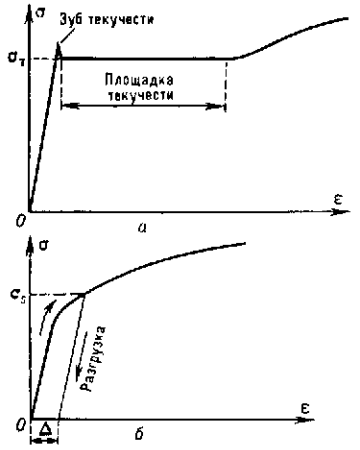
П. ч. связано с др. критериями подобия — *Пекле числом* Pe и *Рейнольдса числом* Re соотношением $Pr=Pe/Re$.

С. Л. Вишневецкий.

ПРЕДЕ́Л ТЕКУ́ЧЕСТИ в сопротивлении материалов, напряжение, при к-ром начинает развиваться пластич. деформация. В опытах с растяжением цилиндрич. образца определяется нормальное напряжение σ_s в поперечном сечении, при к-ром впервые возникают пластич. (необратимые) деформации. Аналогично, в опытах с кручением тонкостенного трубчатого образца определяется П. т. при сдвиге τ_s. Для большинства металлов $\sigma_s=\tau_s\sqrt{3}$.

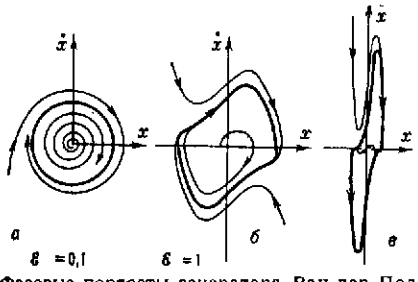
В нек-рых материалах при непрерывном удлинении цилиндрич. образца на диаграмме зависимости нормального напряжения σ от относит. удлинения ε обнаруживается т. н. зуб текучести, т. е. резкое снижение напряжения перед появлением пластич. деформации (рис., *а*), причём дальнейший рост деформации (пластической) до нек-рого её значения происходит при неизменном напряжении, к-рое наз. ф и з и ч е с к и м П. т. $\sigma_т$.

Горизонтальный участок диаграммы σ—ε наз. площадкой текучести; если её протяжённость велика, материал наз. идеально пластическим (неупрочняющимся). В др. материалах, к-рые наз. упрочняющимися, площадки текучести нет (рис., *б*) и точно указать напряжение, при к-ром впервые возникают пластич. деформации, практически невозможно. Вводится понятие условного П. т. σ_s как напряжения, при разгрузке от к-рого в образце впервые обнаруживается остаточная (пластич.) деформация величины Δ. Остаточные деформации меньше Δ условно считаются пренебрежимо малыми. Напр., П. т., измеренный с допуском Δ=0,2%, обозначается $\sigma_{0,2}$. См. также *Пластичность*. *В. С. Ленский.*



ПРЕДЕЛЬНЫЙ ЦИКЛ, замкнутая изолированная траектория в *фазовом пространстве* динамич. системы, изображающая периодич. движение. В окрестности П. ц. фазовые траектории либо удаляются от него (неустойчивый П. ц.), либо неограниченно приближаются к нему — «наматываются» на него (устойчивый П. ц.). Устойчивый П. ц. явл. матем. образом периодич. *автоколебаний*. Напр., уравнение Ван дер Поля (описывающее, в частности, динамику лампового генератора): $\frac{d^2x}{dt^2}-\mathcal{E}(1-x^2)\frac{dx}{dt}+x=0$ имеет при значении параметра нелинейности $\mathcal{E}>0$ единственный устойчивый П. ц. (рис.).

Для систем с одной степенью свободы (их фазовое пространство — плоскость) устойчивыми П. ц. и устойчивыми состояниями равновесия исчерпываются все возможные объекты, к-рые притягивают соседние траектории на фазовой плоскости. В многомерных динамич. системах с размерностью фазового пространства $n\geqslant 3$ возможны более сложные притягивающие объекты.



Фазовые портреты генератора Ван дер Поля при разл. значениях нелинейности: *а* — квазигармонич. колебания; *б* — сильно несинусоидальные; *в* — релаксационные ($\mathcal{E}$ = 10).

● Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959; Баутин Н. Н., Леонтович Е. А., Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, М., 1976; Рабинович М. И., Стохастические автоколебания и турбулентность, «УФН», 1978, т. 125, в. 1, с. 123.

М. И. Рабинович.

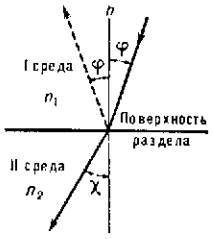
ПРЕЛОМЛЕ́НИЕ ВОЛН (рефракция волн), изменение направления распространения волны в неоднородной среде, обусловленное зависимостью *фазовой скорости* волны от координат. П. в. может рассматриваться как отдельное (независимое от *дифракции волн*) явление только в рамках применимости лучевого описания волновых процессов (см. *Геометрическая оптика*, *Геометрическая акустика*). Соответственно различают: П. в. на плоской или плавно изогнутой (в масштабе длин волн) границе раздела однородных сред и П. в. в плавно неоднородной (в масштабе длины волны) среде (иногда термин «рефракция» относят только к этому случаю).

При преломлении плоской монохроматич. волны на плоской границе раздела двух однородных непоглощающих сред направления распространения падающей и преломлённой волн связаны соотношением: $\sin\theta_2/\sin\theta_1=v_2/v_1$ (*Снелля закон преломления*), где θ_1, θ_2— углы падения и преломления, т. е. углы между фазовыми скоростями v_1, v_2 и нормалью к границе. В изотропных средах величина $n_{21}=v_1/v_2$ не зависит от угла падения и наз. относит. показателем преломления двух сред; для эл.-магн. волн вводят абс. показатель преломления, как отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости в среде. При $(v_2/v_1)\sin\theta_1>1$ не существует действит. углов θ_2, удовлетворяющих закону П. в., и преломлённая волна отсутствует — явление *полного внутреннего отражения*. Однако и в этом случае закон П. в. формально выполняется при комплексных значениях угла преломления, к-рым соответствуют бегущие вдоль границы и экспоненциально спадающие при удалении от неё моды (см. *Поверхностные акустические волны*). На границе раздела анизотропных сред, в к-рых величина фазовой скорости зависит от направления распространения, $v_i=v_i(\theta_i)$, одной падающей могут соответствовать неск. преломлённых волн, *групповые скорости* к-рых направлены от границы в глубь среды (угол преломления при этом может быть тупым). П. в. на резких границах раздела сред сопровождается (за редким исключением) *отражением волн*. Соотношение амплитуд падающей, преломлённой и отражённых волн зависит от природы и поляризации волн и определяется *Френеля формулами*. На эффекте П. в. основан принцип действия большинства оптич. устройств (микроскопов, телескопов, спектрографов, фотоаппаратов, световодов и др.). Рефракцией объясняются мн. явления природы: миражи, звуковые каналы в океане и атмосфере, сверхдальняя радиосвязь и др.

● Фейнман Р., Лейтон Р., Сандс М., Фейнмановские лекции по физике, 3 изд., т. 3— Излучение. Волны. Кванты, М., 1976; 2 изд., т. 7— Физика сплошных сред, М., 1977; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ПРЕЛОМЛЕ́НИЕ СВЕ́ТА, изменение направления распространения *оптического излучения* (с в е т а) при его прохождении через границу раздела двух сред. На протяжённой плоской границе раздела однородных изотропных прозрачных (непоглощающих) сред с *преломления показателями* n_1 и n_2 П. с. определяется след. двумя закономерностями: преломлённый луч лежит в плоскости, проходящей через падающий луч и нормаль (перпендикуляр) к поверхности раздела; углы падения φ и преломления χ (рис.) связаны



Ход лучей света при преломлении на плоской поверхности, разделяющей две прозрачные среды. Пунктиром обозначен отражённый луч. Угол преломления χ больше угла падения φ; это указывает, что в данном случае происходит преломление из оптически более плотной первой среды в оптически менее плотную вторую ($n_1>n_2$). *n* — нормаль к поверхности раздела.

Снелля законом преломления: $n_1\sin\varphi=n_2\sin\chi$. П. с. сопровождается и *отражением света*; при этом сумма энергий преломлённого и отражённого пучков лучей (количеств. выражения для них следуют из *Френеля формул*) равна энергии падающего пучка. Их относит. интенсивности зависят от угла падения, значений n_1 и n_2 и *поляризации света* в падающем пучке. При нормальном падении отношение ср. энергий преломлённой и упавшей световых волн равно $4n_1n_2/(n_1+n_2)^2$; в существенном частном случае прохождения света из воздуха (n_1 с большой точностью=1) в стекло с n_2=1,5 оно составляет 96%. Если $n_2<n_1$ и угол падения $\varphi\geqslant\arcsin(n_2/n_1)$, П. с. не происходит и вся энергия, принесённая на границу раздела падающей световой волной, уносится отражённой волной (явление *полного внутреннего отражения*). При любых φ, кроме φ=0, П. с. сопровождается изменением состояния поляризации света [наиболее сильным при т. н. угле Брюстера $\varphi=\operatorname{arctg}(n_2/n_1)$, см. *Брюстера закон*],

что используют для получения линейно-поляризованного света (см. также *Стопа* в оптике). Зависимость П. с. от поляризации падающих лучей наглядно проявляется при *двойном лучепреломлении* в оптически анизотропных средах. В поглощающих средах П. с. можно строго описать, формально используя те же выражения, что и для непоглощающих сред, но рассматривая n как комплексную величину (мнимая часть к-рой характеризует *поглощение света* средой; см., напр., *Металлооптика*). χ при этом становится также комплексным и теряет простой смысл угла преломления, какой он имеет для непоглощающих сред. В общем случае n среды зависит от длины волны λ света (*дисперсия света*); поэтому при преломлении немонохроматич. света составляющие его лучи с разл. λ идут по разным направлениям. На законах П. с. основано устройство *линз* и мн. оптич. приборов, служащих для изменения направления световых лучей и получения *изображений оптических*.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

Н. А. Войшвилло.

ПРЕЛОМЛЕ́НИЯ ПОКАЗА́ТЕЛЬ относительный двух сред n_{21}, безразмерное отношение скоростей распространения *оптического излучения* (света) в первой (c_1) и во второй (c_2) средах: $n_{21}=c_1/c_2$. В то же время относит. П. п. есть отношение синусов угла падения φ и угла преломления χ на границе раздела этих сред: $n_{21}=\sin\varphi/\sin\chi$ (см. *Преломление света*). Если первой средой служит вакуум (в к-ром скорость света $c_0\simeq 3\cdot 10^{10}$ см/с), то П. п. относительно него наз. абсолютным: $n=c_0/c$. Относит. П. п. есть отношение абс. П. п. сред: $n_{21}=n_2/n_1$.

П. п. зависит от длины волны λ (частоты ν) излучения (см. *Дисперсия света*). С *диэлектрической проницаемостью* и *магнитной проницаемостью* среды ε_λ и μ_λ, зависящими от λ, абс. П. п. связан выражением $n_\lambda=\sqrt{\varepsilon_\lambda\mu_\lambda}$. Абс. П. п. среды определяется *поляризуемостью* составляющих её ч-ц (см. *Клаузиуса — Моссотти формула*, *Лоренц — Лоренца формула*, *Рефракция молекулярная*), а также структурой среды и её агрегатным состоянием. Для сред, обладающих *оптической анизотропией* (естественной или индуцированной), П. п. зависит от направления распространения излучения и состояния его поляризации (см. *Поляризация света*). Типичными анизотропными средами являются мн. кристаллы (см. *Кристаллооптика*). Среды, поглощающие излучение, описывают комплексным П. п. $\bar{n}=n(1+i\varkappa)$, где член, содержащий только n, соответствует направленному пропусканию, а $\varkappa=k\lambda/4\pi$ характеризует поглощение (k — *поглощения показатель* среды; см. также *Металлооптика, Поглощение света*).

ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛИ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЕ первичные **(датчики)**, средства измерений, преобразующие измеряемую неэлектрич. величину в др. физ. величину, удобную для передачи на расстояние информации об измеряемой величине. Выходной величиной П. и. обычно явл. электрич. величина. П. и. входят в *измерительные системы* и явл. начальным звеном любого измерит. канала для измерения неэлектрич. величины.

Обычно выделяют три группы наиболее распространённых П. и.: 1) П. и., использующие механич. перемещение для изменения к.-л. параметра электрич. цепи или генерирования электрич. сигнала. Структурно многие П. и. этой группы состоят из двух частей — чувствит. элемента, преобразующего измеряемую величину в механич. перемещение, и преобразователя перемещения в электрич. величину; 2) П. и., использующие зависимость электрич. величины, характеризующей чувствит. элемент, от его темп-ры; 3) П. и., использующие изменение электрич. свойств объекта измерений с изменением его неэлектрич. параметров.

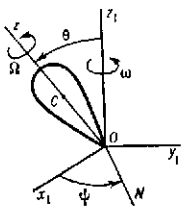
По виду выходной электрич. величины П. и. делят на параметрические и генераторные. Выходной величиной параметрич. П. и. явл. пассивный параметр электрич. цепи — сопротивление, ёмкость, индуктивность, взаимная индуктивность. Их применение в измерит. системах требует вспомогат. источников питания. Наиболее распространены след. виды параметрич. П. и.: 1) реостатные, к-рые представляют собой чувствит. элемент (щуп, мембрану и др.), перемещающий под воздействием неэлектрич. величины подвижную щётку реостата, изменяя его выходное сопротивление. Используются при измерениях с относит. невысокой точностью линейных и угловых перемещений, усилий, давлений и др. величин, к-рые могут быть преобразованы в линейное или угловое перемещение; 2) тензочувствительные, к-рые основаны на зависимости электрич. сопротивления материала проводника от механич. напряжения. Выполняются в виде тонкой (диаметром 0,02—0,05 мм) петлеобразно уложенной проволоки, приклеиваемой на объект измерения или чувствит. элемент П. и. При деформациях подложки происходит изменение механич. напряжения проволоки и, соответственно, её электрич. сопротивления. Находят широкое применение при измерениях деформаций, механич. напряжений, усилий, массы, давлений, моментов сил и др.; 3) термочувствительные, в к-рых используется зависимость сопротивления проводника (или полупроводника) от его темп-ры. Применяются для измерения темп-ры, скорости потоков, плотности, состава, теплопроводности газообразных и жидких веществ, а также вакуума; просты по конструкции, обладают относит. высокой точностью и чувствительностью; 4) индуктивные преобразователи, основанные на зависимости индуктивности или взаимной индуктивности обмоток П. и. от положения отд. элементов магнитопровода, на к-рых они расположены и перемещение к-рых определяется чувствит. элементом, воспринимающим измеряемую величину. Используются при измерениях механич. перемещений, давлений, усилий, моментов, расходов и др. величин, преобразуемых в механич. перемещение; 5) ёмкостные П. и., основанные на зависимости ёмкости конденсатора от размеров и взаимного расположения его обкладок, а также от диэлектрич. проницаемости среды между ними; П. и. с изменением геом. размеров применяют для измерения перемещений и величин, к-рые могут быть преобразованы в перемещения. Ёмкостные П. и. на основе зависимости ёмкости от диэлектрич. проницаемости среды используются при измерениях уровня жидкостей, влажности в-в, толщины материалов из диэлектрика; обладают высокой чувствительностью, относит. малой инерционностью; 6) электролитические, основанные на зависимости электрич. сопротивления электролита от его концентрации, что и определяет их осн. назначение; выполняются в виде сосудов с электродами, питание обычно на перем. токе повышенной частоты для исключения электролиза; 7) ионизационные, основанные на зависимости сопротивления газового промежутка, подвергнутого ионизующему излучению, от размеров ионизируемого слоя, св-в газа и интенсивности ионизующего излучения. Представляют собой ионизац. камеру с источником излучения и электродами. Применяются для измерения величин, преобразуемых в механич. перемещение (напр., ионизац. манометр) и для измерений плотности и состава газов. Применяются гл. обр. для измерений в агрессивных средах и определения параметров сред, находящихся под большим давлением или имеющих высокую темп-ру.

Выходной величиной генераторных П. и. явл. активная электрич. величина (эдс, ток). К генераторным П. и. относятся: 1) термоэлектрические, к-рые основаны на термоэлектрическом эффекте (см. *Термоэлектрические явления*) в цепи термопары: при различии темп-р точек соединения двух проводников из разнородных материалов, в цепи термопары возникает эдс; применяются гл. обр. для измерений темп-ры в широком диапазоне; 2) индукционные, основанные на эл.-магн. индукции: при перемещении катушки в поле пост. магнита в ней возникает эдс; применяют-

ся гл. обр. для измерений скорости линейных и угловых перемещений, ускорения, параметров вибрации, расхода; 3) пьезоэлектрические, в к-рых используется прямой пьезоэлектрический эффект: под воздействием механич. напряжений на поверхностях кристаллов кварца, сегнетовой соли и др. возникает электрич. заряд; применяются гл. обр. для измерения параметров быстроизменяющихся величин — переменных усилий, давлений, параметров вибраций; 4) гальванические, основанные на использовании эдс, возникающей при электрохим. из-ствии электродов с р-ром (гальванич. эдс зависит от состава и концентрации р-ра); широко используются в хим., нефт., пищ. пром-сти для измерений концентрации ионов в растворах, газах, пульпе, а также измерений влажности.

● Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке и Е. М. Душина, 5 изд., Л., 1980; Электрические измерения неэлектрических величин, 5 изд., Л., 1975; Агейкин Д. И., Костина Е. Н., Кузнецова Н. П., Датчики контроля и регулирования, 2 изд., М., 1965. *В. П. Кузнецов.*

ПРЕЦЕ́ССИЯ (от позднелат. praecessio — движение впереди, предшествование), движение тв. тела, имеющего неподвижную точку O, к-рое слагается из вращения с угловой скоростью Ω вокруг оси Oz, неизменно связанной с телом, и вращения с угловой скоростью ω вокруг оси Oz_1 (рис.), где Ox_1, Oy_1, Oz_1 — оси, условно наз. неподвижными, по отношению к к-рым рассматривается движение тела. ON — прямая, перпендикулярная к плоскости z_1Oz, наз. линией узлов, $\psi = x_1ON$ — угол П. (см. *Эйлеровы углы*). Наряду с П. тело совершает также нутационное движение, при к-ром происходит изменение угла нутации $\theta = z_1Oz$ (см. *Нутация*).



Если во всё время движения $\theta = \text{const}$ (нутация отсутствует) и величины Ω, ω также остаются постоянными, то движение тела наз. регулярной П. Ось Oz описывает при этом вокруг оси П. Oz_1 прямой круговой конус. Такую П. при произвольных начальных условиях совершает закреплённое в центре тяжести симметричное тело (*гироскоп*), на к-рое никакие силы, создающие момент относительно закреплённой точки, не действуют; осью П. в этом случае явл. неизменное направление кинетич. момента тела (см. *Момент количества движения*). Симметричное тело, закреплённое в произвольной точке его оси симметрии и находящееся под действием силы тяжести (тяжёлый гироскоп или волчок), совершает при произвольных начальных условиях П. вокруг вертикальной оси, сопровождающуюся нутационными колебаниями, амплитуда и период к-рых тем меньше, а частота тем больше, чем больше угловая скорость собств. вращения Ω. Когда $\Omega \gg \omega$, видимое движение гироскопа мало отличается от регулярной П.; такую П. наз. псевдорегулярной П. Угловая скорость псевдорегулярной П. тяжёлого гироскопа приближённо определяется равенством $\omega = Pa/I\Omega$, где P — вес гироскопа, a — расстояние от неподвижной точки до центра тяжести, I — момент инерции гироскопа относительно оси симметрии.

С. М. Таре.

ПРИВЕДЕ́НИЕ СИЛ, преобразование системы сил, приложенных к тв. телу, в другую, эквивалентную ей систему, в частности простейшую. В общем случае любая система сил при приведении к произвольному центру (центру приведения) заменяется одной силой, равной геом. сумме (главному вектору) сил системы и приложенной к центру приведения, и одной *парой сил* с моментом, равным геом. сумме моментов (главному моменту) всех сил относительно центра приведения.

ПРИВЕДЁННАЯ МА́ССА, условная характеристика распределения масс в движущейся механич. или смешанной (напр., электромеханич.) системе, зависящая от физ. параметров системы (масс, моментов инерции, индуктивности и т. д.) и от закона её движения. В простейших случаях П. м. μ определяют из равенства $T = \mu v^2/2$, где T — кинетич. энергия системы, v — скорость нек-рой характерной точки, к к-рой приводится масса системы. Напр., для тела, совершающего плоскопараллельное движение, при приведении к его центру масс C будет $\mu = [1 + (\rho_c/h_c)^2]m$, где m — масса тела, ρ_c — радиус инерции относительно оси, перпендикулярной к плоскости движения и проходящей через центр C, h_c — расстояние от центра масс до мгновенной оси вращения (в общем случае величина переменная).

ПРИВЕДЁННЫЕ ПАРА́МЕТРЫ СОСТОЯ́НИЯ, параметры термодинамически равновесной системы (давление, объём, темп-ра и др.), отнесённые к их значениям в *критическом состоянии*. Ур-ние, связывающее П. п. с., напр. *Ван-дер-Ваальса уравнение* при не слишком низких темп-рах, одинаково для всех газов (закон соответственных состояний), т. к. не содержит физ.-хим. констант, характеризующих индивидуальные в-ва. См. *Уравнение состояния*, *Соответственные состояния*.

ПРИГО́ЖИНА ТЕОРЕ́МА, теорема *термодинамики неравновесных процессов*, согласно к-рой при данных внеш. условиях, препятствующих достижению системой равновесного состояния, стационарному (неизменному во времени) состоянию системы соответствует миним. *производство энтропии*. Если таких препятствий нет, то производство энтропии достигает своего абс. минимума — нуля. Доказана бельг. физиком И. Р. Пригожиным (I. R. Prigogine) в 1947 из соотношений взаимности Онсагера (см. *Онсагера теорема*); эквивалентна доказанному Онсагером (1931) принципу наименьшего рассеяния энергии. П. т. справедлива, если кинетич. коэфф. в соотношениях Онсагера постоянны; для реальных систем П. т. справедлива лишь приближённо, поэтому минимальность производства энтропии для стационарного состояния не явл. столь общим принципом, как максимальность энтропии для равновесного состояния (см. *Второе начало термодинамики*).

● Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 5, § 3; Пригожин И., Введение в термодинамику необратимых процессов, пер. с англ., М., 1960; Термодинамика необратимых процессов. Лекции в летней Международной школе физики им. Э. Ферми, пер. с англ., М., 1962, с. 213; Дьярмати И., Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы, пер. с англ., М., 1974, гл. 4—5. *Д. Н. Зубарев.*

ПРИЁМНИКИ ЗВУ́КА, акустич. приборы для восприятия звуковых сигналов и преобразования их с целью измерения, передачи, воспроизведения, записи или анализа. Наиболее распространены П. з., преобразующие акустич. сигналы в электрические (см. *Электроакустический преобразователь*). К ним относятся применяемые в воздухе *микрофоны*, в воде *гидрофоны*, в грунте *геофоны*. Важнейшие хар-ки таких П. з.: чувствительность — отношение электрич. сигнала к акустическому (напр., отношение амплитуды электрич. напряжения к амплитуде звукового давления); частотная хар-ка (зависимость чувствительности от частоты); собственное электрич. сопротивление; направленность.

Наряду с П. з., к-рые дают электрич. сигнал, воспроизводящий изменения во времени соответствующего акустич. сигнала (давления, колебат. скорости ч-ц), существуют также П. з., измеряющие усреднённые хар-ки звуковой волны. К ним относятся, напр., *диск Рэлея*, *радиометры акустические*; в УЗ диапазоне частот пользуются заключёнными в звукопоглощающую оболочку термоэлементами, эдс которых пропорциональна интенсивности УЗ. В качестве П. з. можно рассматривать и органы слуха животных и человека, производящие преобразование акустич. сигналов в нервные импульсы, передаваемые в центр головного мозга.

ПРИЁМНИКИ ОПТИ́ЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕ́НИЯ, устройства, изменение состояния к-рых под действием потока *оптического излучения* служит для обнаружения этого излучения. П. о. и. преобразуют энергию оптич. излучения в другие виды энергии (тепловую, электрич., механич. и т. д.), более удобные для непосредств. измерения. Они реагируют на интенсивность излу-

чения, усреднённую по мн. периодам колебания поля, т. к. время реакции приёмника независимо от того, на каком физ. явлении он основан, определяется процессами переноса и релаксации, к-рые происходят медленнее, чем колебания светового поля.

Важными параметрами, характеризующими св-ва и возможности разл. типов П. о. и., явл.: п о р о г о в а я ч у в с т в и т е л ь н о с т ь — миним. *поток излучения* (к-рый может быть обнаружен на фоне собств. шумов П. о. и.), отнесённый к единице полосы рабочих частот (измеряется в Вт/Гц$^{1/2}$); к о э ф ф. п р е о б р а з о в а н и я (интегральная чувствительность, относит. чувствительность), к-рый связывает падающий поток излучения с величиной сигнала на выходе П. о. и.; п о с т о я н н а я в р е м е н и — время, за к-рое сигнал на выходе П. о. и. нарастает до определённого уровня (этот параметр служит мерой способности П. о. и. регистрировать оптич. сигналы миним. длительности); с п е к т р а л ь н а я х а р а к т е р и с т и к а — зависимость чувствительности П. о. и. от длины волны излучения. П. о. и., у к-рых чувствительность слабо зависит от длины волны в широком диапазоне длин волн, наз. н е с е л е к т и в н ы м и, в отличие от с е л е к т и в н ы х П. о. и., имеющих на спектральной хар-ке чётко выраженные максимумы и (или) минимумы.

Разнообразие типов П. о. и. определяется многочисленностью способов преобразования энергии и невозможностью создать П. о. и. одинаково чувствительными во всём оптич. диапазоне. Поглощение энергии оптич. излучения вызывает изменение состояния в-ва его чувствит. элемента. Таким изменением может быть повышение темп-ры, к-рое в свою очередь вызывает изменение разл. параметров вещества: давления газа, электропроводности тв. тела, электрич. поляризации диэлектрика и др. П. о. и., основанные на этом принципе, наз. т е п л о в ы м и. Наиболее распространённые П. о. и. этого типа — металлич. и полупроводниковые *болометры* и термоэлементы, применяются также мол. *радиометры*, оптико-акустич., пироэлектрич. приёмники и др. Действие болометров основано на изменении электрич. сопротивления металла или полупроводника при изменении темп-ры, вызванном поглощением падающего потока оптич. излучения. Изменение темп-ры поглощающей поверхности термоэлементов, пропорциональное падающему на неё излучению, приводит к появлению в них соответств. *термоэдс*. П и р о э л е к т р и ч е с к и е П. о. и. обычно изготавливают из *сегнетоэлектриков*; при вз-ствии с излучением на их поверхности появляются статич. электрич. заряды. В о п т и к о - а к у с т и ч е с к и х и п н е в м а т и ч е с к и х (газовых, жидкостных) П. о. и. регистрируется либо увеличение (в результате повышения темпры) объёма поглощающей среды, либо акустич. волны (звук), возникающие в ней при поглощении оптич. излучения. Д и л а т о м е т р и ч е с к и е П. о. и. основаны на использовании теплового расширения тв. тел (см. *Дилатометр*). Тепловые П. о. и., как правило, неселективны и пригодны для измерения эл.-магн. энергии в широкой области спектра (0,2—50 мкм, иногда до 1000 мкм).

Порог чувствительности лучших тепловых П. о. и. 10^{-11}—10^{-10} Вт/Гц$^{1/2}$ при постоянной времени 10^{-3}—10^{-1} с. Сверхпроводящие полупроводниковые болометры, работающие при глубоком охлаждении (3—15 К), имеют порог чувствительности на уровне 10^{-12} Вт/Гц$^{1/2}$ и постоянную времени 10^{-4} с.

Ф о т о э л е к т р и ч е с к и е П. о. и. непосредственно преобразуют эл.-магн. энергию в электрическую. Их разделяют на П. о. и. с внеш. и внутр. *фотоэффектом*. К ним относятся фотоэлементы, *фотоэлектронные умножители*, фоторезисторы, *фотодиоды*, *электронно-оптические преобразователи*, П. о. и. с фотоэлектромагн. эффектом, *квантовые усилители* оптич. диапазона. Эти П. о. и. селективны, и их реакция зависит от величины энергии отд. поглощённых квантов. Спектральная хар-ка П. о. и. с внеш. фотоэффектом имеет характерную длинноволновую (красную) границу в области 0,6—1,2 мкм, определяемую природой в-ва чувствит. элемента приёмника (см. *Работа выхода*). Фотоэлектрич. П. о. и. с внутр. фотоэффектом в зависимости от типа чувствительны и в далёкой ИК области спектра (до 10—30 мкм). Порог чувствительности П. о. и. с внеш. фотоэффектом может быть доведён до 10^{-12}—10^{-15} Вт/Гц$^{1/2}$ при постоянной времени 10^{-9} с. Порог чувствительности т. н. с ч ё т ч и к о в ф о т о н о в (полупроводниковых лавинных фотодиодов) ещё выше — до 10^{-17} Вт/Гц$^{1/2}$. Предельная чувствительность фоторезисторов 10^{-10}—10^{-12} Вт/Гц$^{1/2}$ при постоянной времени 10^{-5}—10^{-7} с.

Для регистрации сверхкоротких импульсов лазерного излучения ИК диапазона разработаны новые П. о. и., основанные на *увлечения эффекте* светом носителей заряда. При наличии у эл.-магн. волны конечного импульса при вз-ствии излучения с в-вом (внутризонное поглощение на свободных носителях, переходы между подзонами в валентной зоне) возникает направленное движение носителей, к-рое регистрируется в виде тока или напряжения. П. о. и. такого типа имеют постоянную времени 10^{-11}—10^{-10} с, не требуют принудит. охлаждения и использования источников питания. Ещё большее временно́е разрешение, до 10^{-14}—10^{-13} с, может быть получено при использовании приёмников с микроантенной на основе структур металл — окисел — металл, работающих как туннельный диод. Недостатком приёмников этого типа явл. их малая чувствительность.

П о н д е р о м о т о р н ы е (механические) П. о. и. реагируют на *световое давление*, для измерения к-рого можно использовать разл. типы датчиков (ёмкостный, пьезоэлектрический), но чаще всего используют *крутильные весы*. Применение приёмников этого типа ограничено, т. к. они очень чувствительны к вибрациям и тепловому излучению окружающей среды.

К ф о т о х и м и ч е с к и м П. о. и. относятся все виды фотослоёв, используемых в совр. фотографии. В отличие от фотоэлектрич. и тепловых П. о. и. фотослой не только суммирует фотохим. действие излучения, но и обладает способностью сохранять его в течение длит. времени. Мерой величины поглощённой энергии служит *оптическая плотность* проявленного фотослоя.

К П. о. и. могут быть отнесены и глаза живых существ. Область спектра, в к-рой чувствителен глаз человека (0,4—0,8 мкм), наз. в и д и м о й областью. Человеческий глаз — селективный приёмник с макс. чувствительностью ок. 555 нм. Адаптированный в темноте глаз человека (см. *Адаптация* глаза) имеет пороговую чувствительность 10^{-17} Вт/с, что соответствует неск. десяткам фотонов в 1 с. Глаза др. животных отличает большое разнообразие; так, глаза нек-рых насекомых реагируют на *поляризацию света*.

Для получения двумерного изображения излучающего объекта применяются м н о г о э л е м е н т н ы е П. о. и. с дискретно или непрерывно распределёнными по поверхности приёмными элементами. К ним относятся фотопластинки, фотоплёнки, электронно-оптические преобразователи, многоплощадочные полупроводниковые болометры и фоторезисторы, эвапорографы (см. *Эвапорография*).

П. о. и. применяются в *спектроскопии*, *квантовой электронике*, астрономии, в автоматич. системах управления и т. д.

● Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; К р и к с у н о в Л. З., Справочник по основам инфракрасной техники, М., 1978; М а р к о в М. Н., Приемники инфракрасного излучения, М., 1968; Р о с с М., Лазерные приемники, пер. с англ., М., 1969.

Л. К. Капорский.

ПРИЗМЫ ОПТИЧЕСКИЕ, призмы из материалов, прозрачных для *оптического излучения* в нек-ром интервале его частот. Они могут быть и не призмами в строго геом. смысле. П. о. подразделяются на три обширных и резко различающихся по назначению клас-

са: *спектральные призмы* (или дисперсионные призмы), *отражательные призмы* и *поляризационные призмы*.

ПРИМЕСНЫЕ УРОВНИ, энергетич. состояния ПП, расположенные в запрещённой зоне и обусловленные присутствием в нём примесей и структурных *дефектов*. В зависимости от того, мало или сравнимо с шириной запрещённой зоны расстояние от П. у. до ближайшей разрешённой зоны, различают мелкие и глубокие П. у. По способности примесного атома отдавать эл-н в зону проводимости либо принимать его из валентной зоны П. у. подразделяют на донорные и акцепторные. Мелкие П. у., соответствующие «примесям замещения» (замещение атома кристалла примесным атомом), проявляют донорный характер, если валентность примесного атома превышает валентность атомов основного кристалла, и акцепторный — при обратном соотношении. Глубокие П. у. обычно образуются при замещении атомов матрицы атомами, отличающимися по валентности более чем на ± 1. Такие примеси иногда способны образовывать неск. П. у., соответствующих разл. зарядовым состояниям, напр. атомы Cu в Ge создают три П. у., соответствующих ионам Cu^-, Cu^{2-}, Cu^{3-}. Глубокие П. у., отвечающие разным ионам, могут иметь разл. характер (одни быть донорными, другие — акцепторными).

В случае «примесей внедрения» донорный или акцепторный характер П. у. не зависит от их валентности, а определяется величиной электроотрицательности. Если электроотрицательность у примесных атомов больше, чем у атомов матрицы, то П. у. наз. акцепторными, в обратном случае — донорными. Одна и та же примесь может быть донором при замещении и акцептором при внедрении (напр., O в Si) либо наоборот.

П. у. локализованы вблизи дефектов. При очень высоких концентрациях примесей волновые ф-ции, соответствующие П. у., перекрываются, что приводит к «размыванию» П. у. в примесные зоны (см. *Сильнолегированный полупроводник*). *Э. М. Эпштейн.*

ПРИСОЕДИНЁННАЯ МАССА, величина, имеющая размерность массы, к-рая прибавляется к массе тела, движущегося неравномерно в жидкой среде, для учёта воздействия среды на это тело. Напр., если тело с массой m движется поступательно в идеальной жидкости под действием силы $\boldsymbol{F}$, то сопротивление среды пропорц. ускорению $\boldsymbol{w}$ тела и по основному закону динамики $m\boldsymbol{w}=\boldsymbol{F}-\lambda\boldsymbol{w}$ или $(m+\lambda)\boldsymbol{w}=\boldsymbol{F}$, где коэфф. пропорциональности λ и наз. П. м. Таким образом, тело в жидкости движется так же, как оно двигалось бы в пустоте, имея массу, равную $m+\lambda$. Значение П. м. зависит от формы тела, направления движения и плотности ρ среды. Так, для шара $\lambda=\frac{2}{3}\rho\pi r^3$, где r — радиус шара. Для эллиптич. цилиндра (основание — эллипс), движущегося в направлении, перпендикулярном одной из осей эллипса, $\lambda=\rho\pi a^2 h$, где $a=\frac{1}{2}$ длины этой оси, h — высота цилиндра.

Определение П. м. имеет существенное значение при изучении неустановившихся движений тел, полностью погружённых в воду, при изучении удара о воду, входа тел в воду, качки судов и т. д. При подсчёте П. м. жидкость считают лишённой вязкости и обычно пренебрегают её сжимаемостью.

● Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, 2 изд., М., 1966; Ламб Г., Гидродинамика, пер. с англ., М.—Л., 1947; Риман И. С., Крепс Р. Л., Присоединенные массы тел различной формы, М., 1947. *С. М. Тарг.*

ПРИСОЕДИНЁННЫЙ ВИХРЬ, условный вихрь, к-рый считается неподвижно связанным с телом, обтекаемым потоком жидкости или газа, и заменяет по величине циркуляции скорости ту действит. завихрённость, к-рая образуется в пограничном слое вследствие вязкости.

При вычислении *подъёмной силы* крыла бесконечно большого размаха можно заменить крыло П. в. с прямолинейной осью, к-рый создаёт в окружающей среде ту же *циркуляцию скорости*, что и действит. крыло. У крыла конечного размаха П. в. продолжается в окружающую среду в виде свободных вихрей. Знание вихревой системы крыла позволяет вычислить действующие на него аэродинамич. силы. В частности, от вз-ствия присоединённых и свободных вихрей возникает *индуктивное сопротивление* крыла. Идея П. в. была использована Н. Е. Жуковским в теории крыла и гребного винта.

● Жуковский Н. Е., О присоединенных вихрях. Собр. соч., т. 4, М.—Л., 1949, с. 69; его же, Вихревая теория гребного винта, там же, с. 395; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

ПРИЦЕ́ЛЬНЫЙ ПАРА́МЕТР (прицельное расстояние, параметр удара), в классич. теории рассеяния ч-ц — расстояние между рассеивающим силовым центром и линией первонач. движения рассеивающейся частицы (см. рис. 1 в ст. *Рассеяние микрочастиц*).

ПРИЧИ́ННОСТИ ПРИ́НЦИП, один из наиб. общих принципов, устанавливающий допустимые пределы влияния физ. событий друг на друга: П. п. исключает влияние данного события на все прошедшие события («будущее не влияет на прошлое», «событие-причина предшествует по времени событию-следствию»). П. п. требует также отсутствия взаимного влияния таких событий, применительно к к-рым понятия «раньше», «позже» не имеют смысла: более раннее для одного наблюдателя событие представляется др. наблюдателю более поздним; согласно спец. теории относительности, именно такая ситуация возникает, когда пространств. расстояние между событиями столь велико, а временно́й интервал между ними столь мал, что эти события могли бы быть связаны лишь сигналом, распространяющимся быстрее света. Требование отсутствия причинной связи между ними, к-рую мог бы осуществить соединяющий их сигнал, и ведёт к известному выводу о невозможности движений со скоростью, превышающей скорость света в вакууме.

В аппарате физ. теории П. п. используется прежде всего для выбора граничных условий к соответствующим ур-ниям динамики, что обеспечивает однозначность их решения. Так, при решении *Максвелла уравнений* П. п. делает выбор между опережающими и *запаздывающими потенциалами* в пользу последних. Аналогично в квант. теории поля П. п. делает однозначной технику *Фейнмана диаграмм* — важный инструмент теор. описания взаимодействующих полей или ч-ц. Кроме того, П. п. позволяет установить общие св-ва величин, описывающих реакцию физ. системы на внеш. воздействия. Сюда относятся аналитич. св-ва диэлектрич. проницаемости системы как ф-ции частоты (дисперс. соотношения Крамерса — Кронига). Др. важный пример — *дисперсионные соотношения* в теории рассеяния адронов. Эти соотношения — уникальный образец точной зависимости между непосредственно наблюдаемыми величинами (амплитудой упругого рассеяния вперёд и полным сечением рассеяния), выведенной без использования к.-л. модельных представлений об элем. ч-цах. Особенно возросла роль П. п. в теории элем. ч-ц с возникновением аксиоматич. подхода, ставящего своей целью описание вз-ствий ч-ц непосредственно на основе общих принципов (постулатов) теории. В аксиоматич. подходе П. п. отводится конструктивная роль одного из главных (наряду с требованиями теории относительности и квантовой теории) постулатов.

П. п. подтверждается экспериментом в макроскопич. области и общечеловеческой практикой. Однако его справедливость в области субъядерных масштабов, изучаемой в физике элем. ч-ц, не очевидна. Это связано с тем, что под событием в формулировке П. п. понимается «точечное» событие, происходящее в данной точке пр-ва в данный момент времени; соответственно П. п., о к-ром до сих пор шла речь, наз. также принципом микроскопич. причинности (см. *Микропричинности условие*). Между тем ограничения, вытекающие из квант. теории и теории относительности, делают невозможной физ. реализацию точечного события: любое событие, т. е. любой акт вз-ствия ч-ц, неизбежно имеет конечную протяжённость в пр-ве и времени. Поэтому в обл. малых мас-

штабов П. п. теряет своё непосредств. физ. содержание и становится формальным требованием. Это позволяет говорить о возможном нарушении П. п. «в малом», разумеется, при сохранении его справедливости в больших масштабах пространства-времени. Такой «ослабленный» П. п. наз. принципом макроскопич. причинности; его количеств. формулировки, адекватно отражающей указанные выше ограничения, ещё нет. Этот принцип лежит в основе многочисл. попыток обобщения квант. теории поля, относящихся к *нелокальной теории поля*.

П. п. в совр. физике явл. конкретно-физ. утверждением, существенно более узким по своему содержанию, чем общее философское понятие причинности — взаимной обусловленности, детерминированности последовательности событий. Проблема причинности приобрела большую остроту в период становления квант. механики, когда широко обсуждался вопрос, противоречит ли детерминизму вероятностное описание микроявлений. К отрицат. ответу на этот вопрос привело понимание необходимости отказаться от прямолинейного детерминизма классич. механики при рассмотрении статистич. закономерностей микромира. Кажущееся противоречие с общим П. п. объясняется непригодностью классич. физики для описания микрообъектов. Переход к адекватному описанию на языке *волновых функций* приводит к тому, что и в квант. механике нач. состояние системы (при известных вз-ствиях системы) полностью определяет всю последующую её эволюцию.

Проблема соблюдения причинности в философском смысле («общего П. п.») и поныне сохраняет свою остроту при анализе возможных форм нарушения физ. П. п. «в малом»; такой анализ стимулируется разработкой нелокальной теории поля, исследованием проблемы движения со сверхсветовыми скоростями, а также спец. экспериментами с целью проверки П. п. Этот анализ должен выяснить, какие формы нарушения П. п. ведут к непривычной, а какие — к недопустимой с точки зрения общего П. п. ситуациям.

С П. п. в совр. физике связан комплекс сложных и глубоких проблем, к-рые ещё ждут своего решения.

● Киржниц Д. А., Сазонов В. Н., Сверхсветовые движения и специальная теория относительности, в кн.: Эйнштейновский сборник. 1973, М., 1974. *Д. А. Киржниц.*

ПРОБО́Й ДИЭЛЕ́КТРИКОВ, резкое уменьшение электрического сопротивления диэлектрика (увеличение плотности тока j), наступающее при достижении определённой напряжённости приложенного электрического поля $E_{пр}$, называемого *электрической прочностью*. В диэлектрич. кристалле П. д. связан с образованием проводящего канала (шнура), в к-ром плотность тока существенно больше, чем средняя по образцу. *Шнурование тока* возникает, когда дифф. электрич. сопротивление $\rho \neq dE/dj$ становится отрицательным (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*).

● См. лит. при ст. *Диэлектрики, Полупроводники.* *А. П. Леванюк.*

ПРОБО́Й МАГНИ́ТНЫЙ, туннельный переход эл-нов проводимости в металле с одной классич. орбиты в магн. поле на другую (см. *Туннельный эффект*). П. м. приводит к изменению энергетич. спектра металла в магн. поле. Наблюдается при низких (гелиевых) темп-рах в чистых монокристаллах ряда металлов (открыт амер. физиком М. Пристли у Mg в 1963). Вероятность туннельных переходов увеличивается с ростом магн. поля. П. м. приводит к перестройке траекторий эл-нов в магнитном поле: к ликвидации и (или) появлению открытых траекторий. Этой перестройкой обусловлены макроскопич. эффекты: вклад П. м. в *гальваномагнитные явления*, в *де Хааза — ван Альфена эффект*, а также в др. св-ва металлов, зависящие от магн. поля. Одно из наиболее ярких проявлений П. м.— осцилляции аномально большой амплитуды («гигантские осцилляции») ряда характеристик металла — *магнетосопротивления*, поля Холла (см. *Холла эффект*) и др., наблюдаемые при изменении величины магн. поля.

Для понимания изменений св-в металлов в условиях П. м. необходим учёт квант. интерференционных эффектов, проявляющихся в движении эл-нов по системе классич. траекторий, связанных П. м.

● Каганов М. И., Магнитный пробой, «Природа», 1974, № 7. *М. И. Каганов.*

ПРОБО́Й ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ, общее название разл. по физ. природе процессов, приводящих к резкому возрастанию силы электрич. тока в среде, исходно не (или очень слабо) электропроводной. 1) П. э. вакуумного промежутка (см. *Вакуумный пробой*); 2) П. э. газового промежутка — нач. стадия *электрического разряда в газах*. См. также *Искровой разряд*, *Стримеры*; 3) о П. э. жидких и тв. диэлектриков и ПП см. в статьях *Диэлектрики*, *Пробой диэлектриков*, *Полупроводники*.

ПРОВОДИ́МОСТИ ЗО́НА, частично заполненная или пустая (при абс. нуле темп-ры) энергетич. зона в электронном спектре тв. тела (см. *Зонная теория*). Эл-ны, находящиеся в П. з., наряду с *дырками* валентной зоны определяют электропроводность и участвуют в др. процессах переноса в тв. телах. Наличие эл-нов в П. з. при темп-ре $T=0$ К отличает *металлы* от *полупроводников* и *диэлектриков*. У нек-рых тв. тел П. з. может перекрываться (*полуметаллы*) либо соприкасаться (*бесщелевые полупроводники*) с *валентной зоной*.

Э. М. Эпштейн.

ПРОВОДИ́МОСТЬ электрическая, то же, что *электропроводность*.

ПРОВО́ДНИКИ, вещества, хорошо проводящие электрич. ток, т. е. обладающие высокой *электропроводностью* σ (низким уд. сопротивлением $\rho=1/\sigma$). К хорошим П. обычно относят в-ва с $\rho<10^{-6}$—10^{-4} Ом·см. В-ва с большим ρ ($\sim 10^8$ Ом·см и выше) наз. *диэлектриками*. Промежуточное положение занимают *полупроводники*. К П. относятся *металлы*, *электролиты* и *плазма*. В металлах носителями заряда явл. квазисвободные эл-ны проводимости, в электролитах — положит. и отрицат. ионы, в плазме — свободные эл-ны и ионы. Металлы и углерод в проводящей модификации иногда наз. проводниками 1-го рода, электролиты — проводниками 2-го рода. Деление в-в на П. и непроводники условно, т. к. проводимость зависит от разл. факторов, в т. ч. от темп-ры. При очень низких темп-рах мн. металлы и нек-рые ПП переходят в сверхпроводящее состояние (см. *Сверхпроводимость*).

ПРОДО́ЛЬНАЯ ВОЛНА, волна, у к-рой характеризующая её векторная величина (напр., для гармонич. волн — векторная амплитуда) коллинеарна направлению её распространения (для гармонич. волн — волновому вектору k). К П. в. относятся, в частности, плоские (однородные) звук. волны в газах и жидкостях, ленгмюровские и ионно-звуковые волны в изотропной плазме, где колебания ч-ц (нейтральных или заряженных) происходят вдоль волнового вектора k. Продольность волны определяется структурой волнового поля. Напр., существуют плоские однородные, цилиндрически и сферически симметричные П. в. Но суперпозиция двух плоских продольных (напр., звуковых) волн, распространяющихся под углом друг к другу, образует неоднородную плоскую волну, ч-цы в к-рой в разных точках пр-ва движутся по разл. эллипсам.

● См. лит. при ст. *Волны.*

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ПРОДО́ЛЬНОЙ УПРУ́ГОСТИ МО́ДУЛЬ, то же, что модуль Юнга. См. *Модули упругости*.

ПРОДО́ЛЬНЫЙ ИЗГИБ, искривление длинного бруса прямолинейной формы, сжимаемого силой, направленной вдоль оси, вследствие потери *устойчивости равновесия* (см. также *Устойчивость упругих систем*). Пока действующая сила P невелика, брус только сжимается. При превышении нек-рого значения, наз. *критической силой*, брус самопроизвольно выпучивается. Это нередко приводит к разрушению или недопустимым деформациям стержневых конструкций.

Н. В. Кеппен.

ПРОЕКЦИО́ННЫЙ АППАРА́Т, оптич. устройство, формирующее *изображения оптические* объектов на рассеивающей поверхности, служащей экраном. По способу освещения объекта

различают диаскопич., эпископич. и эпидиаскопич. П. а.

В диаскопическом П. а. (рис. 1) изображение на экране создаётся световыми лучами, проходящими сквозь прозрачный объект (диапозитив, киноплёнку). Это самая многочисленная и разнообразная группа П. а., предназначенная для фотопе-

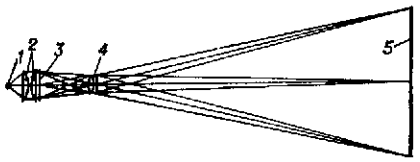


Рис. 1. Оптич. схема диаскопич. аппарата: *1* — источник света; *2* — осветит. система (конденсор); *3* — диапозитив; *4* — объектив; *5* — экран.

чати, просмотра диапозитивов, чтения микрофильмов и т. д. Разновидностью диаскопич. П. а. явл. кинопроекц. аппарат.

Эпископический П. а. (рис. 2) проецирует на экран изображение непрозрачного объекта с помощью лучей, рассеиваемых этим

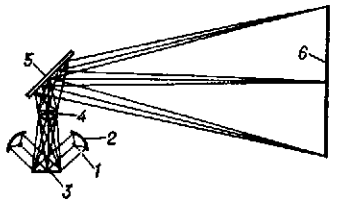


Рис. 2. Оптич. схема эпископич. аппарата: *1* — источник света; *2* — отражатель; *3* — проецируемый объект; *4* — объектив; *5* — зеркало; *6* — экран.

объектом. К ним относятся *эпископы*, приборы для копирования топографич. карт, проецирования рисунков и т. д.

Эпидиаскопический П. а. представляет собой комбинацию диаскопич. и эпископич. приборов (см. *Эпидиаскоп*), допускающую проецирование как прозрачных, так и непрозрачных объектов.

П. а. состоит из механич. и оптич. деталей. Механич. часть П. а. обеспечивает определённое положение объектов относительно оптич. части, смену объектов и требуемую длительность их проецирования. Оптич. часть, осуществляющая процесс проецирования, состоит из осветит. системы (включающей источник света и *конденсор*) и проекц. *объектива*.

● Волосов Д. С., Цивкин М. В., Теория и расчет светооптических систем проекционных приборов, М., 1960; Иванов А. М., Зарубежные любительские кадропроекторы и диаскопы, М., 1968.

ПРОЗРА́ЧНОСТЬ среды, отношение *потока излучения* (или для видимого света — *светового потока*), прошедшего в среде без изменения направления путь, равный 1, к потоку, вошедшему в эту среду в виде параллельного пучка. Т. о., высокой П. обладают среды с направленным *пропусканием* излучения. В диапазоне видимого света сквозь тела из таких сред при подходящих их геом. формах предметы видны отчётливо. П. зависит от длины волны излучения; применительно к монохроматич. свету говорят о монохроматической прозрачности. Прозрачность отличают от пропускания вообще, т. к. среда может быть непрозрачна, но в то же время пропускать рассеянный свет (напр., тонкие листы бумаги). Соответственно П. связана только с коэфф. направленного (но не диффузного) пропускания (см. *Пропускания коэффициент*). В слое толщиной 1 см П. оптич. кварца — ок. 0,999; оптич. стекла — 0,99—0,995.

ПРОИЗВО́ДСТВО ЭНТРОПИИ, прирост энтропии в физ. системе за ед. времени в результате протекающих в ней *неравновесных процессов*. П. э., отнесённое к ед. объёма, наз. локальным П. э. Если термодинамич. силы X_i (градиенты темп-ры, концентраций компонентов или их хим. потенциалов, массовой скорости, а в гетерогенных системах — конечные разности термодинамич. параметров) создают в системе сопряжённые им потоки J_i (теплоты, в-ва, импульса и др.), то локальное П. э. σ в такой неравновесной системе равно:

$$\sigma = \sum_{i=1}^{m} X_i J_i > 0, \qquad (1)$$

где m — число действующих термодинамич. сил. Полное П. э. равно интегралу от σ по объёму системы. Если термодинамич. потоки и силы постоянны в пр-ве, то полное П. э. отличается от локального лишь множителем, равным объёму системы.

Потоки J_i связаны с вызывающими их термодинамич. силами X_i линейными соотношениями:

$$J_i = \sum_{k=1}^{m} L_{ik} X_k, \qquad (2)$$

где L_{ik} — онсагеровские кинетич. коэффициенты (см. *Онсагера теорема*). Следовательно, П. э.

$$\sigma = \sum_{ik} X_i L_{ik} X_k, \qquad (3)$$

т. е. выражается квадратичной формой от термодинамич. сил.

П. э. отлично от нуля и положительно для *необратимых процессов* (критерий необратимости $\sigma \neq 0$). В стационарном состоянии П. э. минимально (*Пригожина теорема*). Конкретное выражение для входящих в П. э. кинетич. коэфф. через потенциалы вз-ствия ч-ц определяется методами неравновесной статистич. термодинамики. В случае *теплопроводности* П. э. пропорц. квадрату градиента темп-ры и коэфф. теплопроводности, в случае вязкого течения — квадрату градиента скорости и сдвиговой вязкости.

● См. лит. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов.*

ПРОМЕЖУ́ТОЧНОЕ СОСТОЯ́НИЕ сверхпроводника, возникает в сверхпроводящем образце под действием внешнего магн. поля или магн. поля тока, протекающего по самому образцу (см. *Сверхпроводимость*). Сверхпроводник в П. с. представляет собой мелкодисперсную систему чередующихся сверхпроводящих слоёв и слоёв с норм. электропроводностью (толщина слоёв $\sim 10^{-2}$ см). В норм. слоях сверхпроводимость разрушена имеющимся там магн. полем, близким к *критическому магнитному полю*. В сверхпроводящих слоях магн. поле отсутствует (см. *Мейснера эффект*). Образец переходит из сверхпроводящего состояния в П. с., когда увеличивающееся магн. поле достигает где-либо в образце критич. значения. П. с. переходит в нормальное, когда поле достигает критич. значения во всём образце и сверхпроводящие слои исчезают.

В П. с., возникающем под действием внешн. магнитного поля, границы раздела между слоями всегда покоятся. Под действием тока, протекающего по образцу, может осуществляться т. н. динамич. П. с., в к-ром границы раздела непрерывно движутся через образец (со скоростями 10^{-2}—10^{-3} см/с), зарождаясь на одной из его поверхностей и исчезая на другой.

● Шенберг Д., Сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1955, гл. 2—4; Тинкхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980, гл. 3.

А. Ф. Андреев.

ПРОМЕЖУ́ТОЧНЫЕ ВЕ́КТОРНЫЕ БОЗО́НЫ, группа векторных тяжёлых ч-ц, переносящих слабое взаимодействие, в к-рую входят две заряженные ч-цы (W^+, W^-) с массой ~ 80 ГэВ и одна нейтральная (Z^0) с массой ~ 90 ГэВ. Открыты в 1983 в ЦЕРНе. См. *Слабое взаимодействие*.

ПРОМИ́ЛЛЕ (от лат. pro mille — на тысячу) (‰), единица относит. величины (безразмерного отношения двух одноимённых физ. величин), $1‰ = 10^{-3}$, в частности $1‰ = 0{,}1\%$.

ПРОПОРЦИОНА́ЛЬНАЯ КА́МЕРА, см. *Пропорциональный счётчик*.

ПРОПОРЦИОНА́ЛЬНЫЙ СЧЁТЧИК, газоразрядный *детектор* ч-ц, создающий сигнал, амплитуда к-рого пропорц. энергии, выделенной в его объёме, регистрируемой ч-цей. При полном торможении ч-цы в П. с. его импульс пропорц. энергии ч-цы. В отличие от *ионизационной камеры*, вблизи анода П. с. электрич. поле E столь велико, что первичные эл-ны приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации. В результате на анод приходит лавина эл-нов. Отношение полного числа собранных эл-нов к первоначальному их числу наз. коэффициентом газового усиления M, к-рый тем больше, чем больше величина E/p (p — давление газа; в формировании импульса участвуют и ионы). В П. с. обычно используют коаксиальные электроды: катод — цилиндр, анод — тонкая (10—100 мкм) нить, натянутая по оси цилиндра (рис.). Газовое усиление осуществляется вблизи анода на рас-

стоянии, сравнимом с диаметром нити, а весь остальной путь эл-ны дрейфуют в поле E без «размножения». П. с., как правило, заполняют инертными газами с добавлением небольшого кол-ва многоатомных газов.

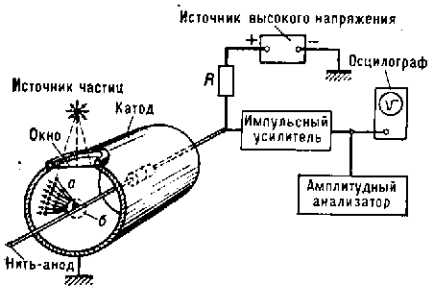


Схема пропорц. счётчика: *а* — область дрейфа электронов; *б* — область газового усиления.

Типичные хар-ки П. с.: $M\sim10^3$—10^4 (но может достигать 10^6); амплитуда импульса $\sim10^{-2}$ В при электрич. ёмкости самого П. с. ок. 20 пФ; развитие лавины происходит за время $\sim10^{-9}$—10^{-8} с, однако момент появления сигнала на выходе П. с. зависит от места прохождения ионизующей ч-цы, т. е. от времени дрейфа первичных эл-нов до анода. При радиусе ~1 см и давлении 1 атм время срабатывания П. с. относительно пролёта ч-цы $\sim10^{-7}$—10^{-8} с достигает 10^{-6} с.

П. с. используются для регистрации всех видов ч-ц: α-частиц, эл-нов, осколков *деления атомных ядер* и т. д., а также для нейтронов, гамма- и рентг. квантов. В случае незаряж. ч-ц регистрируются вторичные заряж. ч-цы, возникающие в процессе вз-ствия нейтральных ч-ц с наполняющим счётчик газом (эл-ны, протоны отдачи и др.).

П. с. сыграл важную роль в развитии яд. физики довоенного времени, являясь наряду с ионизац. камерой практически единств. электронным спектрометрич. детектором.

В кон. 60-х гг. в физике ч-ц высоких энергий начала применяться **пропорциональная камера**, состоящая из большого числа (10^2—10^3) П. с., расположенных в одной плоскости и часто в одном газовом объёме. Такая геометрия позволяет по регистрации ч-ц в отдельных П. с. определить место прохождения ч-цы. Расстояние между соседними анодными нитями ~1—2 мм, расстояние между анодной и катодной плоскостями ~1 см, разрешающее время $\sim10^{-7}$ с. Развитие *микроэлектроники* и внедрение в эксперим. технику ЭВМ позволили создать камеры, состоящие из десятков тыс. нитей, соединённых с ЭВМ, к-рая запоминает и обрабатывает всю информацию от пропорц. камеры. Такая камера — одновременно быстродействующий спектрометр и трековый детектор.

В 70-х гг. появилась **дрейфовая камера**, в к-рой для измерения координаты места пролёта ч-цы используется дрейф эл-нов, предшествующий образованию лавины. Чередуя аноды и катоды отд. П. с. в одной плоскости и измеряя время дрейфа эл-нов, можно измерить место прохождения ч-цы через камеру с высокой точностью ($\sim$0,1 мм) при числе нитей в ~10 раз меньше, чем в пропорц. камере.

П. с. применяются в яд. физике и в физике ч-ц высоких энергий (в экспериментах на ускорителях и в косм. лучах), а также в астрофизике, геологии, археологии и др. С помощью П. с., установленного на «Луноходе-1», по спектру рентг. флюоресценции был произведён хим. элементный анализ в-ва поверхности Луны.

● См. лит. при ст. *Детекторы*.

В. С. Кафтанов, А. В. Стрелков.

ПРОПУСКА́НИЕ в оптике, прохождение сквозь среду *оптического излучения* без изменения набора частот составляющих его монохроматич. излучений и их относит. интенсивностей. Различают **направленное** П., при к-ром *рассеяние света* в среде практически отсутствует; **диффузное** П., при к-ром определяющим фактором явл. рассеяние, а преломление в среде и направленное П. не играют заметной роли, и **смешанное** П.— частично направленное и частично диффузное. Особый вид диффузного П.— **равномерно-диффузное** П., при к-ром пространств. распределение рассеянного излучения таково, что *яркость* одинакова по всем направлениям.

ПРОПУСКА́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ среды τ, отношение *потока излучения* Ф, прошедшего через среду, к потоку Φ_0, упавшему на её поверхность: $\tau=\Phi/\Phi_0$. Чаще всего понятием П. к. пользуются для световых потоков. Значение П. к. тела зависит как от его размера, формы и состояния поверхности, так и от угла падения, спектр. состава и поляризации излучения. Различают П. к. для **направленного** *пропускания* (среда не рассеивает проходящего через неё излучения), П. к. для **диффузного** пропускания (среда рассеивает всё проникающее в неё излучение) и П. к. для **смешанного** пропускания (с частичным рассеянием). П. к. находят по измерениям *освещённости* и *яркости*. Определение П. к.— одно из *световых измерений* (см. также *Фотометрия*).

ПРОСВЕТЛЕ́НИЕ ОПТИКИ, уменьшение *отражения коэффициентов* поверхностей оптич. деталей путём нанесения на них непоглощающих плёнок, толщина к-рых соизмерима с длиной волны оптич. излучения. Без просветляющих плёнок, даже при норм. падении лучей, потери на отражение света могут составлять до 10% от интенсивности падающего излучения. В оптич. системах с большим числом поверхностей (напр., в *объективах*) потери света могут достигать 70% и более. Многократное отражение от преломляющих поверхностей приводит к появлению внутри приборов рассеянного света, что ухудшает качество изображений, формируемых оптич. системами приборов. Эти нежелат. явления устраняются с помощью П. о., к-рое явл. одним из важнейших применений *оптики тонких слоёв*.

П. о.— результат *интерференции света*, отражаемого от передних и задних границ просветляющих плёнок; она приводит к взаимному «гашению» отражённых световых волн и, следовательно, к усилению интенсивности проходящего света. При углах падения, близких к нормальному, эффект П. о. максимален, если толщина тонкой плёнки равна нечётному числу четвертей длины световой волны в материале плёнки, а *преломления показатель* (ПП) плёнки n_2 удовлетворяет равенству $n_2^2=n_1n_3$, где n_1 и n_3 — ПП сред, граничащих с плёнкой (часто первой средой явл. воздух). Отражённый свет ослабляется тем сильнее, чем больше разность n_3-n_2; если же $n_2>n_3$, то интерференция отражённых от границ плёнки лучей, напротив, усилит интенсивность отражённого света (рис. 1).

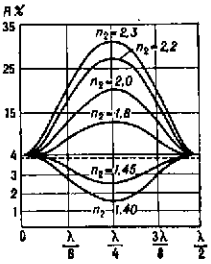


Рис. 1. Зависимость коэфф. отражения R от выраженной в долях световой волны λ толщины тонкого слоя, нанесённого на подложку из стекла, для разл. значений показателя преломления слоя n_2. Показатель преломления стекла $n_3=1{,}52$; $n_1=1$ (воздух).

Изменяя толщину просветляющей плёнки, можно сместить минимум отражения в разл. участки спектра.

Для деталей из стекла с низким ПП П. о. однослойными плёнками недостаточно эффективно. Применение двухслойных просветляющих плёнок позволяет почти полностью устранить отражение света от поверхности детали-подложки независимо от её ПП, но лишь в узкой области спектра. Трёхслойные просветляющие плёнки дают возможность получить равномерно низкое ($\sim$0,5%) отражение в широкой спектр. области, напр. во всём видимом диапазоне (рис. 2).

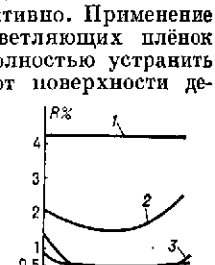


Рис. 2. Зависимости в диапазоне видимого света (400—700 нм) коэфф. отражения R поверхности стекла с $n_3=1{,}52$ от длины волны света λ: *1* — для непросветлённой поверхности; *2* — для поверхности с однослойной просветляющей плёнкой, показатель преломления к-рой $n_2=1{,}40$; *3* — то же при $n_2=1{,}23$; *4* — для поверхности с трёхслойной просветляющей плёнкой.

Двух- и трёхслойные покрытия используют для П. о., работающей в УФ области, где из-за низкого значения n_3 однослойные покрытия малоэффективны. Наилучшее П. о. в широкой области спектра может быть достигнуто с помощью неоднородных просветляющих плёнок, значение ПП к-рых плавно меняется от n подложки до n окружающей среды. В практически получаемых неоднородных плёнках n меняется ступенчато; ширина спектр. области с низким отражением увеличивается с возрастанием числа «ступенек», приближающим характер изменения ПП к плавному.

● См. лит. при ст. *Оптика тонких слоёв*. *Л. Н. Капорский.*

ПРОСВЕТЛЕ́НИЯ ЭФФЕ́КТ, уменьшение скорости резонансного поглощения при увеличении интенсивности падающего на среду эл.-магн. излучения. Причина П. э. — насыщение резонансного перехода (выравнивание населённостей уровней энергии). С увеличением интенсивности излучения заселённости уровней среды выравниваются. Величина поглощения определяется в этом случае скоростью процессов *релаксации*, т. е. скоростью, с к-рой возбуждённый атом может передавать энергию возбуждения окружающей среде. Т. к. скорость релаксации определяется св-вами среды и не зависит от интенсивности падающего света, то с увеличением интенсивности излучения доля поглощаемой в среде энергии уменьшается — переход насыщается.

Помимо описанного механизма, возможен и другой, связанный со сдвигом края полосы поглощения в коротковолновую область. При этом насыщаются края зон, т. е. заполняются уровни вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны (см. *Твёрдое тело*). Такой механизм просветления характерен, в частности, для цветных стёкол.

Эффект просветления применяется в квант. электронике, где используется для модуляции добротности лазерных систем, синхронизации мод лазеров, генерации узких линий и др. (см. *Твердотельные лазеры*).

● См. лит. при ст. *Квантовая электроника*, *Лазер*. *А. В. Андреев.*

ПРОСВЕ́ЧИВАЮЩИЙ ЭЛЕКТРО́ННЫЙ МИКРОСКО́П, см. *Электронный микроскоп*.

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ГРУ́ППА симметрии (**Фёдоровская группа**), совокупность всех преобразований симметрии, присущих крист. решётке (см. *Симметрия кристаллов*) и составляющих с матем. точки зрения группу. Вывод всех 230 П. г. был осуществлён в 1890—91 Е. С. Фёдоровым и независимо от него нем. учёным А. Шёнфлисом. П. г. не указывает конкретного расположения атомов в крист. решётке, но даёт один из возможных законов симметрии их взаимного расположения. Этим обусловлена особая важность П. г. в структурной *кристаллографии* — любая из многих тысяч исследованных структур принадлежит к к.-л. одной из 230. Определение П. г. производится рентгенографически (см. *Рентгеновский структурный анализ*). Все 230 П. г. табулированы в спец. справочниках.

● См. лит. при ст. *Симметрия кристаллов*.

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ДИСПЕ́РСИЯ, зависимость тензора *диэлектрической проницаемости* среды $\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$ от волнового вектора, обусловленная нелокальностью связи между электрич. индукцией $\boldsymbol{D}$ и напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$. Нелокальность связи $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ приводит к ряду явлений, наз. эффектами П. д., таких, как *вращение плоскости поляризации*, анизотропия кубич. кристаллов.

Вектор $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r})$ в к.-л. точке $\boldsymbol{r}$ среды не определяется однозначно величиной $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$ в этой точке, а зависит также от значений $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}')$ в соседних точках $\boldsymbol{r}'$, расположенных вблизи точки $\boldsymbol{r}$. Такая нелокальность связи между $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r})$ и $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$ ясна, напр., из качеств. рассмотрения самой простой модели кристалла, согласно к-рой ч-цы, составляющие крист. решётку (атомы, молекулы, ионы), совершают колебания около своего положения равновесия и взаимодействуют друг с другом. Электрич. поле световой волны смещает заряды из положения равновесия, что вызывает дополнит. смещение зарядов в соседних и более удалённых ч-цах крист. решётки. Поэтому поляризация среды $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$, а следовательно, и индукция $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + 4\pi\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$ зависят от значений напряжённости не только в одной выделенной точке, но и в её окрестности. Это относится не только к кристаллам, но и к изотропным средам, состоящим из асимметричных молекул. Размеры области взаимного влияния (a) составляют обычно величину порядка постоянной решётки ($\sim 10^{-7}$ см) или размера молекул (для диэлектрич. сред). Длина световой волны λ на веск. порядков превышает размеры этой области, поэтому на протяжении a значение поля световой волны существенно не меняется. Для описания взаимного влияния ч-ц достаточно представить электрич. поле в соседних точках $\boldsymbol{r}'$ в виде разложения в ряд Тейлора по степеням смещений относительно точки $\boldsymbol{r}(x_j, x_l, x_m)$ и ограничиться первыми членами разложения (x_j, x_l, x_m — декартовы компоненты вектора $\boldsymbol{r}$). Тогда соотношение между $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ можно записать в виде:

$$D_i(\boldsymbol{r}) = \sum \varepsilon_{ij}(\omega) E_j(\boldsymbol{r}) + \sum \gamma_{ijl}(\omega) \frac{\partial E_j}{\partial x_l} + \sum \alpha_{ijlm} \frac{\partial^2 E_j}{\partial x_l \partial x_m}, \quad (1)$$

причём производные вычисляются в точке $\boldsymbol{r}$. Для плоской монохроматич. волны, к-рую можно представить в форме

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{D}_0 \exp[-i(\omega t - \boldsymbol{k}\boldsymbol{r})];$$
$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{E}_0 \exp[-i(\omega t - \boldsymbol{k}\boldsymbol{r})], \quad (2)$$

где $\boldsymbol{D}_0$ и $\boldsymbol{E}_0$ — пост. комплексные векторы, а $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, имеем $\partial E_l/\partial x_l = -ik_l E_j$. При учёте последнего выражение (1) приводится к виду

$$D_i(\boldsymbol{r}) = \sum \varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k}) E_j(\boldsymbol{r}, t), \quad (3)$$

где тензор $\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$ даётся соотношением

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k}) = \varepsilon_{ij}(\omega) + i \sum_l \gamma_{ijl}(\omega) k_l - \sum_{l,m} \alpha_{ijlm}(\omega) k_l k_m. \quad (4)$$

Т. о., в случае плоских монохроматич. волн связь между $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, t)$ и $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)$ осуществляется тензором второго ранга.

С первым членом выражения (4) связаны частотная дисперсия и *двойное лучепреломление*, обусловленное различием показателей преломления обыкновенной n_0 и необыкновенной n_e волн ($n_0/n_e \sim 10^{-1}$). Второй и третий члены выражения (4) пропорц. a/λ и $(a/\lambda)^2$ (тензоры γ_{ijl} и α_{ijlm} пропорц. соответственно a и a^2; $k = 2\pi/\lambda$). Если размер области взаимного влияния $\sim 10^{-7}$ см и $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см, то $a/\lambda \approx 3 \cdot 10^{-3}$, а $(a/\lambda)^2 \sim 10^{-5}$. Это очень малые величины, однако именно ими объясняются эффекты П. д. Если принять в расчёт только два первых члена в выражении (4) для $\varepsilon_{ij}(\omega, k)$, то

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}, t) = \varepsilon(\omega) \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) + i\gamma(\omega)[\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)\boldsymbol{k}]. \quad (5)$$

Вектор $[\boldsymbol{E}\boldsymbol{k}]$ перпендикулярен к $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{k}$; множитель i указывает на сдвиг фазы второго члена в выражении (5) относительно первого на $\pi/2$. Второй член и приводит к различию фазовых скоростей (или показателей преломления) для волн с правой и левой круговой поляризацией, т. е. к естеств. *оптической активности* — вращению плоскости поляризации и зависимости угла поворота от λ.

В средах, обладающих центром симметрии, величина $\gamma(\omega)$ тождественно обращается в ноль и эффекты П. д. проявляются благодаря третьему члену выражения (4). Эти слагаемые обусловливают анизотропию кубич. кристаллов, имеющих центр симметрии, пропорциональную $(a/\lambda)^2$ и, следовательно, очень малую. Именно вследствие малости эффекта он был обнаружен экспериментально только в 1960 Е. Ф. Гроссом и А. А. Каплянским в кристалле закиси меди Cu_2O, хотя на возможность этого эффекта указывал ещё голл. физик Х. Лоренц в 1878.

П. д. проявляется также в возможности распространения в кристаллах не двух, а трёх или даже четырёх волн с разл. фазовыми скоростями. Добавочные световые волны, как показывают расчёты, могут быть существенными при ω, близких к частотам полос поглощения кристалла. Добавочные волны возможны не только в кристаллах, но и в *плазме*. Теория

эффектов П. д. тесно связана с теорией *экситонов*. П. д. учитывалась при изучении таких вопросов, как аномальный *скин-эффект* в металлах, колебания крист. решётки и т. п.

Гросс Е. Ф., Каплянский А. А., Оптическая анизотропия кубических кристаллов, вызванная явлением пространственной дисперсии, «ДАН СССР», 1960, т. 132, № 1, с. 98; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Ландсберг Г. Л., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики).

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ИНВЕ́РСИЯ (P), изменение пространственных координат событий (x, y, z), определённых в нек-рой декартовой системе координат, на их противоположные значения: $x \to -x$, $y \to -y$, $z \to -z$ (или $r \to -r$). Такое изменение можно трактовать двояко: либо как активное преобразование — переход к совокупности событий, являющихся зеркальным изображением данной совокупности событий (изменение знаков координат к.-л. точки соответствует положению точки, полученной в результате её зеркального отражения в трёх координатных плоскостях), либо как пассивное преобразование — описание рассматриваемой совокупности событий в системе координат, полученной из данной изменением на противоположные направлений всех трёх координатных осей. Физ. смысл преобразования П. и. связан с тем, что, как показывает опыт, процессы природы, обусловленные сильным и эл.-магн. вз-ствиями, симметричны относительно этого преобразования. Это означает, что для всякого такого процесса в природе осуществляется и протекает с той же вероятностью «зеркально симметричный» процесс. Симметрия относительно преобразования П. и. приводит при квантовомеханич. описании к существованию особой величины — пространств. *чётности*, к-рая сохраняется в процессах сильного и эл.-магн. вз-ствий. Слабое вз-ствие не обладает указанной симметрией, и в вызываемых им процессах чётность не сохраняется. Однако оно оказывается симметричным относительно *комбинированной инверсии*.

С. С. Герштейн.

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ЧЁТНОСТЬ, чётность относительно операции *пространственной инверсии*. См. *Чётность*.

ПРОСТРА́НСТВЕННОЕ КВАНТОВА́НИЕ, см. *Квантование пространственное*.

ПРОСТРА́НСТВЕННЫЙ ЗАРЯ́Д (объёмный заряд), электрич. заряд, рассредоточенный по нек-рому объёму. П. з. определяет пространств. распределение электрич. потенциала и напряжённости электрич. поля. Для возникновения П. з. концентрации положит. и отрицат. носителей заряда (напр., ионов и эл-нов в плазме) не должны быть равны. Плотность П. з. $\rho = e\sum Z_i n_i$ (n_i — концентрация, eZ_i — заряд носителей сорта i). Т. к. образование объёмной статически равновесной системы из свободных зарядов невозможно (см. *Ирншоу теорема*), появление П. з. обычно связано с прохождением электрич. тока. П. з. образуются вблизи электродов при прохождении тока через электролит, на границе двух ПП с различной (электронной или дырочной) проводимостью, в вакууме вблизи эмитирующего эл-ны катода, в газовом разряде вблизи электродов, стенок. Возникновению П. з. способствует различие коэфф. *диффузии* носителей заряда разных знаков. Поля, создаваемые П. з., в свою очередь определяют мн. важные св-ва газового разряда (развитие разряда во времени, образование *стримеров* и пр.), явлений в плазме (плазменные колебания и волны) и в ПП. Вследствие влияния П. з. плотность тока при движении эл-нов в вакууме с нулевой нач. скоростью на катоде меняется по закону «трёх вторых» (см. *Ленгмюра формула*). Решение аналогичной задачи для положит. ионов в газе зависит от характера движения ионов. Т. к. ρ есть алгебраич. сумма зарядов разных знаков, они могут частично или полностью компенсировать П. з. Примеры: плазма с почти равными концентрациями эл-нов и ионов и прикатодная область в *дуговом разряде*, где в результате такой компенсации *катодное падение* потенциала невелико и почти не зависит от тока.

ПРОСТРА́НСТВО И ВРЕ́МЯ, категории, обозначающие осн. формы существования материи. Пр-во (П.) выражает порядок сосуществования отд. объектов, время (В.) — порядок смены явлений. П. и в.— осн. понятия всех разделов физики. Они играют гл. роль на эмпирич. уровне физ. познания — непосредств. содержание результатов наблюдений и экспериментов состоит в фиксации пространственно-временны́х совпадений. П. и в. служат также одними из важнейших средств конструирования теор. моделей, интерпретирующих эксперим. данные. Обеспечивая отождествление и различение (индивидуализацию) отд. фрагментов материальной действительности, П. и в. имеют решающее значение для построения физ. картины мира. Св-ва П. и в. делят на м е т р и ч е с к и е (протяжённость и длительность) и т о п о л о г и ч е с к и е (размерность, непрерывность и связность П. и в., порядок и направление В.). Совр. теорией метрич. св-в П. и в. явл. теория относительности — специальная (см. *Относительности теория*) и общая (см. *Тяготение*). Исследование топологич. св-в П. и в. в физике было начато в 60—70-х гг. и пока не вышло из стадии гипотез.

Историч. развитие физ. представлений о П. и в. проходило по двум направлениям в тесной связи с разл. философскими представлениями. В начале одного из них лежали идеи Демокрита, приписывающего пустоте особый род бытия. Они нашли наиб. полное физ. воплощение в ньютоновских понятиях абс. П. и абс. В. Согласно И. Ньютону, абс. П. и в. представляли собой самостоят. сущности, к-рые не зависели ни друг от друга, ни от находящихся в них материальных объектов и протекающих в них процессов. Др. направление развития представлений о П. и в. восходит к Аристотелю и было разработано в философских работах нем. учёного Г. В. Лейбница, трактовавшего П. и в. как определённые типы отношений между объектами и их изменениями, не имеющие самостоят. существования. В физике концепция Лейбница была развита А. Эйнштейном в теории относительности.

Спец. теория относительности выявила зависимость пространств. и временны́х хар-к объектов от скорости их движения относительно определённой системы отсчёта и объединила П. и в. в единый четырёхмерный п р о с т р а н с т в е н н о - в р е м е н н ó й к о н т и н у у м — пространство-время (п.-в.). Общая теория относительности вскрыла зависимость метрич. хар-к п.-в. от распределения тяготеющих (гравитац.) масс, наличие к-рых приводит к искривлению п.-в. В общей теории относительности от характера распределения масс зависят и такие фундам. свойства п.-в., как конечность и бесконечность, к-рые также обнаружили свою относительность.

Взаимосвязь св-в симметрии П. и в. с законами сохранения физ. величин была установлена ещё в классич. физике. Закон сохранения импульса оказался тесно связанным с однородностью П., закон сохранения энергии — с однородностью В., закон сохранения момента кол-ва движения — с изотропностью пр-ва (см. *Сохранения законы*, *Симметрия* законов физики). В спец. теории относительности эта связь обобщается на четырёхмерное п.-в. Общерелятивистское обобщение последовательно провести пока не удалось.

Серьёзные трудности возникли также при попытке использовать выработанные в классич. (в т. ч. релятивистской), т. е. неквантовой, физике понятия П. и в. для теор. описания явлений в микромире. Уже в нерелятивистской квант. механике оказалось невозможным говорить о траекториях микрочастиц, и применимость понятий П. и в. к теор. описанию микрообъектов была ограничена *дополнительности принципом* (или *неопределённостей соотношением*). С принципиальными трудностями встречается экстраполяция макроскопич. понятий П. и в. на микромир в *квантовой теории поля* (*расходимости*, отсутствие объединения унитарной симметрии с пространственно-временны́ми, теоремы Уайтмана и Хаага). С целью пре-

одоления этих трудностей был выдвинут ряд предложений по модификации смысла понятий П. и в.— *квантование пространства-времени*, изменение сигнатуры метрики П. и в., увеличение размерности п.-в., учёт его топологии (геометродинамика) и др. Наиб. радикальной попыткой преодоления трудностей релятивистской квант. теории явл. гипотеза о неприменимости понятий п.-в. к микромиру. Аналогичные соображения высказываются также в связи с попытками осмысления природы нач. сингулярности в модели расширяющейся горячей Вселенной. Большинство физиков, однако, убеждены в универсальности п.-в., признавая необходимость существ. изменения смысла понятий п.-в.

● Энгельс Ф., Диалектика природы, в кн.: Маркс К., Энгельс Ф., Соч., 2 изд., т. 20; Ленин В. И., Материализм и эмпириокритицизм, Полн. собр. соч., 5 изд., т. 18; Эйнштейн А., Работы по теории относительности, [1905—1955], М., 1965—1966 (Собр. науч. трудов, т. 1—2); Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Грюнбаум А., Философские проблемы пространства и времени, пер. с англ., М., 1969; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, М., 1970; Барашенков В. С., Проблемы субатомного пространства и времени, М., 1979. *И. С. Алексеев.*

ПРОСТРА́НСТВО ИЗОБРАЖЕ́НИЙ в оптике, см. *Изображение оптическое.*

ПРОСТРА́НСТВО ПРЕДМЕ́ТОВ (объектов) в оптике, см. *Изображение оптическое.*

ПРОТО́Н (от греч. prótos — первый) (символ p), стабильная элем. частица, ядро атома водорода. Масса П. $m_p = 1{,}672614(14)\cdot10^{-24}$ г $\approx 1836\, m_e$, где m_e — масса эл-на; в энергетич. ед. $m_p c^2 \approx 938{,}3$ МэВ. Электрич. заряд П. положителен: $e = 4{,}803242(14)\cdot10^{-10}$ СГСЭ ед. заряда. Спин П. равен $^1/_2$ (в ед. $\hbar$), поэтому П. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. Магн. момент П. равен: $\mu_p = 2{,}792763(30)\ \mu_я$, где $\mu_я$ — яд. *магнетон*. Вместе с нейтронами П. образуют ат. ядра всех хим. элементов, при этом число П. в ядре равно ат. номеру данного элемента и, следовательно, определяет место элемента в периодич. системе элементов Менделеева. Существует античастица по отношению к П.— *антипротон*.

К представлению о П. привели создание планетарной модели атома (англ. физик Э. Резерфорд, 1911), открытие *изотопов* (англ. радиохимик Ф. Содди, англ. физики Дж. Дж. Томсон, Ф. Астон, 1906—19), ат. массы к-рых оказались кратными ат. массе водорода, эксперим. наблюдение ядер водорода, выбитых α-частицами из ядер др. элементов (Резерфорд, 1919—1920). Термин «П.» ввёл Резерфорд в нач. 20-х гг.

П. явл. *адроном*. Кроме сильного вз-ствия, он также участвует во всех др. фундам. вз-ствиях: эл.-магн., слабом и гравитационном. Он относится к классу *барионов*; его барионный заряд $B=1$. Законом сохранения барионного заряда определяется стабильность П.— самого лёгкого из барионов; по эксперим. данным, ср. время жизни П. $\tau_p > 10^{30}$ лет. Модели т. н. *«великого объединения»* сильного, слабого и эл.-магн. вз-ствий предсказывают нарушение закона сохранения барионного заряда и соотв. стабильности протона с $\tau_p \sim 10^{30}$—10^{32} лет.

В сильном вз-ствии П. и нейтрон имеют одинаковые св-ва и рассматриваются как два квант. состояния одной ч-цы — нуклона, к-рому приписывается квант. число изотопич. спин $I = {}^1/_2$ (см. *Изотопическая инвариантность*). Важнейший пример сильного вз-ствия с участием П.— яд. силы, связывающие нуклоны в ядре. Общий подход в теор. объяснении св-в П. (напр., в процессах рассеяния) сводится к предположению о том, что П. окружён облаком *виртуальных частиц*, к-рые он непрерывно испускает и поглощает. Вз-ствие П. с др. ч-цами рассматривается как процесс обмена виртуальными ч-цами. Напр., яд. силы и низкоэнергетич. процессы объясняются в осн. обменом виртуальным π-мезоном между нуклонами. Эксперим. данные по рассеянию ч-ц высоких энергий (сотни МэВ и выше) объясняются участием в виртуальных процессах наряду с π-мезонами др. адронов и образованием при определённых условиях *резонансов* в промежуточных состояниях.

Эл.-магн. св-ва П. неразрывно связаны с его участием в сильном вз-ствии. Пример этой связи — фоторождение мезонов, к-рое можно рассматривать как выбивание мезонов из облака виртуальных адронов, окружающих П., γ-квантом (с энергией $\geqslant$150 МэВ). Вз-ствием П. с виртуальными π-мезонами качественно объясняется большое отличие магн. момента П. от яд. магнетона. Исследования рассеяния эл-нов и γ-квантов на П. позволили обнаружить пространств. распределение электрич. заряда и магн. момента П. (амер. физик Р. Хофстедтер и др., 1957) и электрич. и магн. поляризуемостей П. (В. И. Гольданский и др., 1960) и т. о. получить свидетельство о наличии внутр. структуры П. Отличие эл.-магн. св-в П. от св-в точечной заряж. ч-цы описывается введением *формфактора*.

Примерами слабого вз-ствия с участием П. явл. внутриядерные превращения П. в нейтрон и наоборот, проявляющиеся в виде *бета-распада* ядер и *электронного захвата*.

Совр. объяснение структуры П. основано на кварковой модели адронов, согласно к-рой П. состоит из двух u-кварков и одного d-кварка, связанных обменом др. гипотетич. ч-цами — *глюонами* (см. *Кварки*, *Квантовая хромодинамика*, *Элементарные частицы*). Эксперим. данные по процессам с большой передачей импульса, напр. по *глубоко неупругому процессу* рассеяния эл-нов на П., свидетельствуют о существовании внутри П. точечноподобных рассеивающих центров — *партонов*. С точки зрения кварковой модели, партонами явл. кварки.

Ввиду стабильности П., наличия у него электрич. заряда и относит. простоты получения (ионизацией водорода) пучки ускоренных П. явл. одним из осн. инструментов эксперим. физики элем. ч-ц. Очень часто и мишенью в опытах по соударению ч-ц также явл. П.— свободные (водород) или связанные в ядрах. П. высокой энергии получают на ускорителях. Ускоренные П. используются не только для изучения рассеяния самих П., но также и для получения пучков ч-ц: π- и K-мезонов, антипротонов, мюонов. Пучки ускоренных П. используются в лучевой терапии.

● Резерфорд Э., Избранные науч. труды. Строение атома и искусственное превращение элементов, пер. [с англ.], М., 1972; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Жакоб М., Ландшофф П., Внутренняя структура протона, «УФН», 1981, т. 133, в. 3. *Э. А. Тагиров.*

ПРОТО́ННЫЙ СИНХРОТРО́Н, синхрофазотрон для ускорения протонов. См. *Ускорители*.

ПРО́ЧНОСТИ ПРЕДЕ́Л, напряжения или деформации, соответствующие максимальному (до разрушения образца) значению нагрузки. При растяжении цилиндрич. образца из металла разрушению (разрыву) обычно предшествует образование шейки, т. е. местное уменьшение поперечных размеров образца, при этом необходимая для деформации растягивающая сила уменьшается. Отношение наибольшего значения растягивающей силы к площади поперечного сечения образца до нагружения наз. условным П. п. или временным сопротивлением. Истинным П. п. наз. отношение значения растягивающей силы непосредственно перед разрывом к наименьшей площади поперечного сечения образца в шейке. При одноосном растяжении условный П. п меньше истинного. В хрупких материалах местное уменьшение поперечных размеров перед разрывом незначительно, а потому величины условного П. п. и истинного П. п. различаются мало. При продольном сжатии цилиндрич. образца разрушению не предшествует уменьшение сжимающей силы. Условный и истинный П. п. при этом вычисляются как отношения значения сжимающей силы непосредственно перед разрушением к нач. (до сжатия) площади поперечного сечения и к площади сечения при разрушении соответственно. При кручении тонкостенного трубчатого образца определяется П. п. при сдвиге как наибольшее касательное напряжение, предшествующее разрушению образца.

В сложном напряжённом состоянии П. п. определяется как значение некой комбинации компонентов тензора напряжений или тензора деформации

перед разрушением. При этом, вообще говоря, значение П. п. зависит от процесса деформации, т. е. от порядка приложения нагрузок. В нек-рых материалах разрушение наступает, когда наибольшее растягивающее напряжение достигает предельного значения; в других — когда предельного значения достигает наибольшее касательное напряжение; в третьих — когда предельного значения достигает интенсивность напряжений, и т. п. Выбор П. п. зависит как от св-в материала, так и от требований, предъявляемых к конструкции. Напр., в ряде случаев в конструкции недопустимо возникновение пластич. деформаций. При этом для определения П. п. используются условия *пластичности*.

Значение П. п. зависит от внешних условий, напр. от темп-ры, гидростатич. давления, наличия химически агрессивной среды.

См. также *Прочность длительная*.

В. С. Ленский.

ПРО́ЧНОСТЬ твёрдых тел, в широком смысле — свойство тв. тел сопротивляться разрушению (разделению на части), а также необратимому изменению формы (пластич. деформации) под действием внеш. нагрузок. В узком смысле — сопротивление разрушению.

В зависимости от материала, вида напряжённого состояния (растяжение, сжатие, изгиб и др.) и условий эксплуатации (темп-ра, время действия нагрузки и др.) в технике приняты разл. меры П. (предел текучести, временное сопротивление, предел усталости и др.). Разрушение тв. тела — сложный процесс, зависящий от мн. факторов, поэтому величины, определяющие П., явл. условными.

Физическая природа прочности. П. тв. тел обусловлена в конечном счёте силами вз-ствия между атомами или ионами, составляющими тело. Напр., сила вз-ствия двух соседних атомов (если пренебречь влиянием окружающих атомов) зависит лишь от расстояния

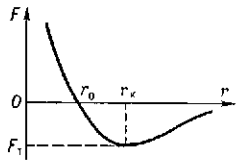


Рис. 1. Зависимость силы взаимодействия двух атомов от расстояния между ними.

между ними (рис. 1). При равновесном расстоянии $r_0 \sim 0{,}1$ нм (1 Å) эта сила равна нулю. При меньших расстояниях сила положительна и атомы отталкиваются, при бо́льших — притягиваются. На критич. расстоянии $r_к$ сила притяжения по абс. величине максимальна и равна $F_т$. Напр., если при растяжении цилиндрич. стержня с поперечным сечением S_0 действующая сила P, направленная вдоль его оси, такова, что приходящаяся на данную пару атомов внеш. сила превосходит макс. силу притяжения $F_т$, то атомы беспрепятственно удаляются друг от друга. Однако, чтобы тело разрушилось вдоль нек-рой поверхности, необходимо, чтобы все пары атомов, расположенные по обе стороны от рассматриваемой поверхности, испытывали силу, превосходящую $F_т$. Напряжение, отвечающее силе $F_т$, наз. теор. прочностью на разрыв $\sigma_т$ ($\sigma_т \approx 0{,}1\,E$, где E — модуль Юнга). Но на опыте наблюдается разрушение при нагрузке P^*, к-рой соответствует напряжение $\sigma = P^*/S$, в 100—1000 раз меньше $\sigma_т$. Расхождение теор. П. с действительной объясняется неоднородностями структуры тела (границы зёрен в поликрист. материале, посторонние включения и др.), из-за к-рых нагрузка P распределяется неравномерно по сечению тела.

Механизм разрушения. Если на участке поверхности S малых размеров (но значительно превышающем сечение одного атома) локальное напряжение окажется больше $\sigma_т$, вдоль этой площадки произойдёт разрыв. Края разрыва разойдутся на расстояние, большее $r_к$, на к-ром межатомные силы уже малы, и образуется трещина (рис. 2). Зарождению микротрещин при напряжении ниже $\sigma_т$ способствуют термич. *флуктуации*. Локальные напряжения особенно велики у края образовавшейся трещины, где происходит *концентрация напряжений*, причём они тем больше, чем больше её размер. Если этот размер больше нек-рого критич. r_c, на атомы у края трещины действует напряжение, превосходящее $\sigma_т$, и трещина растёт дальше по всему сечению тела с большой скоростью — наступает разрушение. r_c определяется из условия, что освободившаяся при росте трещины упругая энергия материала покрывает затраты энергии на образование новой поверхности трещины: $r_c \approx E\gamma/\sigma^2$ (где γ — энергия единицы поверхности материала). Прежде чем возрастающее внеш. усилие достигнет необходимой для разрушения величины, отдельные группы атомов, особенно входящие в состав дефектов в кристаллах, обычно испытывают перестройки, при к-рых локальные напряжения уменьшаются («релаксируют»). В результате происходит необратимое изменение формы тела — пластич. деформация; ей также способствуют термич. флуктуации. Разрушению всегда предшествует большая или меньшая пластич. деформация. Поэтому при оценке r_c в энергию γ должна быть включена работа пластич. деформации γ^p, к-рая обычно на неск. порядков больше истинной поверхностной энергии γ. Если пластич. деформация велика не только вблизи поверхности разрушения, но и в объёме тела, то разрушение вязкое. Разрушение без заметных следов пластич. деформации наз. хрупким. Характер разрушения проявляется в структуре поверхности излома. В крист. телах хрупкому разрушению отвечает скол по кристаллографич. плоскостям спайности, вязкому — слияние микропустот и скольжение. При низкой темпре разрушение преим. хрупкое, при высокой — вязкое. Темп-ра перехода от вязкого к хрупкому разрушению наз. критич. темп-рой хладноломкости.

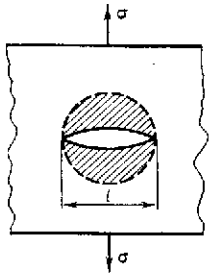


Рис. 2. Трещина Гриффита. Стрелки указывают направление растяжения, заштрихована область, в к-рой сняты напряжения.

Поскольку разрушение есть процесс зарождения и роста трещин и пор, оно характеризуется скоростью или временем τ от момента приложения нагрузки до момента разрыва, т. е. долговечностью материала. Исследования многих крист. и аморфных тел показали, что в широком интервале темп-р T (по абс. шкале) и напряжений σ, приложенных к образцу, долговечность при растяжении определяется соотношением:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \sigma V}{kT}\right), \qquad (1)$$

где τ_0 — прибл. равно периоду тепловых колебаний атомов в тв. теле (10^{-12} с), энергия U_0 близка к энергии сублимации материала, активац. объём V составляет обычно неск. тысяч ат. объёмов и зависит от структуры материала, сформировавшейся в процессе предварительной термич. и механич. обработки и во время нагружения, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана. При низких темп-рах долговечность очень резко падает с ростом напряжения, так что при любых важных для практики значениях τ существует почти постоянное предельное значение напряжения σ_0, выше к-рого образец разрушается практически мгновенно, а ниже — живёт неограниченно долго. Это значение σ_0 можно считать пределом прочности (см. табл.).

Время τ затрачивается на ожидание термофлуктуац. зарождения микротрещин и на их рост до критич. размера r_c. Когда к образцу прикладывают напряжение σ, он деформируется сначала упруго, затем пластически, причём около структурных неоднородностей, имевшихся в исходном состоянии или возникших при пластич. деформации, возникают большие локальные напряжения (напр., в кристаллах — в результате скопления дислокаций). В этих местах зарождаются микро-

НЕКОТОРЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПРОЧНОСТИ НА РАСТЯЖЕНИЕ,
σ_0 в кгс/мм² (1 кгс/мм² = 10 МН/м²)

	σ_0	σ_0/E
Графит (нитевидный кристалл)	2400	0,024
Сапфир (нитевидный кристалл)	1500	0,028
Железо (нитевидный кристалл)	1300	0,044
Тянутая проволока из высокоуглеродистой стали	420	0,02
Тянутая проволока из вольфрама	380	0,009
Стекловолокно	360	0,035
Мягкая сталь	60	0,003
Нейлон	50	

трещины. Их концентрация может быть очень большой (напр., в нек-рых ориентированных полимерах до 10^{15} трещин в 1 см³). Однако их размеры, определяемые масштабом структурных неоднородностей, значительно меньше r_c. Под постоянным напряжением размеры и концентрация трещин растут медленно и тело не разрушается, пока случайно, напр. благодаря последовательному слиянию близко расположенных соседних трещин, одна из них не дорастёт до критич. размера. Поэтому при создании прочных материалов следует заботиться не столько о том, чтобы трещины не зарождались, сколько о том, чтобы они не росли.

Случайное распределение структурных неоднородностей по объёму образца, по размерам и по степени прочности и случайный характер термич. флуктуаций приводят к разбросу значений долговечности (а также предела П. σ_0) при испытаниях одинаковых образцов при заданных значениях σ и T. Вероятность встретить в образце «слабое» место тем больше, чем больше его объём. Поэтому П. (разрушающее напряжение) малых образцов (напр., тонких нитей) выше, чем больших из того же материала (т. н. масштабный эффект). Участки с повышенным напряжением, где легче зарождаются микротрещины, встречаются чаще у поверхности (выступы, царапины). Поэтому полировка поверхности и защитные покрытия повышают П. Напротив, в агрессивных средах П. понижена.

● Разрушение, пер. с англ., т. 1, М., 1973; Гуль В. Е., Структура и прочность полимеров, 3 изд., М., 1978; Инденбом В. Л., Орлов А. Н., Проблема разрушения в физике прочности, «ПЗ», 1970, № 12, с. 3; Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е., Кинетическая природа прочности твердых тел, М., 1974.

А. Н. Орлов.

ПРОЧНОСТЬ ДЛИТЕЛЬНАЯ, разрушение материала не тотчас после приложения нагрузки, а по истечении нек-рого времени. При этом разрушению предшествует б. или м. заметная деформация *ползучести материалов*. Явление П. д. позволяет использовать конструкцию в течение ограниченного (может быть, очень короткого, но достаточного для выполнения заданной функции) времени при больших нагрузках, существенно превышающих нагрузки, допустимые при длительной эксплуатации.

П. д. характеризуется временем до разрушения при фиксированном напряжённом состоянии и при заданной темп-ре. Напр., в опытах с растяжением цилиндрич. образца строят кривые П. д., по к-рым определяется время до разрушения при заданном норм. напряжении в поперечном сечении для разных значений темп-ры испытаний (рис.). Чем больше напряжение σ, тем меньше времени проходит до разрушения. Для конструирования часто важно знать деформацию в момент, непосредственно предшествующий разрушению. Обычно чем больше время до разрушения, тем меньше накопленная деформация ползучести.

Время до разрушения в часах

В сложном напряжённом состоянии кривую П. д. можно строить, напр., как зависимость времени до разрушения от интенсивности напряжений. Для определения хар-к П. д. при изменяющихся во времени нагрузках пользуются теорией, основанной на понятии накопления в материале микроскопич. повреждений.

Исследование П. д. важно для определения времени безопасного функционирования (ресурса) конструкции и решения проблемы наименьшего веса конструкции. См. также *Запаздывание текучести*.

В. С. Ленский.

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ, механизм электропроводности тв. тел, связанный с «перескоками» эл-нов, локализованных в пр-ве, из одного состояния в другое. П. п. наблюдается в *неупорядоченных системах*, у к-рых электронные состояния, локализованные в разных местах, имеют разную энергию. При прыжке эл-на из одного состояния в другое дефицит энергии покрывается за счёт энергии тепловых колебаний атомов. С этим связана характерная температурная зависимость электрич. сопротивления ρ. При умеренно низких темп-рах, когда доминируют «прыжки» между соседними состояниями, $\ln \rho \sim T^{-1}$. С понижением темп-ры длина прыжка возрастает, а дефицит энергии уменьшается. Это приводит к зависимости $\ln \rho \sim T^n$, где $n<1$.

● Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979.

А. Л. Эфрос.

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, процессы, в к-рых вносимая в ядро энергия передаётся преим. одному или небольшой группе нуклонов. П. я. р. вызываются всевозможными налетающими ч-цами — от γ-квантов до многозарядных ионов, во всём доступном диапазоне энергий (до неск. ГэВ и более). Для П. я. р. характерны сильная угловая анизотропия вылета ч-ц и сравнительно слабая зависимость сечения σ от энергии налетающих ч-ц $\mathcal{E}$. Ядро, образующееся в результате П. я. р., находится, как правило, либо в слабо возбуждённом, либо в осн. состояниях.

П. я. р. были открыты в начале 50-х гг. Первыми были обнаружены реакции дейтронного срыва (d, p) и подхвата (p, d) на лёгких ядрах. Образующиеся в этих реакциях протоны и дейтроны вылетают в осн. вперёд (в направлении пучка налетающих ч-ц). Известны П. я. р., в к-рых нуклон или группа нуклонов переходит от одного из сталкивающихся ядер к другому (реакции передачи), реакции *квазиупругого рассеяния* (p, 2p), процессы с выбиванием из ядра дейтронов, т. е. реакции (p, pd) и т. д.

Особенности П. я. р. могут быть объяснены, если допустить, что вылетевшие из ядра ч-цы получили энергию и импульс в процессе непосредственного вз-ствия с налетающей ч-цей. Предполагается, что П. я. р. происходят на периферии ядра, где плотность нуклонов мала, вследствие чего ч-ца, получившая достаточную энергию от внеш. агента, имеет значит. вероятность покинуть ядро. Т. к. протяжённость периферийного слоя порядка 1 ф, а радиус ядра тяжёлых ядер составляет 10 ф (см. *Ядро атомное*), то относит. вероятность П. я. р. должна быть ~10% (у лёгких ядер несколько больше), что согласуется с экспериментом.

Количеств. теория П. я. р. была предложена С. Т. Батлером в 50-х гг. (США), впервые применительно к реакциям срыва. Она основывалась на представлении о потенциальном вз-ствии налетающей ч-цы с нуклонами ядра. В 60-х гг. была сформулирована дисперс. теория, основанная на использовании методов квант. теории поля (фейнмановской диаграммной техники). Она даёт возможность выразить вероятность П. я. р. через константы, характеризующие ядро (напр., эфф. число ч-ц данного сорта на периферии ядра), и амплитуды вероятности элем. акта вз-ствия налетающей и внутриядерной ч-ц.

П. я. р. используются для изучения спектра яд. уровней, структуры периферии ядра (в частности, периферийных коррелированных групп нуклонов — «кластеров») и получения данных о вз-ствии нестабильных элем. ч-ц с нуклонами.

● Батлер С., Ядерные реакции срыва, пер. с англ., М., 1960; Шапиро И. С., Теория прямых ядерных реакций, М., 1963; его же, Некоторые вопросы теории ядерных реакций при высоких энергиях, «УФН»,

1967, т. 92, в. 4, с. 549; Колыбасов В. М., Лексин Г. А., Шапиро И. С., Механизм прямых реакций при высоких энергиях, «УФН», 1974, т. 113, в. 2.

И. С. Шапиро.

ПСИ-ЧАСТИ́ЦЫ, см. *Мезоны со скрытым «очарованием»*.

ПУА́З (П, P), единица динамич. вязкости в *СГС системе единиц*, названа в честь франц. учёного Ж. Л. М. Пуазёйля (J. L. M. Poiseuille). 1 П=0,1 Па·с.

ПУАЗЕ́ЙЛЯ ЗАКО́Н, закон течения жидкости в тонкой цилиндрич. трубке; объём Q жидкости, протекшей за секунду через поперечное сечение трубки, прямо пропорц. разности давлений p и p_0 у входа в трубку и на выходе из неё, четвёртой степени диаметра d трубки и обратно пропорц. длине l трубки и коэфф. вязкости μ жидкости:

$$Q = k\frac{p-p_0}{l}d^4 = \frac{\pi}{128}\frac{p-p_0}{l}\frac{d^4}{\mu}.$$

Ф-ла получена в 1840—41 франц. учёным Ж. Л. М. Пуазёйлем, а связь коэфф. k с коэфф. вязкости μ установлена позднее англ. учёным Дж. Стоксом: $k=\pi/(128\mu)$.

П. з. применим только при *ламинарном течении* жидкости (практически для очень тонких трубок) и при условии, что длина трубки значительно превышает т. н. длину начального участка, на к-ром происходит развитие ламинарного течения в трубке. П. з. применяется для определения коэфф. вязкости жидкостей при различных темп-рах с помощью капиллярных вискозиметров.

ПУАССО́НА КОЭФФИЦИЕ́НТ, см. *Модули упругости*.

ПУАССО́НА УРАВНЕ́НИЕ, дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -4\pi\rho(x, y, z)-$$

одно из осн. ур-ний теории потенциала. Так, П. у. определяет потенциал u в точке с координатами x, y, z в электростатич. поле, создаваемом электрич. зарядами с объёмной плотностью $\rho(x, y, z)$. Если u — потенциал поля тяготения, то $\rho(x, y, z)$ — плотность распределения масс. Если $\rho(x, y, z)=0$, то П. у. превращается в *Лапласа уравнение*. Решение П. у. может быть записано в виде

$$u(x, y, z) = \int\int\int \frac{\rho(\xi, \eta, \zeta)\, d\xi d\eta d\zeta}{\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(z-\zeta)^2}},$$

где интеграл взят по всему объёму, в к-ром $\rho(\xi, \eta, \zeta)\neq 0$. Названо по имени франц. учёного С. Д. Пуассона (S. D. Poisson).

ПУЗЫРЬКО́ВАЯ КА́МЕРА, прибор для регистрации следов (треков) заряж. ч-ц высоких энергий, действие к-рого основано на вскипании перегретой жидкости вблизи траектории ч-цы. Изобретена Д. Глейзером (США) в 1952 (Нобелевская премия, 1954). Жидкость можно нагреть выше точки кипения, но такая перегретая жидкость нестабильна и через нек-рое время τ вскипает.

Прохождение заряженной частицы через перегретую жидкость ($T>T_к<T_{сп}$, $T_{сп}$ — темп-ра спонтанного вскипания) приводит к образованию вдоль следа частицы «зародышевых» центров кипения. Последние образуются вследствие нагрева небольшой области жидкости за счёт поглощения в ней δ-электронов, выбиваемых проходящей заряженной частицей. За время порядка 0,5—3 мс образующиеся на зародышах пузырьки достигают размеров 50—300 мкм и могут быть сфотографированы при освещении их импульсным источником света.

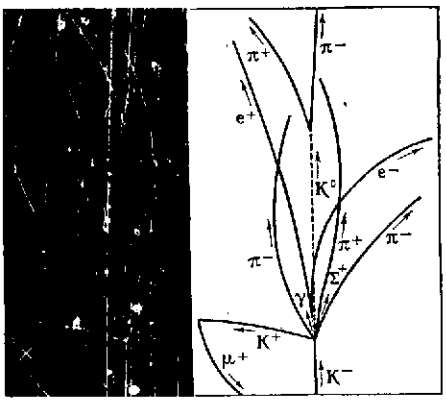


Рис. Вз-ствие K^--мезона в жидководородной пузырьковой камере с протонами, в результате к-рого рождаются ч-цы Σ^+, K^+, π^+, π^-, K^0, распадающиеся на π^+- и π^--мезоны.

П. к. обычно используются для регистрации актов вз-ствия ч-ц высоких энергий с ядрами жидкости или актов распада ч-ц (рис.). В первом случае рабочая жидкость исполняет роль мишени и регистрирующей среды. Наиболее часто рабочей жидкостью служат жидкий водород, дейтерий, смеси Ne с водородом (криогенные камеры), а также пропан (C_3H_8), фреон и Xe обычно в смеси с пропаном (тяжеложидкостные камеры).

Перегрев жидкости осуществляется быстрым понижением давления от нач. значения $p_н>p_0$ до значения $p<p_0$ (p_0 — равновесное давление при темп-ре T). Понижение давления достигается либо перемещением поршня в жидководородных камерах, либо сбросом давления из объёма, ограниченного гибкой мембраной (в пропановых и фреоновых камерах). В момент времени t_0 ($p_н>p_0$) давление в камере сбрасывается за 5—15 мс и жидкость оказывается перегретой, т. е. чувствительной к излучению. Ч-цы впускаются в П. к. в момент макс. чувствительности. Через нек-рое время после достижения пузырьками достаточных размеров производится фотографирование (стереофотосъёмка с помощью неск. объективов).

Для измерения импульсов заряж. ч-ц П. к. помещают в сильное магн. поле. Импульс p ч-цы определяется по радиусу кривизны ρ траектории в магн. поле H: $pc=300H\rho/\cos\varphi$ (φ — угол между направлением H и импульсом p ч-цы, c — скорость света в вакууме). Искажения следов в П. к. невелики и определяются гл. обр. многократным рассеянием ч-ц.

Эффективность регистрации П. к. разл. процессов определяется в осн. её размерами. Наиболее распространены П. к. объёмом 1—2 м. Однако на ускорителях сверхвысоких энергий используются камеры очень большого размера. Водородная камера «Мирабель» на ускорителе Института физики высоких энергий АН СССР имеет объём 10 м³, а водородная камера на ускорителе Национальной ускорительной лаборатории США — 30 м³. Регистрация нейтральных ч-ц производится по актам их вз-ствия с ядрами жидкости или по распадам на заряж. ч-цы.

С помощью П. к. были открыты и исследованы мн. элем. ч-цы. Гл. недостаток П. к. — отсутствие «управляемости», т. е. невозможность в процессе работы отбирать нужные события, что при исследовании редких событий приводит к необходимости просматривать большое кол-во фотографий.

● См. лит. при ст. *Детекторы*.

С. Я. Никитин.

ПУЛЬСА́РЫ, переменные источники косм. эл.-магн. излучения, открытые первоначально (1967, англ. учёный Э. Хьюиш с сотрудниками) как источники импульсного радиоизлучения с исключит. регулярно повторяющимися импульсами (рис. 1). Периоды повторения импульсов у известных радио-П. лежат в пределах от 33 мс у П. PSR 0531+21 в Крабовидной туманности до 4,3 с у PSR 1845—19 (буквы PSR — сокр. от англ. Pulsating Sources of Radioemission — пульсирующие источники радиоизлучения, цифры — координаты П.). Импульсы имеют сложное строение (рис. 2), можно выделить тонкую структуру импульса (субимпульсы) и микроструктуру с элементами $\sim 10^{-5}$ с. Со временем период П. медленно увеличивается, напр. у PSR 0531+21 на $3{,}8\times 10^{-8}$ с/сут. Размеры излучающих областей П. можно оценить из условия, что такая область не может быть больше расстояния, к-рое проходит свет за время длительности микроимпульса ($\sim 10^{-5}$ с). Эти размеры, следовательно, не превышают 3 км. Расстояния до П. оценивают по времени запаздывания Δt длинноволновых импульсов по сравнению с коротковолновыми. Различие во времени прихода сигналов обусловлено рассеянием излучения на эл-нах межзвёздной среды. Концентрация эл-нов в межзвёздной среде известна, что позволяет по Δt определить расстояния до П. Для большинства П. расстояния заключены

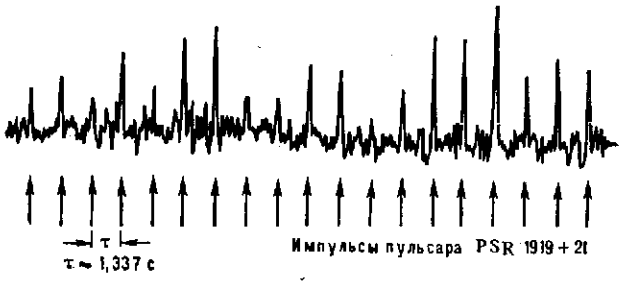


Рис. 1. Сигналы от первого из открытых пульсаров PSR 1919+21 на частоте 72,7 МГц. Период пульсаций в момент открытия составлял 1,3370113 с, что сравнимо с точностью ат. эталонов времени.

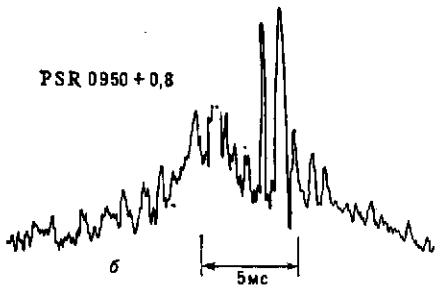


Рис. 2. Тонкая структура импульса пульсара PSR 0950+0,8.

в пределах от 200 до 7000 световых лет, т. е. П. относятся к внутригалактич. источникам излучения.

При галактич. расстояниях мощность и плотность потока радиоизлучения П. оказываются исключительно высокими: эффективная темп-ра источника излучения может достигать 10^{30} К, а плотность потока десятков МВт/см^2 (эта величина для Солнца составляет ~7000 Вт/см^2). Нек-рые из радио-П., как оказалось, излучают также в видимом и рентг. диапазонах (напр., RSR 0531+21), а в 70-х гг. 20 в. были открыты рентг. П. с периодами от неск. секунд до неск. сотен секунд. Светимость рентг. П. достигает 10^{36}—10^{38} эрг/с (10^{29}—10^{31} Вт), т. е. она в 10^3—10^5 выше полной светимости Солнца.

Согласно совр. представлениям, радио-П.— это *нейтронные звёзды*, к-рые при массе ~1 $M_\odot$ имеют диаметры ~20 км. Только компактные нейтронные звёзды могут сохранять свою целостность при вращении с периодом ~0,01 с. Полагают, что нейтронные звёзды-П. имеют сильное дипольное магн. поле (~10^{12} Гс) с магн. осью, не совпадающей с осью вращения звезды. В области магн. полюсов происходит истечение заряж. ч-ц, к-рые в магн. поле звезды излучают либо в пределах узкого пространств. конуса (карандашная диаграмма направленности излучения вдоль магн. оси), либо веером, перпендикулярно магн. оси (ножевая диаграмма). При вращении звезды наблюдатель, попадающий периодически внутрь направленного пучка радиоволн, будет фиксировать импульсное излучение с периодом вращения звезды. Энергия излучения П. черпается из кинетич. энергии вращающейся нейтронной звезды. Потери энергии приводят к уменьшению скорости вращения и увеличению периода П. Механизм трансформации кинетич. энергии звезды в энергию эл.-маги. излучения пока ещё до конца не выяснен.

Для рентг. П. характерен иной механизм излучения — аккреционный (см. *Аккреция*). Рентг. П.— это, по-видимому, нейтронная звезда в тесной двойной системе, второй компонент к-рой — звезда-гигант, заполнившая *Роша предел*. В-во второй звезды перетекает на нейтронную звезду и образует вокруг неё газовый диск. В-во внутр. областей диска, перемещаясь вдоль силовых линий магн. поля нейтронной звезды, достигает её поверхности вблизи магн. полюсов (здесь располагаются т. н. горячие пятна звезды). Торможение падающего в-ва у поверхности звезды порождает направленное рентг. излучение, к-рое, поскольку звезда вращается, приходит к наблюдателю, как и в случае радио-П., в виде последовательности импульсов.

Совр. теория связывает явление радио-П. с начальным этапом жизни нейтронных звёзд. Напр., возраст П. в Крабовидной туманности, порождённого вспышкой *Сверхновой звезды* в 1054, составляет менее 1000 лет. Возникшая нейтронная звезда энергично излучает в радиодиапазоне за счёт эжекции в-ва в окружающее пр-во. Потери энергии приводят к замедлению вращения П., ослаблению эжекции и излучения. В результате на определённой стадии нейтронная звезда перестаёт быть радио-П. Она вновь становится П., но уже рентгеновским, когда период её вращения увеличивается до 1—10 с и магн. поле звезды уже не может сдерживать аккрецию в-ва. Падающее на звезду в-во второго компонента двойной системы попадает в горячие пятна на её поверхности, что приводит к появлению ударной волны и выделению гравитац. энергии. Практически вся гравитац. энергия аккрецирующего в-ва излучается в рентг. диапазоне. С наступлением фазы аккреции период вращения перестаёт увеличиваться и может даже начать уменьшаться, если аккрецирующее в-во передаёт звезде угловой момент. Не исключено, что фаза рентг. П. у нейтронных звёзд повторяется.

● Пульсары. Сб. статей, пер. с англ., М., 1971; Дайсон Ф., Хаар Д., тер. Нейтронные звезды и пульсары, пер. с англ., М., 1973; Явления нестационарности и звездная эволюция, М., 1974; Шкловский И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 2 изд., М., 1977; Смит Ф., Пульсары, пер. с англ., М., 1979; Манчестер Р., Тейлор Дж., Пульсары, пер. с англ., М., 1980.

ПФУ́НДА СЕ́РИЯ, см. *Спектральные серии*.

ПЬЕ́ЗА (от греч. piézō — давлю) (пз, pz), единица давления и механич. напряжения в *МТС системе единиц*. 1 пз=1 сн/м^2=10^3 Па=10^4 дин/см^2=0,0102 кгс/см^2=$9{,}87\cdot10^{-3}$ атм=7,50 мм рт. ст.

ПЬЕЗОМАГНЕТИ́ЗМ (пьезомагнитный эффект), возникновение в в-ве намагниченности под действием внеш. давления. П. может существовать только в антиферромагнетиках и принципиально невозможен в пара- и диамагнетиках. П. возникает, когда под действием приложенного давления симметрия магн. структуры антиферромагн. кристалла изменяется т. о., что в нём появляется *слабый ферромагнетизм*. Намагниченность в образце возникает в результате скоса магн. подрешёток или относительного изменения величины их намагниченности (см. *Антиферромагнетизм*). П. был экспериментально обнаружен пока (1982) лишь в трёх антиферромагн. кристаллах: MnF_2, CoF_2 и α-Fe_2O_3. Величина намагниченности J_i в них пропорц. приложенному упругому напряжению σ_{kl}, т. е. $J_i=\Lambda_{ikl}\sigma_{kl}$. Пьезомагн. эффект невелик — макс. значение Λ_{ikl} (в CoF_2) составляет $2\cdot10^{-3}$ Гс·см^2/кгс (~$2\cdot10^{-12}$ Тл·м^2/Н). Существует термодинамически обратный эффект — линейная *магнитострикция* антиферромагнетиков, т. е. пропорциональное магн. полю линейное изменение размеров кристаллов при наложении внеш. поля.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Антиферромагнетизм и ферриты, М., 1962 (Итоги науки. Физ.-мат. науки, т. 4). *А. С. Боровик-Романов.*

ПЬЕЗО́МЕТР (от греч. piézō — давлю и metréō — измеряю), прибор для определения изменения объёма в-ва под гидростатич. давлением (при практически пост. темп-ре). Конструкция П. определяется диапазоном применяемых давлений p и темп-р T, агрегатным состоянием в-ва, его сжимаемостью. В разл. типах П. с изменением p может меняться либо объём V в-ва, либо масса его m (при пост. V). Пьезометрич. измерения используют для получения данных о сжимаемости в-в, для исследования *диаграмм состояния*, *фазовых переходов* и др. физико-хим. процессов.

Для определения сжимаемости жидкостей и тв. тел при p ~10^8—10^{10} Н/м^2 применяются П. плунжерного или поршневого типа (см. рис. 1, *а* в ст. *Давление высокое*). В процессе сжатия определяются V (по смещению поршней) и p. Передающей давление средой часто служит само исследуемое в-во. При p ~10^9—10^{10} Н/м^2 сжимаемость определяют также др. методами, напр. рентгенографическими (см. *Рентгенография материалов*). Изме-

нение линейных размеров тел под гидростатич. давлением измеряют линейными П. (*дилатометрами*).

П. наз. также толстостенные сосуды в установках высокого давления с цилиндрич. каналом, не предназначенные для измерения сжимаемости. В зарубежной лит-ре П., кроме того, наз. приборы для измерения давления в проточных системах, давления воды в морских глубинах, газов в канале ствола орудия.

● См. лит. при ст. *Давление высокое.*

Л. Д. Лившиц.

ПЬЕЗООПТИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, см. *Фотоупругость.*

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКИ, вещества, обладающие одновременно ПП и пьезоэлектрич. св-вами. К П. относятся Te, Se, *полупроводники* типа $A^{II}B^{IV}$ (CdS, CdSe, ZnO, ZnS), $A^{III}B^{V}$ (GaAs, InSb) и др. Наибольшими зна-

Кристалл	d 10^{-12} Кл/Н		
	d_{15}	d_{33}	d_{31}
CdS	−13,98	10,32	−5,18
CdSe	−10,51	7,84	−3,92
ZnO	−13,9	10,6	−5,20
ZnS	−2,80	3,2	−1,1

чениями пьезоэлектрич. константы d (см. *Пьезоэлектрики*) обладают гексагональные кристаллы типа $A^{II}B^{IV}$ (см. табл.).

П. применяются в пьезоэлектрич. преобразователях. Благодаря сильному *электрон-фононному взаимодействию* П. удобны для изучения *акустоэлектронных взаимодействий* (*акустоэлектрического эффекта* и др.).

Э. М. Эпштейн.

ПЬЕЗОЭЛЕ́КТРИКИ, кристаллические вещества, в к-рых при сжатии или растяжении в определённых направлениях возникает электрич. поляризация даже в отсутствии электрич. поля (п р я м о й п ь е з о э ф ф е к т). Следствием прямого пьезоэффекта явл. о б р а т н ы й п ь е з о э ф ф е к т — появление механич. деформации под действием электрич. поля. Связь между механич. и электрич. переменными (деформацией и электрич. полем) носит в обоих случаях линейный характер. Обратный пьезоэффект следует отличать от *электрострикции.* Первое подробное исследование пьезоэффектов было проведено в 1880 франц. физиками братьями Ж. и П. Кюри на кристалле *кварца.* В дальнейшем пьезоэлектрич. св-ва были обнаружены более чем у 1500 в-в (см. *Пьезоэлектрические материалы*).

Чтобы обнаружить пьезоэффект, на грани крист. пластинки накладывают металлич. обкладки. Если обкладки разомкнуты, то при деформациях пластинки между ними возникает разность потенциалов. В случае замкнутых обкладок на них при деформации появляются заряды, равные по величине (но противоположные по знаку) поляризац. зарядам, возникающим на поверхностях пластинки, и в цепи, соединяющей обкладки, течёт ток. При подключении к обкладкам внешней эдс кристалл деформируется.

Механизм пьезоэффекта можно пояснить на примере кристалла кварца (рис. 1), элем. ячейка к-рого, содержащая три молекулы SiO_2, схематически изображена на рис. 2. При сжатии вдоль оси X_1 положит. ион $1(Si^+)$ и отрицат. ион $2(O^-)$ перемещаются в глубь ячейки, в результате чего на плоскостях A и B появляются заряды. При растяжении на плоскостях A и B возникают заряды противоположного знака. Пьезоэффекты наблюдаются только в кристаллах, не имеющих центра симметрии. Справедливо общее утверждение: в кристаллах, обладающих центром симметрии, пьезоэффект невозможен. Наличие др. элементов симметрии (оси,

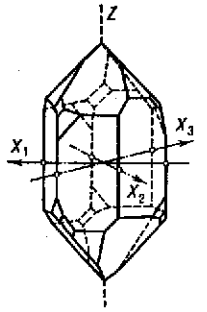


Рис. 1. Кристалл кварца SiO_2.

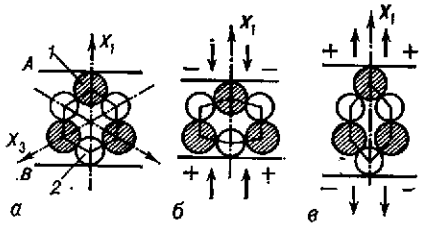


Рис. 2. Схема структуры кварца: проекции ионов Si+ и O− на плоскость, перпендикулярную оси третьего порядка. Заштрихованные кружки соответствуют ионам Si+, светлые — паре ионов O−; *а* — недеформированное состояние; *б* — сжатие вдоль оси X_1; *в* — растяжение вдоль оси X_1.

плоскости симметрии; см. *Симметрия кристаллов*) может запрещать появление поляризации в некоторых направлениях или при деформациях, т. е. также ограничивает число кристаллов — П. В результате П. могут принадлежать лишь к 20 *точечным группам симметрии* (из 32): 1, 2, 3, 4, 6, m, $mm2$, $3m$, $4mm$, $6mm$, 222, $\bar{4}2m$, 422, $\bar{4}2m$, $\bar{6}$, 622, $6m2$, 32, $23m$, $\bar{3}$. Кристаллы первых 10 классов — *пироэлектрики*, т. е. обладают поляризацией в отсутствие внешних воздействий. В этих кристаллах пьезоэффект проявляется, в частности, в изменении величины спонтанной поляризации при механич. деформации. Пьезоэлектрич. св-ва можно создавать в некоторых некристаллических *диэлектриках* за счёт образования в них т. н. пьезоэлектрической *текстуры*, напр. поляризацией в электрическом поле (пьезокерамика), механич. обработкой (древесина) и др.

Количеств. хар-кой пьезоэффекта явл. совокупность пьезоконстант — коэфф. пропорциональности в соотношениях между электрич. величинами (напряжённость электрич. поля E, поляризация $\mathcal{P}$) и механич. величинами (механич. напряжения σ, относит. деформации u). Напр., поляризация, возникающая в П. под действием механич. напряжения σ, выражается соотношением $\mathcal{P}=d\sigma$. Полная поляризация (с учётом электрич. поля) складывается из поляризации, вызванной механич. напряжением, и поляризации, вызванной электрич. полем. Она равна: $\mathcal{P}=d\sigma+\chi E$ (χ — диэлектрич. восприимчивость). Коэфф. d — одна из пьезоконстант. Т. к. механич. напряжения могут быть представлены как совокупность шести независимых величин (сжатия и растяжения вдоль трёх осей, а также сдвиги в плоскостях, перпендикулярных этим осям), а вектор поляризации имеет три независимые компоненты, то в общем случае может быть 18 разных пьезоконстант. Пьезоконстантами наз. также коэфф. в соотношениях: $\mathcal{P}=ru+\chi E$, $u=s\sigma+g\mathcal{P}$ (коэфф. s — упругая податливость) и т. п. Все пьезоконстанты (d, r, g) связаны друг с другом, так что при описании пьезоэлектрич. св-в кристалла можно ограничиться только константами одного типа, напр. d.

Величины пьезоконстант сильно различаются для кристаллов разных типов. Для *ионных кристаллов* порядок величины пьезоконстант можно оценить след. образом. Допустим, что разноимённые ионы сдвинулись под действием механич. напряжения σ на расстояние l. Возникший при этом дипольный момент на единицу объёма $\mathcal{P}\sim el/a^3$, где e — заряд иона (можно считать равным заряду эл-на), a — постоянная решётки. Относит. деформация $u\sim l/a$. Из выражений $\mathcal{P}=d\sigma$ и $\sigma=cu$ (*Гука закон*) следует, что $d\sim\mathcal{P}/\sigma=\mathcal{P}/cu\sim e/a^2c$. Принимая $e\sim10^{-10}$ ед. СГСЭ, $a\sim10^{-8}$—10^{-7} см, а $c\sim10^{12}$ СГСЭ, получим $d=10^{-6}$—10^{-8} ед. СГСЭ. Для кварца, напр., величины пьезоконстант составляют неск. ед. на 10^{-8} ед. СГСЭ. Существенно бо́льших величин могут достигать пьезоконстанты у *сегнетоэлектриков*, т. к. их поляризация может быть связана с перестройкой домённой структуры при механич. деформации.

П. применяются в технике и лабораторной практике, медицине и др.

● К э д и У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949; К а л а ш н и к о в С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977; С и в у х и н Д. В., Общий курс физики, т. 3, М., 1977. См. также лит. при ст. *Диэлектрики.*

А. П. Леванюк.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ МАТЕРИА́ЛЫ, вещества с хорошо выраженными пьезоэлектрич. св-вами (см.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Параметры при темп-ре 16—20°С / Вещество	Плотность, $\rho\cdot10^3$ кг/м³	Скорость звука, $(c_{зв})\cdot10^3$ м/с	ε	Пьезомодуль, $d\cdot10^{12}$ Кл/Н	$\operatorname{tg}\delta\cdot10^2$	K	$K^2/\operatorname{tg}\delta$	Примечание
Кварц	2,6	$5,47^{(11)}$	$4,5^{(11)}$	$2,31^{(11)}$	<0,5	0,095	>2,0	Срез 0° *X*
Дигидрофосфат аммония (АДР)	1,8	$3,27^{(33)}$	21,8	$24,0^{(36)/2}$	<1	0,3	>8	Срез 45° относительно оси *Z*
Сульфат лития	2,05	$4,7^{(33)}$	$10,3^{(22)}$	$18,3^{(22)}$	<1	0,37	>10	Срез 0° *X*
Сегнетова соль	1,77	$3,9^{(22)}$	$250^{(11)}$	$172^{(14)/2}$	>5	0,67	<13	Срез 45° относительно *X* при 55°С
Сульфоиодид сурьмы (0°С)	5,2	$1,5^{(33)}$	$2200^{(33)}$	$\frac{150^{(31)}}{1300^{(33)}}$	5—10	$0,8^{(33)}$	6,4	Поляризован вдоль оси *Z*
Титанат бария ТБ-1	5,3	$\frac{4,6}{4,2}$	1500	$\frac{45}{100}$	2—3	$\frac{0,2}{0,5}$	$\frac{1,3}{8,0}$	
Титанат бария кальция ТБК-3	5,4	$\frac{4,7}{4,4}$	1180	$\frac{51}{113}$	1,3; 4,0	$\frac{0,17}{0,37}$	$\frac{1,2}{5,5}$	
Группа титаната цирконата свинца ЦТС (PZT) ЦТС-23	7,4	$\frac{3,2}{3,0}$	1100	$\frac{75}{150}$	0,75—2,0	$\frac{0,2}{0,41}$	$\frac{2}{8,4}$	
ЦТБС-3	7,2	$\frac{3,5}{3,2}$	2300	$\frac{160}{316}$	1,2—2,0	$\frac{0,32}{0,65}$	$\frac{5}{20}$	
ЦТСНВ-1	7,3	$\frac{2,9}{2,6}$	2200	$\frac{200}{430}$	1,9—9,5	$\frac{0,34}{0,72}$	$\frac{1,3}{5,7}$	
PZT-5H	7,5	$\frac{2,8}{2,5}$	3400	$\frac{274}{590}$	2,0—9,0	$\frac{0,39}{0,75}$	$\frac{1,7}{6,8}$	Данные фирмы Кливайт (США)
PZT-8	7,6	$\frac{3,4}{3,1}$	1000	$\frac{93}{217}$	0,4—0,7	$\frac{0,29}{0,62}$	$\frac{1,2}{5,5}$	

Примечание. Цифры в скобках у монокристаллов определяют индексы соответствующих тензорных хар-тик, напр. (36)/2 означает $^1/_2\,d_{36}$. Для пьезокерамики верхние значения постоянных имеют индексы (11) или (31), а нижние (33), величины $d_{31}<0$, $d_{33}>0$.
Значения tg δ для кристаллов даны при поле $E<0,05$ кВ/см; для пьезокерамики tg δ даётся в интервале $0,05\leqslant E<2$ кВ/см.
Данные для отечеств. пьезокерамики приведены на основании ГОСТа 18927—68.

Пьезоэлектрики), применяемые для изготовления пьезоэлектрич. преобразователей. Осн. хар-ки в системе ед. СИ(см. табл.): 1) коэфф. электромеханич. связи $K=d\sqrt{c/\varepsilon\varepsilon_0}$ (d — пьезомодуль, c — модуль упругости, ε — диэлектрич. проницаемость, ε_0 — *электрическая постоянная*); 2) величина $K^2/\operatorname{tg}\delta$, определяющая кпд преобразователя (δ — угол диэлектрич. потерь); 3) отношение механич. мощности пьезоэлемента на резонансной частоте к квадрату напряжённости электрич. поля в нём, определяется величиной $(dc)^2$; 4) величины $dc\sqrt{\varepsilon c_{зв}}$ и $d\sqrt{c_{зв}/\sqrt{\varepsilon}}$, характеризующие относит. чувствительность приёмника звука в области резонанса и на низких частотах ($c_{зв}$ — скорость звука в П. м.).

П. м. явл. монокристаллы, природные или искусственно выращиваемые (кварц, дигидрофосфаты калия и аммония, сегнетова соль и др.) и поликрист. тв. растворы, подвергнутые предварит. поляризации в электрич. поле (пьезокерамика). Наиболее распространённый пром. П. м.— пьезокерамика.

Р. Е. Пасынков.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ, электромеханич. или *электроакустический преобразователь*, действие к-рого основано на пьезоэлектрич. эффекте (см. *Пьезоэлектричество*). Осн. часть П. п. состоит из отдельных или объединённых в группы пьезоэлементов (стержней, пластинок, дисков, цилиндров и т. д. из *пьезоэлектрического материала*) с нанесёнными на определённые поверхности электродами. С электродов снимается электрич. заряд, образующийся при прямом пьезоэффекте, или к ним подводится электрич. напряжение для создания деформации в результате обратного пьезоэффекта. В зависимости от назначения и диапазона рабочих частот для изготовления П. п. применяют разл. пьезоэлектрич. материалы, наиболее часто — пьезокерамику.

П. п. используются в УЗ технологии и дефектоскопии, гидроакустике, радиовещании, виброметрии, радиоэлектронике, а также в акустоэлектронике в качестве мощных источников УЗ, излучателей и приёмников звука, акустич. антенн, микрофонов и гидрофонов, резонаторов, фильтров и т. д. Соответственно диапазон рабочих частот П. п. весьма широк от единиц Гц в сейсмич. исследованиях до ГГц в акустоэлектронике. П. п.— излучатели, вибраторы, резонаторы обычно работают в узком диапазоне частот вблизи *резонанса* их механич. системы, а П. п.— приёмники — в широком диапазоне частот вне резонанса. В области частот больше 100 кГц преим. используют П. п. в виде оболочек и пластин, колеблющихся по толщине; на частотах, больших 10 МГц и в диапазоне ГГц, — в виде очень тонких пластин или плёнок из пьезополупроводниковых материалов. При резонансных рабочих частотах 40—100 кГц применяются стержни на продольных колебаниях, при ещё более низких частотах — составные П. п. в виде стержней с пассивными накладками. В УЗ технологич. установках П. п. применяют в сочетании со стержневыми концентраторами или излучающими диафрагмами. В качестве излучателей и приёмников звука в водной среде широко используется П. п. в виде пьезокерамич. колец. Ниже 5—10 кГц часто применяют П. п. в виде биморфных пластин, совершающих поперечные колебания изгиба или кручения. П. п. в виде полых пьезокерамич. сфер, поляризованных по толщине, используются как широкополосные ненаправленные *гидрофоны*. В наиболее распространённых условиях работы П. п. как излучателей их кпд ~40—70%. Макс. мощность П. п. ограничивается допустимой напряжённостью электрич. поля и механич. прочностью, а также его разогревом.

● Гутин Л. Я., Пьезоэлектрические излучатели и приемники, «ЖТФ», 1946, т. 16, в. 1; Физическая акустика, под ред. У. Мазона, т. 1, ч. А, М., 1966; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., под ред. Е. Кикучи, М., 1972.

Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИ́ЧЕСТВО (пьезоэлектрический эффект), изменение поляризации пек-рых диэлектрич. кристаллов (*пьезоэлектриков*) при механич. деформации.

Р

РА́БИ МЕ́ТОД [по имени амер. физика И. А. Раби (I. I. Rabi)], резонансный метод исследования магн. моментов ядер, атомов и молекул и внутримол. вз-ствий в *молекулярных и атомных пучках*. Резонансное высокочастотное магн. поле, через к-рое пролетают ч-цы, вызывает переориентацию магн. моментов, обнаруживаемую по изменению их траекторий в неоднородном магн. поле.

РАБО́ТА силы, зависящая от численной величины и направления силы и от перемещения точки её приложения. Если сила F численно и по направлению постоянна, а перемещение M_0M_1 прямолинейно (рис. 1), то Р. $A=F\cdot s\cdot\cos\alpha$, где $s=M_0M_1$, α — угол между направлениями силы и перемещения. Когда $\alpha<90°$, Р. силы положительна, при $180°\geqslant\alpha>90°$ — отрицательна, а при $\alpha=90°$, т. е. когда сила перпендикулярна перемещению, $A=0$. Единицы измерения Р.: джоуль (в СИ), 1 эрг$=10^{-7}$ Дж и килограмм-сила на метр (1 кгс·м$=9{,}81$ Дж).

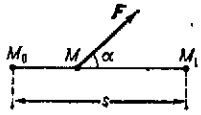


Рис. 1.

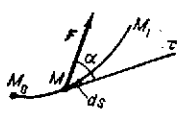


Рис. 2.

В общем случае для вычисления Р. силы вводится понятие э л е м е н т а р н о й р а б о т ы $dA=Fds\cos\alpha$, где ds — элем. перемещение, α — угол между направлениями силы и касательной к траектории точки её приложения, направленной в сторону перемещения (рис. 2). В декартовых координатах

$$dA=F_xdx+F_ydy+F_zdz, \qquad (1)$$

где F_x, F_y, F_z — проекции силы на координатные оси, x, y, z — координаты точки её приложения. В обобщённых координатах

$$dA=\sum Q_i\delta q_i, \qquad (2)$$

где q_i — *обобщённые координаты*, Q_i — *обобщённые силы*. Для сил, действующих на тело, имеющее неподвижную ось вращения, $dA=M_zd\varphi$, где M_z — сумма моментов сил относительно оси вращения z, φ — угол поворота. Для сил давления $dA=pdV$, где p — давление, V — объём.

Р. силы на конечном перемещении определяется как интегральная сумма элементарных Р. и при перемещении M_0M_1 выражается криволинейным интегралом:

$$A=\int_{M_0M_1}(F\cos\alpha)\,ds \quad \text{или}$$

$$A=\int_{M_0M_1}(F_xdx+F_ydy+F_zdz). \qquad (3)$$

Для потенциальных сил $dA=-d\Pi$ и $A=\Pi_0-\Pi_1$, где Π_0 и Π_1 — значения потенциальной энергии Π в нач. и конечном положениях системы; в этом случае Р. не зависит от вида траекторий точек приложения сил. При движении механич. системы сумма работ всех действующих сил на нек-ром перемещении равна изменению её кинетической энергии T, т. е. $\Sigma A_i=T_1-T_0$. Понятие «Р. силы» широко используется в механике, а также в др. областях физики и в технике.

С. М. Тарг.

Р. в т е р м о д и н а м и к е — обобщение понятия «Р. в механике» [выраженного в дифф. форме (2)]. Обобщённые координаты в термодинамике — это внеш. параметры термодинамич. системы (объём, напряжённость внеш. магн. или электрич. поля и т. п.), а обобщённые силы (давление и др.) — величины, зависящие не только от координат, но и от внутр. параметров системы (темп-ры или энтропии). Р. термодинамич. системы над внеш. телами заключается в изменении состояния этих тел и определяется количеством энергии, передаваемой системой внеш. телам при изменении внеш. параметров системы. В квазистатических (т. е. бесконечно медленных) *адиабатических процессах* Р. равна изменению внутренней энергии системы, в квазистатич. изотермических процессах — изменению *Гельмгольца энергии*. В ряде случаев Р. может быть выражена через др. *потенциалы термодинамические*. В общем случае величина Р. при переходе системы из нач. состояния в конечное зависит от способа (пути), каким осуществляется этот переход. Это означает, что бесконечно малая (элементарная) Р. системы не явл. полным дифференциалом к.-л. *функции состояния* системы; поэтому элем. Р. обозначают обычно не dA (как полный дифференциал), а δA. Зависимость Р. от пути приводит к тому, что для кругового процесса, когда система вновь возвращается в исходное состояние, Р. системы может оказаться не равной нулю, что используется во всех тепловых двигателях. Работа внеш. сил над системой $\delta A=-\delta A$, если энергия вз-ствия системы с внеш. телами не меняется в процессе совершения Р. Примерами Р. при изменении одного из внеш. параметров системы могут служить: Р. сил давления p при изменении объёма V системы $\delta A=pdV$, Р. сил поверхностного натяжения при изменении поверхности системы $\delta A=-\sigma d\Sigma$ (σ — коэфф. поверхностного натяжения, $d\Sigma$ — элемент поверхности); Р. намагничивания системы $\delta A=-HdJ$ (H — напряжённость внеш. магн. поля, J — намагниченность в-ва) и т. д. Р. системы в неравновесном (необратимом) процессе всегда меньше, чем в равновесном.

● Л е о н т о в и ч М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; Р е й ф Ф., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1972 (Берклеевский курс физики, т. 5).

Г. Я. Мякишев.

РАБО́ТА ВЫХО́ДА, энергия Φ, к-рую необходимо затратить для удаления эл-на из твёрдого или жидкого в-ва в вакуум (в состояние с равной нулю кинетич. энергией). Р. в. $\Phi=e\varphi$, где φ — потенциал Р. в., e — абс. величина электрич. заряда электрона. Р. в. равна разности между мин. энергией эл-на в вакууме и *Ферми энергией* эл-нов внутри тела. Если электростатич. потенциалы в вакууме $\varphi_{вак}$, в толще в-ва $\varphi_{об}$, а $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми, отсчитываемая от энергии неподвижного эл-на в точке вакуума, где потенциал равен $\varphi_{вак}$, то Р. в. (в случае однородной поверхности)

$$\Phi=e(\varphi_{об}-\varphi_{вак})-\mathcal{E}_F.$$

В приповерхностной области любого тела образуется двойной электрич. слой. Он возникает даже на идеально чистой поверхности кристалла в результате того, что «центр тяжести» плотности эл-нов в поверхностной крист. ячейке не совпадает с плоскостью, в к-рой расположены ионы. При этом $\varphi_{вак}-\varphi_{об}=4\pi P_S$, где P_S — дипольный момент двойного слоя, приходящийся на ед. площади поверхности ($P_S>0$, если дипольный момент направлен наружу). Р. в.— характеристика поверхности тела: грани одного и того же кристалла, образованные разными кристаллографич. плоскостями или покрытые разными в-вами, имеют разные P_S и разную Р. в. Вблизи этих поверхностей $\varphi_{вак}$ также не совпадают и между поверхностями возникают *контактная разность потенциалов* и электростатич. поле.

В металлах при низких темп-рах уровень Ферми совпадает с самым высоким заполненным энергетич. уровнем эл-нов и Р. в. имеет смысл наименьшей энергии, требуемой для удаления эл-на в вакуум. В *полупроводниках* такой смысл Р. в. придавать нельзя. В металлах двойной электрич. слой сосредоточен на самой поверхности и толщина его — порядка межатомного расстояния. В ПП заряд одного знака находится на поверхности (эл-ны или дырки в *поверхностных состояниях*), а заряд противоположного знака распределён в слое, толщина к-рого зависит от концентраций примесей и темп-ры и может достигать многих тыс. межатомных расстояний.

РАБОТА ВЫХОДА (в эВ) НЕКОТОРЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ, ПП И ОТДЕЛЬНЫХ ГРАНЕЙ МОНОКРИСТАЛЛА ВОЛЬФРАМА

Li 2,38	Fe 4,31	Cu 4,40	Ge 4,76	Ni (Cs) 1,37
K 2,22	Cr 4,58	Ag 4,3	Si 4,8	W (110) 5,3
Cs 1,81	Co 4,41	Au 4,30	Ag_2O (Cs) 0,75	W (111) 4,4
Ni 4,50	Mn 3,83	W 4,54	Ta (Cs) 1,1	W (100) 4,6

(Cs) означает цезиевое покрытие.

Р. в. может быть сильно изменена адсорбцией разл. атомов или молекул на поверхности (адсорбированные ч-цы изменяют P_S). Атомы металлов с малой энергией ионизации (напр., Cs) при адсорбции приобретают дипольный момент, направленный в сторону вакуума, и снижают Р. в. Покрытие Cs уменьшает Р. в. для нек-рых металлов и ПП до 1 эВ (4—6 эВ в отсутствие Cs, см. табл.).

В ПП с гомополярными межатомными связями (Ge, Si и т. п.) Р. в. практически не изменяется даже при сильном изменении $\mathcal{E}_F$ в объёме кристалла (при изменении темп-ры или введении примеси): изменение $\mathcal{E}_F$ вызывает такое изменение заполнения поверхностных состояний эл-нами и, следовательно, такое изменение $\varphi_{об} - \varphi_{вак}$, к-рое компенсирует изменение $\mathcal{E}_F$. Плотность состояний на чистых поверхностях ионных ПП в области запрещённой зоны невелика и допускает изменение Р. в. с изменением положения уровня Ферми в объёме ПП (напр., введением примесей).

Абс. величину Р. в. измеряют по кол-ву теплоты, к-рое нужно подводить к телу при отборе из него термоэмиссионного тока (см. *Термоэлектронная эмиссия*), чтобы темп-ра тела оставалась неизменной; по температурной зависимости и полной величине термоэмиссионного тока, а в металлах и вырожденных ПП — также по красной границе *фотоэлектронной эмиссии*. Контактная разность потенциалов $U_к$ двух тел равна разности их Р. в.; измеряя $U_к$ между исследуемой поверхностью и эталонной, находят и Р. в. первой.

● Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Ривьере Х., Работа выхода. Измерения и результаты, в сб.: Поверхностные свойства твердых тел, под ред. М. Грина, М., 1972; Фоменко В. С., Эмиссионные свойства материалов, К., 1981.

С. Г. Дмитриев, Ш. М. Коган.

РАБОТОСПОСОБНОСТЬ, термин, применяемый в *технической термодинамике* для обозначения макс. работы, к-рую может совершить система при переходе из данного состояния в равновесие с окружающей средой.

РАБОЧИЕ СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ, применяются для практич. измерений при науч. исследованиях, в произ-ве и др. областях. Этим они отличаются от *образцовых средств измерений*, применяемых только для *поверки* др. средств измерений.

РАВНОВЕСИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, состояние механич. системы, находящейся под действием сил, при к-ром все её точки покоятся по отношению к рассматриваемой системе отсчёта. Если система отсчёта явл. инерциальной (см. *Инерциальная система отсчёта*), равновесие наз. абсолютным, а если неинерциальной, то относительным. Изучение условий Р. м. с.— одна из осн. задач *статики*. Условия Р. м. с. имеют вид равенств, связывающих действующие силы и параметры, определяющие положения системы; число этих условий равно числу степеней свободы системы. Условия относит. Р. м. с. составляются так же, как и условия абс. равновесия, но к действующим на точки силам прибавляют соответствующие переносные силы инерции. Условия равновесия свободного тв. тела состоят в равенстве нулю сумм проекций сил на три координатные оси $Oxyz$ и сумм моментов всех приложенных к телу сил относительно этих осей, т. е.

$$\left.\begin{array}{c} \Sigma F_{kx}=0,\ \Sigma F_{ky}=0,\ \Sigma F_{kz}=0; \\ \Sigma m_x(\boldsymbol{F}_k)=0,\ \Sigma m_y(\boldsymbol{F}_k)=0, \\ \Sigma m_z(\boldsymbol{F}_k)=0. \end{array}\right\} \quad (1)$$

При выполнении условий (1) тело будет по отношению к данной системе отсчёта находиться в покое, если скорости всех его точек относительно этой системы в момент начала действия сил были равны нулю. В противном случае тело при выполнении условий (1) будет совершать т. н. движение по инерции, напр. двигаться поступательно, равномерно и прямолинейно. Если тв. тело не явл. свободным (см. *Связи механические*), то условия его равновесия дают те из равенств (1) (или их следствий), к-рые не содержат реакций наложенных связей; остальные равенства дают ур-ния для определения неизвестных реакций. Напр., для тела, имеющего неподвижную ось вращения Oz, условием равновесия будет $\Sigma m_z(\boldsymbol{F}_k)=0$; остальные равенства (1) служат для определения реакций подшипников, закрепляющих ось. Если тело закреплено наложенными связями жёстко, то все равенства (1) дают ур-ния для определения реакций связей.

Согласно *отвердевания принципу*, равенства (1), не содержащие реакций внеш. связей, дают одновременно необходимые (но недостаточные) условия равновесия любой механич. системы и, в частности, деформируемого тела. Необходимые и достаточные условия равновесия любой механич. системы могут быть найдены с помощью *возможных перемещений принципа*. Для системы, имеющей s степеней свободы, эти условия состоят в равенстве нулю соответствующих *обобщённых сил*:

$$Q_1=0,\ Q_2=0,\ \ldots,\ Q_s=0. \quad (2)$$

Из состояний равновесия, определяемых условиями (1) или (2), практически реализуются лишь те, к-рые явл. устойчивыми (см. *Устойчивость равновесия*). Равновесия жидкостей и газов рассматриваются в *гидростатике* и *аэростатике*.

С. М. Тарг.

РАВНОВЕСИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЕ, состояние замкнутой статистич. системы, в к-ром ср. значения всех физ. величин, характеризующих состояние, не зависят от времени. Р. с.— одно из осн. понятий *статистической физики*, играющее такую же роль, как *равновесие термодинамическое* в термодинамике. Р. с. не явл. равновесным в механич. смысле, т. к. в системе при этом постоянно возникают малые *флуктуации* физ. величин около ср. значений. Теория Р. с. даётся в статистич. физике, к-рая описывает его при помощи разл. *Гиббса распределений* (микроканонич., канонич. или большого канонического) в зависимости от типа контакта системы с окружающей средой, запрещающего или допускающего обмен с ней энергией или ч-цами. В теории неравновесных процессов важную роль играет понятие неполного Р. с., при к-ром параметры, характеризующие состояние системы, очень слабо зависят от времени. Широко применяется понятие локального Р. с., при к-ром темп-ра и *химический потенциал* в малом элементе объёма зависят от времени и пространств. координат её ч-ц. См. *Кинетика физическая*.

Д. Н. Зубарев.

РАВНОВЕСИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ, состояние термодинамич. системы, в к-рое она самопроизвольно приходит через достаточно большой промежуток времени в условиях изоляции от окружающей среды. При Р. т. в системе прекращаются все *необратимые процессы*, связанные с диссипацией энергии: теплопроводность, диффузия, хим. реакции и др. В состоянии Р. т. параметры системы не меняются со временем (строго говоря, те из параметров, к-рые не фиксируют заданные условия существования системы, могут испытывать флуктуации — малые колебания около своих ср. значений). Изоляция системы не исключает определённого типа контактов со средой (напр., теплового контакта с термостатом, обмена с ним в-вом). Изоляция осуществляется обычно при помощи неподвижных стенок, непроницаемых для в-ва (возможны также случаи подвижных стенок и полупроницаемых перегородок). Если стенки не проводят теплоты (как, напр., в сосуде Дьюара), то изоляция наз. адиабатической. При теплопроводящих (диатермических) стенках между системой и внеш.

средой, пока не установилось Р. т., возможен теплообмен. При полупроницаемых для в-ва стенках Р. т. наступает, когда в результате обмена в-вом между системой и внеш. средой выравниваются *химические потенциалы* среды и системы. Переход системы в Р. т. наз. *релаксацией*.

Одно из условий Р. т.— механич. равновесие, при к-ром невозможны никакие макроскопич. движения частей системы, но поступат. движение и вращение системы как целого допустимы. В отсутствие внеш. полей и вращения системы условием её механического равновесия явл. постоянство давления во всём объёме системы. Др. необходимые условия Р. т.— постоянство темп-ры и хим. потенциала в объёме системы, они определяют термическое и химическое равновесие системы.

Достаточные условия Р. т. (условия устойчивости) могут быть получены из *второго начала термодинамики*; к ним, напр., относятся: возрастание давления при уменьшении объёма (при пост. темп-ре) и положит. значение теплоёмкости при пост. давлении. В общем случае система находится в Р. т. тогда, когда термодинамич. потенциал системы, соответствующий независимым в данных условиях переменным, минимален (см. *Потенциалы термодинамические*), а *энтропия* — максимальна.

● Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1952; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Мюнстер А., Химическая термодинамика, пер. с нем., М., 1971. *Д. Н. Зубарев.*

РАВНОВЕ́СИЯ СОСТОЯ́НИЕ колебательной системы, состояние динамич. системы, к-рое не изменяется во времени. Р. с. могут быть устойчивыми, неустойчивыми и безразлично-устойчивыми. Движение системы вблизи положения равновесия (при малом от него отклонении) может быть существенно разным, в зависимости от характера (типа) Р. с. Для систем с одной степенью свободы, если Р. с. устойчиво, при малом возмущении (отклонении) система возвращается к нему, совершая затухающие колебания (на фазовой плоскости — см. *Фазовое пространство* — такому движению соответствует устойчивый фокус; рис. 1, *а*), или апериодически (устойчивый узел; рис. 2, *а*). Вблизи неустойчивого Р. с. малые отклонения нарастают, совершая колебания

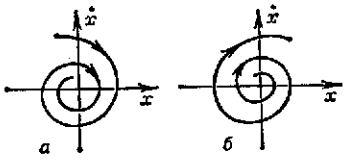


Рис. 1.

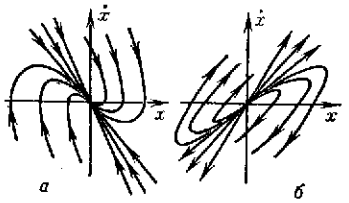


Рис. 2.

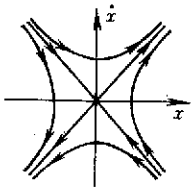


Рис. 3.

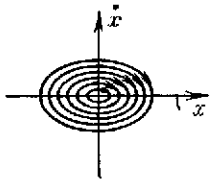


Рис. 4.

(неустойчивый фокус; рис. 1, *б*), или апериодически (неустойчивый узел; рис. 2, *б*); вблизи седлового Р. с. (рис. 3) возможно вначале приближение к Р. с., а затем уход. Наконец, в случае безразлично-устойчивого Р. с. (центр; рис. 4) малые отклонения приводят к незатухающим колебаниям вблизи Р. с. Для систем с неск. степенями свободы движение вблизи Р. с. может быть более сложным и существенно зависеть от характера нач. отклонения. Движение динамич. системы вблизи Р. с. чаще всего описывается линеаризованными ур-ниями, имеющими решение в виде суммы экспонент $ae^{\lambda_i t}$ с комплексными (в общем случае) характеристич. показателями λ_i. Р. с. устойчиво, если действит. части всех характеристич. показателей отрицательны ($\mathrm{Re}\lambda_i<0$); если же имеется хотя бы один λ_i с положительной действительной частью, то Р. с. неустойчиво. Если же часть характеристич. показателей имеет $\mathrm{Re}\lambda_i=0$, а для остальных $\mathrm{Re}\lambda_i<0$, то исследование устойчивости становится более сложным. Для систем с одной степенью свободы (напр., матем. маятник) этих показателей два: λ_1 и λ_2. В зависимости от их величины на фазовой плоскости системы возможны четыре типа Р. с.: узел ($\mathrm{Im}\lambda_{1,2}=0$, $\mathrm{Re}\lambda_1\cdot\mathrm{Re}\lambda_2>0$) — рис. 2, фокус ($\mathrm{Im}\lambda_{1,2}\neq0$, $\mathrm{Re}\lambda_1=\mathrm{Re}\lambda_2\neq0$) — рис. 1, седло ($\mathrm{Im}\lambda_{1,2}=0$, $\mathrm{Re}\lambda_1\cdot\mathrm{Re}\lambda_2<0$) — рис. 3 и центр ($\mathrm{Im}\lambda_{1,2}\neq0$, $\mathrm{Re}\lambda_1=\mathrm{Re}\lambda_2=0$) — рис. 4.

● Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Меркин Д. Р., Введение в теорию устойчивости движения, 2 изд., М., 1976. *М. И. Рабинович.*

РАВНОВЕ́СНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, *тепловое излучение*, находящееся в термодинамич. равновесии с в-вом. Р. и.— излучение *абсолютно чёрного тела*. Спектр Р. и. не зависит от состава в-ва излучающей системы и определяется только темп-рой, одинаковой для всех частей системы (см. *Планка закон излучения*).

РАВНОВЕ́СНЫЙ ПРОЦЕ́СС (квазистатический процесс) в термодинамике, процесс перехода термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, столь медленный, что все промежуточные состояния можно рассматривать как равновесные, т. е. характеризующиеся очень медленным (в пределе — бесконечно медленным) изменением термодинамич. параметров состояния. Р. п.— одно из осн. понятий термодинамики равновесных процессов. Всякий Р. п. явл. *обратимым процессом* и, наоборот, любой обратимый процесс явл. равновесным.

РАВНОДЕ́ЙСТВУЮЩАЯ системы сил, сила, эквивалентная данной системе сил и равная их геом. сумме: $\boldsymbol{R}=\Sigma\boldsymbol{F}_k$. Система сил, приложенных в одной точке, всегда имеет Р., если $\boldsymbol{R}\neq0$. Любая другая система сил, приложенных к телу, если $\boldsymbol{R}\neq0$, имеет Р., когда главный момент этой системы или равен нулю, или перпендикулярен $\boldsymbol{R}$. В этом случае замена системы сил их Р. допустима лишь тогда, когда тело можно рассматривать как абсолютно твёрдое, и недопустима, напр., при определении внутр. усилий или решении др. задач, требующих учёта деформации тела. Примеры систем сил, не имеющих Р.,— *пара сил* или две силы, не лежащие в одной плоскости.

РАВНОМЕ́РНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ, движение точки, при к-ром численная величина её скорости v постоянна. Путь, пройденный точкой при Р. д. за промежуток времени t, равен $s=vt$. Тв. тело может совершать поступательное Р. д., при к-ром всё сказанное относится к каждой точке тела, равномерное вращение вокруг неподвижной оси, при к-ром угловая скорость тела ω постоянна, а угол поворота тела $\varphi=\omega t$, и равномерное *винтовое движение*.

РАВНОПЕРЕМЕ́ННОЕ ДВИЖЕ́НИЕ, движение точки, при к-ром её касательное ускорение w_τ (в случае прямолинейного Р. д. всё ускорение w) постоянно. Скорость v, к-рую имеет точка через время t после начала движения, и её расстояние s от нач. положения, измеренное вдоль дуги траектории, определяются при Р. д. равенствами: $v=v_0+w_\tau t$, $s=v_0t+w_\tau t^2/2$, где v_0 — нач. скорость точки. Когда знаки v и w_τ одинаковы, Р. д. явл. ускоренным, а когда разные — замедленным.

Тв. тело может совершать поступательное Р. д., при к-ром всё сказанное относится к каждой точке тела, и равнопеременное вращение вокруг неподвижной оси, при к-ром *угловое ускорение* тела ε постоянно, а угловая скорость ω и угол поворота тела φ равны: $\omega=\omega_0+\varepsilon t$, $\varphi=\omega_0t+\varepsilon t^2/2$, где ω_0 — нач. угловая скорость.

РАВНОРАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ ЗАКО́Н, закон классич. *статистической физики*, утверждающий, что для статистич. системы в состоянии термодина-

мич. равновесия на каждую трансляц. и вращат. степень свободы приходится в среднем кинетич. энергия $kT/2$, а на каждую колебат. степень свободы — в среднем энергия kT (где T — абс. темп-ра системы, k — *Больцмана постоянная*). Р. з.— приближённый закон; он нарушается в тех случаях, когда становятся существенными квант. эффекты (а в случае колебат. степеней свободы — также и ангармоничность колебаний). Р. з. позволяет легко оценить предельные значения теплоёмкостей многоатомных газов и тв. тел при высоких темп-рах.

РАД (рад, rad, сокр. от англ. radiation absorbed dose — поглощённая доза излучения), внесистемная ед. поглощённой *дозы* излучения, соответствует энергии излучения 100 эрг, поглощённой веществом массой 1 г. 1 рад = 100 эрг/г = 0,01 *грэй* = $=2{,}388\cdot10^{-6}$ кал/г.

РАДИА́Н (от лат. radius — луч, радиус) (рад, rad), единица плоского угла; 1 рад равен углу между двумя радиусами окружности, длина дуги между к-рыми равна радиусу. 1 рад = $=57°17'44{,}8''\approx3{,}44\cdot10^{3}$ угл. минут$\approx$ $\approx2{,}06\cdot10^{5}$ угл. секунд$\approx63{,}7^{g}$ (см. *Град*).

РАДИА́Н В СЕКУ́НДУ (рад/с, rad/s), единица угл. скорости; 1 рад/с — угл. скорость равномерно вращающегося тела, при к-рой за время 1 с тело совершает поворот относительно оси вращения на угол 1 рад. 1 рад/с = $=0{,}159$ об/с$\approx57{,}3°$/с.

РАДИАЦИО́ННАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА (T_r), физ. параметр, определяющий суммарную (по всему спектру) энергетич. *яркость* $B_э$ излучающего тела; Р. т. равна такой темп-ре *абсолютно чёрного тела*, при к-рой его суммарная энергетич. яркость $B_э^0=B_э$.

Законы теплового излучения (см. *Стефана — Больцмана закон излучения* и *Кирхгофа закон излучения*) позволяют выражение $B_э^0=B_э$ записать в виде $\sigma T_r^4=\varepsilon_T\sigma T^4$, где ε_T — излучательная способность (коэфф. черноты) тела, σ — *Стефана — Больцмана постоянная*. Если известна ε_T и измерена T_r (радиац. *пирометром*), то можно вычислить темп-ру тела $T=$ $=T_r\cdot\varepsilon_T^{-1/4}$. Для теплового излучения всех тел, кроме чёрного, $\varepsilon_T<1$, поэтому $T_r<T$, но при *люминесценции* T_r может быть больше T.

● Гордов А. Н., Основы пирометрии, 2 изд., М., 1971.

РАДИАЦИО́ННОЕ ДАВЛЕ́НИЕ в акустике, то же, что *давление звукового излучения*.

РАДИАЦИО́ННОЕ МАТЕРИАЛОВЕ́ДЕНИЕ, совокупность методов для: 1) создания материалов (конструкционных, полимерных, ПП и др.), устойчивых к воздействию яд. излучений; 2) придания материалам нужных св-в путём их дозированного облучения. *Радиационные дефекты* способны изменить объёмные и поверхностные св-ва материалов. В металлах можно изменять уд. электросопротивление ρ и пластичность (у Cu, Al, Au, Pt, F, Ni и др. удвоение ρ наблюдается при концентрации вакансий и междоузлий $\sim1\%$ от концентрации атомов). В результате ядерных реакций (n, α), (p, α) и т. п. образуются пузырьки газа (^{4}He), что в сочетании с вакансиями определяет изменение пластич. св-в металлов. После длит. облучения (напр., нейтронами) металлы упрочняются, а нек-рые переходные металлы с объёмно-центрир. решёткой приобретают повыш. хрупкость при низких темп-рах.

Облучение полимеров сопровождается разрывом молекул и образованием химически активных радикалов, взаимодействующих между собой и с кислородом воздуха. В результате у мн. полимеров вместо слабо связанных между собой длинных полимерных молекул образуется жёсткий трёхмерный каркас. Напр., полиэтилен, полихлорвинил, мн. резины становятся жёсткими, теряют пластичность (несколько увеличивается их термостойкость), а фторированные полимеры при облучении в присутствии кислорода теряют прочность и пластичность, превращаясь в порошок. Наибольшей устойчивостью к облучению обладают материалы на основе ароматич. углеводородов.

Наибольшую чувствительность к радиации имеют полупроводники. Радиац. дефекты создают в запрещённой зоне разрешённые состояния, что приводит к энергетич. перераспределению носителей заряда и интенсифицирует процессы рекомбинации. В результате время жизни неравновесных носителей изменяется даже при незначит. дозах облучения. В меньшей степени изменяется ρ ПП. Изменяются также оптич. и фотоэлектрич. свойства ПП. Ядерные реакции под действием тепловых нейтронов на нек-рых изотопах Ge и Si приводят к образованию примесных атомов Ga и P, что открыло возможность радиационного легирования, отличающегося высокой степенью однородности (недостижимой в традиц. способах).

● Конобеевский С. Т., Действие облучения на материалы, М., 1967; Томпсон М., Дефекты и радиационные повреждения в металлах, пер. с англ., М., 1971.

Н. А. Ухин.

РАДИАЦИО́ННОЕ ТРЕ́НИЕ, то же, что *реакция излучения*.

РАДИАЦИО́ННЫЕ ДЕФЕ́КТЫ, структурные повреждения, образующиеся при облучении тв. тел потоками ч-ц и жёстким электромагн. (гамма- и рентгеновским) излучением. Переданная тв. телу энергия расходуется (частично) на разрыв межатомных связей. Для образования простейшего Р. д.— *вакансии* и междоузельного атома (пара Френкеля) необходима энергия, превышающая пороговую $\mathcal{E}_п$ (14—35 эВ). При облучении быстрыми ч-цами (нейтронами, протонами с энергией в десятки МэВ и др.) энергия, сообщаемая смещаемым атомам, может достигать десятков кэВ, т. е. в неск. сотен и в тысячи раз превышать $\mathcal{E}_п$. Ускоренный смещённый атом, двигаясь в плотной среде, ионизует атомы вдоль своей траектории и образует каскад смещений. Р. д. явл. также примеси, образующиеся в результате *деления атомных ядер*, хим. и *ядерных реакций*, а также сами бомбардирующие ч-цы (*ионное внедрение*). В результате в сравнительно небольшой области, размером в сотни Å, возникают сотни и тысячи точечных дефектов, образующих скопления (дивакансии, тривакансии, тетравакансии и т. д.).

Нагреванием можно изменить концентрацию Р. д. вплоть до полного их исчезновения (отжиг). Р. д. типа скоплений или разупорядоченные области можно наблюдать с помощью электронных микроскопов, а точечные Р. д.— с помощью ионных проекторов. Исследования Р. д. позволяют создавать радиационно-стойкие материалы и использовать облучение для целенаправленного изменения их св-в (см. *Радиационное материаловедение*).

● Емцев В. В., Машовец Т. В., Примеси и точечные дефекты в полупроводниках, М., 1981; Болотов В. В., Васильев А. В., Герасименко Н. Н., Физические процессы в облученных полупроводниках, под ред. Л. С. Смирнова, Новосиб., 1977.

Н. А. Ухин.

РАДИАЦИО́ННЫЕ ПОПРА́ВКИ, в *квантовой электродинамике* — поправки к значениям нек-рых физ. величин и к сечениям разл. процессов (вычисленным по ф-лам релятивистской квант. механики), обусловленные вз-ствием заряж. ч-цы с собственным эл.-магн. полем. Р. п. рассчитывают по методу теории возмущений, представляя их в виде ряда по степеням постоянной тонкой структуры $\alpha=$ $=e^2/\hbar c\approx1/_{137}$ (где e — заряд эл-на), n-й член к-рого можно рассматривать как результат испускания и поглощения n виртуальных фотонов или электрон-позитронных пар. При вычислении Р. п. используется процедура *перенормировки* массы и заряда ч-цы.

Наибольший интерес представляют Р. п. к магн. моментам эл-на и *мюона*, к сверхтонкому расщеплению ат. уровней, радиац. смещение ат. уровней энергии (*сдвиг уровней*), Р. п. к сечениям рассеяния эл-на эл-ном или ат. ядром. Результаты расчётов Р. п. вплоть до величин 3-го порядка по степеням α блестяще согласуются с эксперим. данными и свидетельствуют о справедливости квант. электродинамики по крайней мере на расстояниях, бо́льших 10^{-15} см. Р. п. растут с ростом энергии, и эфф. параметром разложения (*эффективным зарядом*) при высоких энергиях явл. величина $\alpha\cdot\ln(\mathcal{E}/m)$, где $\mathcal{E}$ — энергия ч-цы в системе центра инерции, m — её масса в энергетич. единицах.

Р. п. могут быть в ряде случаев подсчитаны не только для электродинамич. процессов, но и для процессов, вызванных др. вз-ствиями. Напр., в *квантовой хромодинамике* вычисляются Р. п. к сечениям *глубоко неупругих процессов* или к вероятностям распада *мезонов со скрытым «очарованием»*.

При вычислении Р. п. к электродинамич. величинам с точностью выше 3-го порядка существ. вклад вносят процессы виртуального рождения *адронов* и эффекты *слабого взаимодействия*.

● Фейнман Р., Теория фундаментальных процессов, пер. с англ., М., 1978; Бьёркен Дж., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978. *Б. Л. Иоффе.*

РАДИАЦИО́ННЫЕ ПОСТОЯ́ННЫЕ (постоянные излучения), физ. константы $c_1=2\pi hc^2$ и $c_2=hc/k$, входящие в *Планка закон излучения* $\rho_{\lambda,T}=\frac{c_1}{\lambda^5(e^{c_2/\lambda T}-1)}$, где $\rho_{\lambda,T}$ — объёмная плотность излучения с длиной волны λ и абс. темп-рой T. Первая Р. п. $c_1=3{,}741832(20)\cdot10^{-16}$ Вт·м², вторая Р. п. $c_2=0{,}01438786(45)$ м·К.

РАДИАЦИО́ННЫЕ ПОЯСА́ ЗЕМЛИ, внутренние области земной *магнитосферы*, в к-рых магн. поле Земли удерживает заряж. ч-цы (протоны, эл-ны, альфа-частицы и ядра более тяжёлых хим. элементов), обладающие кинетич. энергией от десятков кэВ до сотен МэВ. Выходу заряж. ч-ц из Р. п. З. мешает особая конфигурация силовых линий геомагн. поля, создающего для заряж. ч-ц магн. ловушку. Р. п. З. были открыты в 1958: внутр. пояс группой амер. учёных под руководством Дж. Ван Аллена, внеш. пояс сов. учёными во главе с С. Н. Верновым и А. Е. Чудаковым. Потоки ч-ц Р. п. З. были зарегистрированы счётчиками Гейгера, установленными на ИСЗ.

Принципиальная возможность существования магн. ловушки в магн. поле Земли была показана расчётами норв. геофизика К. Стёрмера (1913) и швед. физика Х. Альфвена (1950), но лишь эксперименты на спутниках показали, что ловушка реально существует и заполнена ч-цами высоких энергий. Захваченные в магн. ловушку Земли ч-цы под действием *Лоренца силы* совершают сложное движение, к-рое можно представить как колебат. движение по спиральной траектории вдоль силовой линии магн. поля из Сев. полушария в Южное и обратно с одновременным более медленным перемещением (долготным дрейфом) вокруг Земли (рис. 1). Когда ч-ца движется по спирали в сторону увеличения магн. поля (приближаясь к Земле), радиус спирали и её шаг уменьшаются. Вектор скорости ч-цы, оставаясь неизменным по величине, приближается к плоскости, перпендикулярной направлению поля. Наконец, в нек-рой точке (наз. зеркальной) происходит «отражение» ч-цы. Она начинает двигаться в обратном направлении — к сопряжённой зеркальной точке в др. полушарии. Одно колебание вдоль силовой линии из Сев. полушария в Южное протон с энергией ~100 МэВ совершает за время ~0,3 с. Время нахождения («жизни») такого протона в геомагн. ловушке может достигать 100 лет ($\sim3\cdot10^9$ с), за это время он может совершить до 10^{10} колебаний. Долготный дрейф происходит со значительно меньшей скоростью. В зависимости от энергии ч-цы совершают полный оборот вокруг Земли за время от неск. минут до суток. Положит. ионы дрейфуют в зап. направлении, электроны — в восточном. Движение ч-цы по спирали вокруг силовой линии магн. поля можно представить как состоящее из вращения около т. н. мгновенного центра вращения и поступат. перемещения этого центра вдоль силовой линии.

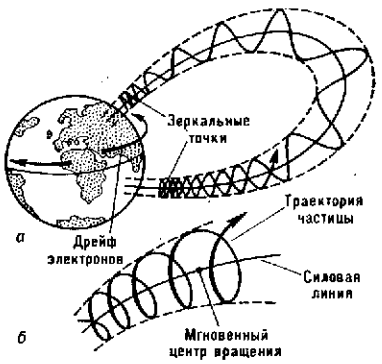


Рис. 1. Движение заряж. ч-ц, захваченных в геомагн. ловушку (*а*). Ч-цы движутся по спирали вдоль силовой линии магн. поля Земли (б) и одновременно дрейфуют по долготе.

При движении заряж. ч-цы в магн. поле Земли её мгновенный центр вращения находится на одной и той же поверхности, получившей назв. магн. оболочки (рис. 2). Магн. оболочку характеризуют параметром L, его численное значение в случае дипольного поля (см. *Диполь*) равно расстоянию, выраженному в радиусах Земли, на к-рое отходит магн. оболочка в экваториальной плоскости диполя от центра диполя. Для реального магн. поля Земли параметр L приближённо сохраняет такой же простой смысл. Энергия ч-ц связана со значением параметра L; на оболочках с меньшими значениями L находятся ч-цы, обладающие большими энергиями. Это объясняется тем, что ч-цы высоких энергий могут быть удержаны лишь сильным магн. полем, т. е. во внутр. областях магнитосферы. Обычно выделяют внутр. и внеш. Р. п. З., пояс протонов малых энергий (пояс кольцевого тока) и зону квазизахвата ч-ц (рис. 3) или авроральной радиации (по латинскому названию полярных сияний). Внутр. Р. п. З. характеризуется наличием протонов высоких энергий (от 20 до 800 МэВ) с максимумом плотности потока протонов с энергией $\mathcal{E}_p>20$ МэВ до 10^4 протон/(см²·с·ср) на расстоянии $L\sim1{,}5$. Во внутр. поясе присутствуют также эл-ны с энергиями от 20—40 кэВ до 1 МэВ; плотность потока эл-нов с $\mathcal{E}_p\gtrsim40$ кэВ составляет в максимуме $\sim10^6$—10^7 эл-н/(см²·с·ср). С внеш. стороны этот пояс ограничен магн. оболочкой с $L=2$, к-рая пересекается с поверхностью Земли на геомагн. широтах ~45°. На ниж. границе внутр. пояса (на высотах 200—300 км) ч-цы, испытывая частые столкновения с атомами и молекулами атм. газов, теряют свою энергию, рассеиваются и «поглощаются» атмосферой.

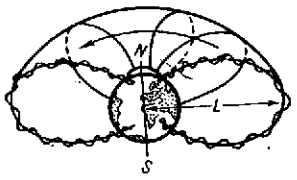


Рис. 2. Поверхность, описываемая ч-цей (эл-ном) радиац. пояса; осн. характеристикой поверхности явл. параметр L; N и S — магн. полюсы Земли.

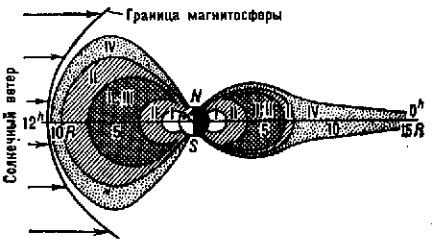


Рис. 3. Структура радиац. поясов Земли (сечение соответствует полуденному меридиану): I — внутр. пояс, II — пояс протонов малых энергий, III — внеш. пояс, IV — зона квазизахвата.

Внеш. Р. п. З. заключён между магн. оболочками с $L=3$ и $L=6$ с макс. плотностью потока ч-ц на $L\sim4$—4,5. Для внеш. пояса характерны эл-ны с энергиями 40—100 кэВ, поток к-рых в максимуме достигает 10^6—10^7 эл-н/(см²·с·ср). Среднее время «жизни» частиц внеш. Р. п. З. составляет 10^5—10^7 с. В периоды повышенной солнечной активности во внеш. поясе присутствуют также эл-ны больших энергий (до 1 МэВ и выше).

Пояс протонов малых энергий (~0,03—10 МэВ) простирается от $L\sim1{,}5$ до $L\sim7$—8. Зона квазизахвата, или авроральной радиации, расположена за внеш. поясом, она имеет сложную пространств. структуру, обусловленную деформацией магнитосферы *солнечным ветром* (потоком заряж. ч-ц от Солнца). Осн. ч-цами в зоне квазизахвата явл. эл-ны и протоны с энергиями $\mathcal{E}<100$ кэВ. Внеш. пояс и пояс протонов малых энергий ближе всего (до высоты 200—300 км) под-

ходит к Земле на широтах 50—60°. На широты выше 60° проецируется зона квазизахвата, совпадающая с областью макс. частоты появления полярных сияний.

Энергетич. спектры для всех ч-ц Р. п. З. описываются ф-циями вида: $N(\mathcal{E})\sim\mathcal{E}^{-\gamma}$, где $N(\mathcal{E})$ — число ч-ц с данной энергией $\mathcal{E}$, или $N(\mathcal{E})\sim e^{-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0}$ с характерными значениями $\gamma\approx1{,}8$ для протонов в интервале энергий $\mathcal{E}$ от 40 до 800 МэВ, $\mathcal{E}_0\sim$ ~200—500 кэВ для эл-нов внеш. и внутр. поясов и $\mathcal{E}_0\sim100$ кэВ для протонов малых энергий.

Происхождение захваченных ч-ц с энергией, значительно превышающей среднюю энергию теплового движения атомов и молекул атмосферы, связывают с действием неск. физ. механизмов: распадом нейтронов, созданных *космическими лучами* в атмосфере Земли (образующиеся при этом протоны пополняют внутр. Р. п. З.); «накачкой» ч-ц в пояса во время геомагн. возмущений (магн. бурь), к-рая в первую очередь обусловливает существование эл-нов внутр. пояса; ускорением и медленным переносом ч-ц солнечного происхождения из внеш. во внутр. области магнитосферы (так пополняются эл-ны внеш. пояса и пояс протонов малых энергий). Проникновение ч-ц солнечного ветра в Р. п. З. возможно через особые точки магнитосферы (т. н. дневные полярные каспы; рис. 4), а также через т. н. нейтральный слой в хвосте магнитосферы (с её ночной стороны). В области дневных каспов и в нейтральном слое хвоста геомагн. поле резко ослаблено и не явл. существенным препятствием для заряж. ч-ц межпланетной плазмы. Частично Р. п. З. появляются также за счёт захвата

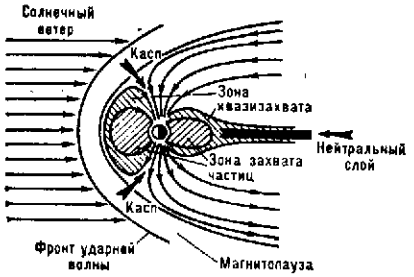


Рис. 4. Строение магнитосферы Земли в плоскости, проходящей через магн. полюсы Земли и линию Земля — Солнце. Стрелками указаны области, через к-рые ч-цы солнечного ветра проникают в магнитосферу.

протонов и эл-нов солнечных косм. лучей, проникающих во внутр. области магнитосферы. Перечисленных источников ч-ц, по-видимому, достаточно для создания Р. п. З. с характерным распределением потоков ч-ц. В Р. п. З. существует динамич. равновесие между процессами пополнения поясов и процессами потерь ч-ц. В основном ч-цы покидают Р. п. З. из-за потери своей энергии на *ионизацию* (эта причина ограничивает, напр., пребывание протонов внутр. пояса в магн. ловушке временем $\sim10^9$ с), из-за рассеяния ч-ц при столкновениях с ч-цами окружающей холодной плазмы и рассеяния на магн. неоднородностях и плазменных волнах разл. происхождения (см. *Плазма*). Рассеяние может сократить время «жизни» эл-нов внеш. пояса до 10^4—10^5 с. Эти эффекты приводят к нарушению условий стационарного движения ч-ц в геомагн. поле (т. н. адиабатич. инвариантов) и к «высыпанию» ч-ц из Р. п. З. в атмосферу вдоль силовых линий магн. поля. Высыпание ч-ц из магн. ловушки, в особенности из зоны квазизахвата (авроральной радиации), приводит к усилению ионизации ионосферы, а интенсивное высыпание — к полярным сияниям.

Р. п. З. представляют собой серьёзную опасность при длит. полётах в околоземном пр-ве. Потоки протонов малых энергий могут вывести из строя солнечные батареи и вызвать помутнение тонких оптич. покрытий. Длит. пребывание во внутр. поясе может привести к лучевому поражению живых организмов внутри косм. корабля под воздействием протонов высоких энергий. Кроме Земли, радиац. пояса существуют у Меркурия, Юпитера и Сатурна. Радиац. пояса Юпитера и Сатурна имеют значительно бо́льшую протяжённость и большие энергии ч-ц и плотности потоков ч-ц, чем Р. п. З.

● Тверской Б. А., Динамика радиационных поясов Земли, М., 1968; Хесс В., Радиационный пояс и магнитосфера, пер. с англ., М., 1972; Шабанский В. П., Явления в околоземном пространстве, М., 1972; Гальперин Ю. И., Горн Л. С., Хазанов Б. И., Измерение радиации в космосе, М., 1972; Чемберлен Дж., Теория планетных атмосфер, пер. с англ., М., 1981.

Ю. И. Логачёв.

РАДИАЦИО́ННЫЙ ЗАХВА́Т, *ядерная реакция*, в к-рой ядро-мишень захватывает налетающую ч-цу, а энергия возбуждения образующегося ядра излучается в виде γ-кванта.

РАДИОАКТИВАЦИО́ННЫЙ АНА́ЛИЗ, то же, что *активационный анализ*.

РАДИОАКТИ́ВНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, α-частицы, эл-ны, позитроны, антинейтрино, нейтрино, γ-кванты, испускаемые при радиоактивном распаде (см. *Радиоактивность*).

РАДИОАКТИ́ВНОСТЬ (от лат. radio — излучаю, radius — луч и activus — действенный), способность нек-рых ат. ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в др. ядра с испусканием ч-ц. К радиоактивным превращениям относятся: *альфа-распад*, все виды *бета-распада* (с испусканием эл-на, позитрона или с захватом орбитального эл-на), *спонтанное деление ядер*, протонная и двупротонная Р., двунейтронная Р. и др. виды распадов. В случае β-распада большое время жизни ядер обусловлено природой *слабого взаимодействия*, вызывающего β-распад. За остальные виды радиоактивных процессов ответственно *сильное взаимодействие*; замедление таких процессов связано с наличием *потенциальных барьеров* (кулоновского и центробежного), затрудняющих вылет ч-ц из ядра.

С Р. связаны процессы испускания запаздывающих протонов и нейтронов, а также запаздывающее спонтанное деление ядер. В этих процессах β-распад — предварительная стадия, задерживающая испускание яд. ч-ц. Радиоактивный распад часто сопровождается *гамма-излучением*, испускаемым в результате электромагн. переходов между различными квантовыми состояниями одного и того же ядра.

Открытие Р. датируется 1896, когда франц. физик А. Беккерель обнаружил испускание ураном неизвестного проникающего излучения, названного им радиоактивным. Вскоре была обнаружена Р. тория, а в 1898 франц. физики М. и П. Кюри открыли два новых радиоактивных элемента — полоний и радий. Работами англ. физика Э. Резерфорда и Кюри было установлено наличие трёх видов радиоактивных излучений — α-, β- и γ-лучей. Резерфорд и англ. физик Ф. Содди указали, что испускание α-лучей сопровождается превращением хим. элементов, напр. превращением радия в радон. В 1913 амер. учёный К. Фаянс и Содди независимо сформулировали т. н. правило смещения, характеризующее перемещение нуклида в периодич. системе элементов при α- и β-распадах.

В 1934 франц. физики И. и Ф. Жолио-Кюри открыли искусственную Р., т. е. радиоактивность ядер — продуктов ядерных реакций, к-рая впоследствии приобрела особенно важное значение. Из общего числа (~2000) известных радиоактивных нуклидов лишь ок. 300 — природные, а остальные получены в результате яд. реакций. Между искусств. и естеств. Р. нет принципиального различия. Изучение искусств. Р. привело к открытию новых видов β-распада — позитронному β^+-распаду (И. и Ф. Жолио-Кюри, 1934) и *электронному захвату*. В 1939 был обнаружен распад с испусканием запаздывающих нейтронов (Дж. Даннинг с сотрудниками, США). В 1940 К. А. Петржак и Г. Н. Флёров открыли спонтанное деление ядер.

Для процессов радиоактивного распада характерен экспоненциальный закон уменьшения во времени ср. числа радиоактивных ядер. Продолжительность жизни радиоактивных ядер характеризуют периодом полураспада $T_{1/2}$ (промежутком времени, за к-рый число радиоактивных ядер уменьшается в среднем вдвое).

Во мн. случаях продукты радиоактивного распада сами оказываются радиоактивными, и тогда образованию стабильных нуклидов предшествует цепочка из неск. актов радиоактивного распада. Характерными примерами систем, в к-рых происходят сложные радиоактивные превращения, явл. *радиоактивные ряды* изотопов тяжёлых элементов. Мн. радиоактивные ядра могут распадаться по двум или неск. из перечисленных выше осн. типов Р. В результате конкуренции разных путей распада возникают разветвления радиоактивных превращений. Для природных радиоактивных изотопов характерны разветвления, обусловленные возможностью α- и β-распадов. Для *трансурановых элементов* наиболее типичны разветвления, связанные с конкуренцией α- (реже β^--)распадов и спонтанного деления. У нейтронодефицитных ядер часто наблюдается конкуренция β^+-распада и электронного захвата. Для мн. ядер с нечётными Z (число протонов) и чётными A (массовое число) оказываются энергетически возможными два противоположных варианта β-распада: β^--распад и электронный захват или β^-- и β^+-распады.

Открытие Р. оказало огромное влияние на развитие науки и техники. За работы, связанные с исследованием и применением Р., было присуждено более 10 Нобелевских премий по физике и химии, в т. ч. А. Беккерелю, П. и М. Кюри, Э. Ферми, Э. Резерфорду, Ф. и И. Жолио-Кюри, Д. Хевеши, О. Гану, Э. Макмиллану и Г. Сиборгу, У. Либби.

● Кюри М., Радиоактивность, пер. с франц., 2 изд., М., 1960; Учение о радиоактивности. История и современность, М., 1973.

В. И. Гольданский, Е. М. Лейкин.

РАДИОАКТИВНЫЕ РЯДЫ (радиоактивные семейства), ряды генетически связанных радиоактивных нуклидов, в к-рых каждый последующий возникает в результате α- или β^--распадов предыдущего. Каждый Р. р. имеет родоначальника — нуклид с наибольшим *периодом полураспада* $T_{1/2}$ и завершается стабильным нуклидом. В каждом Р. р. массовые числа A нуклидов могут быть либо одинаковыми (β^--распад), либо различаться на число, кратное 4 (α-распад). Если для всех членов ряда A делятся на 4 без остатка, то мы имеем Р. р. $4n$ (n — целое число). Если же в остатке будет 1,2 или 3, то Р. р. называют $(4n+1)$, $(4n+2)$, $(4n+3)$. Известны четыре Р. р., родоначальниками к-рых являются: $^{232}_{90}$Th (ряд $4n$), $^{237}_{93}$Np (ряд $4n+1$), $^{238}_{92}$U (ряд $4n+2$), $^{235}_{92}$U (ряд $4n+3$). Ряд $^{238}_{92}$U часто называют рядом урана-радия, а ряд $^{235}_{92}$U — рядом актиноурана.

В каждом Р. р. устанавливается т. н. **вековое равновесие**, при к-ром скорости образования и распада промежуточных членов Р. р. равны. Вековое равновесие устанавливается за время $\sim 10 \cdot T_{1/2}$ наиболее долгоживущего промежуточного члена ряда. Оно объясняет присутствие в земной коре всех членов естеств. Р. р., в т. ч. и быстро распадающихся. Число атомов каждого промежуточного члена ряда $N' = N^0 \cdot T'_{1/2} / T^0_{1/2}$, где N^0 — число атомов родоначальника ряда, $T^0_{1/2}$ — его период полураспада. Чем меньше $T'_{1/2}$ члена Р. р., тем ниже его содержание в земной коре. Напр., на 1 т урана в природе приходится ок. 0,36 г ^{226}Ra и $1{,}3 \cdot 10^{-9}$ г ^{218}Po. По мере распада родоначальника общее содержание промежуточных членов естеств. Р. р. в земной коре медленно уменьшается. Для ^{237}Np $T_{1/2} = 2{,}14 \cdot 10^6$ лет, и членов его Р. р. в природе уже нет, все они получены искусственно (см. *Трансурановые элементы*). Мн. члены естеств. Р. р. обнаружены до открытия *изотопов* и получили назв. и символы, к-рые частично сохранились.

● См. лит. при ст. *Радиоактивность.*

С. С. Бердоносов.

РАДИОВОЛНОВОДЫ, металлич. трубы и диэлектрич. стержни или каналы, в к-рых распространяются *радиоволны*. Механизм их распространения в Р. обусловлен многократным отражением эл.-магн. волн от его стенок. Пусть плоская волна падает в вакууме на идеальную отражающую металлич. плоскость $x=0$ (рис. 1), причём электрич. поле $\boldsymbol{E}$ волны параллельно этой плоскости. Суперпозиция падающей и отражённой волн образует плоскую неоднородную волну, бегущую вдоль оси oz: $\exp(i\omega t - ik_z z)$, и стоячую волну вдоль оси ox: $\exp(i\omega t)\sin(k_x x)$. Здесь k_x и k_z — проекции *волнового вектора* $\boldsymbol{k}$ на оси ox и oz, ω — частота волны. Узлы стоячей волны — плоскости, на к-рых $E_y = 0$, отстоящие друг от друга на расстояниях $x = n\pi/k_x$ ($n = 0, 1, 2, 3, \ldots$). В них можно помещать идеально проводящие тонкие металлич. листы, не искажая поля. Подобными листами можно ограничить систему с боков,

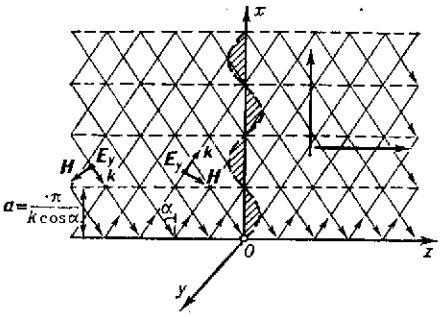


Рис. 1. Падение плоской однородной волны на идеально отражающую поверхность $x=0$; пунктир — отражённая волна, заштрихованная область — распределение амплитуд поля E_y вдоль оси ox; в узлах этого поля можно помещать идеально проводящий лист, не внося искажений.

перпендикулярно линиям $\boldsymbol{E}_y$. Т. о., удаётся построить распределение эл.-магн. поля для волны, распространяющейся внутри трубы прямоугольного сечения (прямоугольный Р.). Построение поля путём многократного отражения плоских волн от стенок, поясняющее «механизм» его распространения в Р., наз. **концепцией Бриллюэна**.

Распространение волн в Р. возможно только при наклонном падении волны на стенки Р. ($\alpha \neq 0$). При норм. падении ($\alpha = 0$) $k_z = 0$, поле перестаёт зависеть от z, и волна оказывается как бы запертой между двумя плоскостями. В результате в Р. образуются *нормальные колебания*, частоты к-рых ω_n определяются числом полуволн n, укладывающихся между металлич. плоскостями: $\omega_n = cn\pi/d$ (d — расстояние между металлич. плоскостями). Эти частоты наз. критич. частотами Р. Нижняя критич. частота $\omega_{кр} = \pi c/d$ соответствует $n=1$.

Внутри Р. могут распространяться волны только с частотами $\omega > \omega_{кр}$,

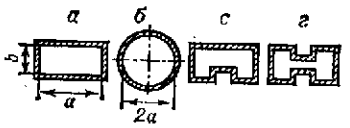


Рис. 2. Формы поперечного сечения некоторых радиоволноводов.

или $\lambda < \lambda_{кр} \sim 2d$. Длина волны в Р. (периодичность поля вдоль оси oz): $\Lambda = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}$. При $\lambda < \lambda_{кр}$ $\Lambda > \lambda$, при $\lambda \to \lambda_{кр}$ $\Lambda \to \infty$. Это означает, что при $\lambda = \lambda_{кр}$ поле в Р. имеет не волновой, а колебат. хар-р. При $\lambda > \lambda_{кр}$ волна в Р. затухает.

Для длинных волн Р. слишком громоздки. Поэтому они применяются только для $\lambda \leqslant 10$—20 см. В технике СВЧ используются каналы разл. сечений (рис. 2). Обычно к Р. относят только каналы с односвязными сечениями; каналы с двух- или многосвязными сечениями рассматриваются в теории длинных линий (см. *Линии передачи*). Но концепция Бриллюэна пригодна в любом из этих случаев.

Волновые моды. В Р. могут возбуждаться разл. типы волн, отличающиеся структурой эл.-магн. поля и частотой *(моды)*. Волноводные моды находятся на основании решения *Максвелла уравнений* при соответствующих граничных условиях (для идеальных проводников равенство нулю тангенциальной составляющей электрич. поля). Поперечная структура полей в Р. определяется скалярной ф-цией $\varphi(x, y)$, удовлетворяющей ур-нию *мембраны* с закреплёнными ($\varphi = 0$) или свободными ($\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$, n — нормаль к границе) краями в зависимости от типа поляризации эл.-магн. поля. Задача о собств. колебаниях мембраны имеет бесконечное, но счётное множество решений, соответствующих дискретному набору действительных собств. частот. Каждое из этих собств.

колебаний соответствует либо *нормальной волне*, распространяющейся вдоль Р., либо экспоненциально убывающей или нарастающей колебат. модам. Для прямоугольного Р. спектр собств. частот

$$\omega_{nm} = c\sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2},$$

где m и n — числа стоячих полуволн, укладывающихся вдоль a и b. Чем больше m и n, тем сложнее поле в Р.

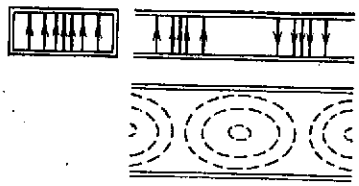


Рис. 3. Структура поля волны TE_{10} в прямоугольном волноводе; сплошные линии — силовые линии электрич. поля, пунктирные — магн. поля.

Рис. 4. Структура поля волны TE_{11} в прямоугольном волноводе.

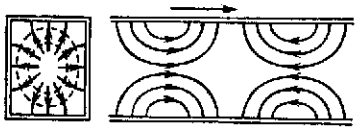


Рис. 5. Структура поля волны TM_{11} в прямоугольном волноводе.

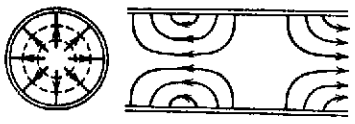


Рис. 6. Структура поля волны TM_{01} в круглом волноводе.

Рис. 7. Структура поля волны TE_{01} в круглом волноводе.

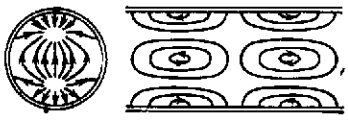


Рис. 8. Структура поля волны TM_{11} в круглом волноводе.

Рис. 9. Структура поля волны TE_{11} в круглом волноводе.

Наименьшее $\omega_{кр}$ соответствует $n=1$, $m=0$, если $b<a$ или $n=0$, $m=1$, если $a<b$ (мембрана со свободными краями); именно для этой моды проиллюстрирована концепция Бриллюэна (см. выше). При этом поле $\boldsymbol{E}$ поляризовано в плоскости $z=\text{const}$. Эти волны наз. TE-волнами (от англ. transverse — поперечный) или H-волнами. Простейшие моды прямоугольного Р.— волны TE_{10} (рис. 3) и TE_{11} (рис. 4). Мембранная задача с закреплёнными краями порождает волны типа TM_{nm} (или E_{nm}). Здесь $n\neq0$ и $m\neq0$, т. к. силовые линии магн. поля не могут упираться в идеально проводящие стенки (они всегда замыкаются сами на себя). Простейшая волна этого типа — TM_{11} (рис. 5). С увеличением размера Р. число мод растёт. При этом поперечное сечение Р. разбивается на ячейки, каждая из к-рых как бы представляет собой элем. Р. с одной из простейших мод — типа TE_{10}, TE_{11} или TM_{11}.

Аналогично можно построить распределение полей в Р. любого поперечного сечения. На рис. 6—9 показаны структуры полей для мод внутри Р. круглого сечения. Простейшей является мода TE_{11} (рис. 9), к-рая топологически соответствует волне TE_{10} в прямоугольном волноводе.

Все волноводные моды быстрые, их фазовая скорость $v>c$ (точнее, больше скорости однородной плоской волны в среде, заполняющей Р.) и всегда нелинейно зависит от частоты ω, причём $\frac{\partial v}{\partial \omega}<0$, т. е. Р. подобен среде с норм. дисперсией (см. *Дисперсия волн*). Групповая скорость волны любого типа в Р. обратно пропорц. v: $v_{гр}=c^2/v$; она меньше скорости света c в вакууме. Т. к. v и $v_{гр}$ различны для разных мод, то для неискажённой передачи сигналов следует либо работать в диапазоне частот, допускающих распространение только одной, простейшей моды, либо, наоборот, пользоваться «сверхразмерными» многомодовыми Р., когда при $v\to c$ может быть сформирован почти оторванный от стенок волновой пучок (см. *Квазиоптика*, *Оптический резонатор*).

Возбуждение радиоволноводов осуществляется с помощью *антенн*: металлич. штыря (электрич. диполь), петли (магн. диполь), отверстия или щели (щелевая антенна). Электрич. диполь должен быть ориентирован по силовым линиям поля $\boldsymbol{E}$ нужной моды, петли должны пронизываться линиями $\boldsymbol{H}$, а щели прорезываться в стенках поперёк линий тока, т. е. вдоль линий $\boldsymbol{H}$. Эффективность возбуждения зависит также от характеристик антенны, оптимальным явл. равенство её внутр. сопротивления *сопротивлению излучения* в данную моду.

Затухание волн в радиоволноводах обусловлено потерями энергии в металлич. стенках или диэлектрич. среде. Частотная зависимость коэфф. затухания $K(\omega)$ из-за потерь в стенках показана на рис. 10; при очень больших ω потери растут с частотой для всех мод, кроме TE_{0n} круглого Р.

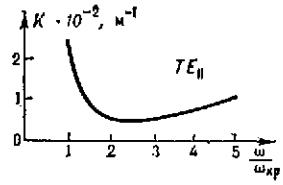


Рис. 10. Частотная зависимость коэфф. затухания K для моды TE_{11} круглого волновода из-за потерь в проводящих стенках.

Диэлектрические радиоволноводы представляют собой стержни из *диэлектрика* или *магнетика* (обычно круглые).

В естеств. условиях диэлектрич. Р.— это среды с плавным изменением диэлектрич. проницаемости ε, обусловливающим формирование волноводного канала. Внутри диэлектрич. Р. плоские волны испытывают на границе раздела с внеш. средой полное внутр. отражение, образуя снаружи экспоненциально убывающие при удалении от Р. поля (поверхностные волны). Это возможно, когда скорость распространения вдоль Р. меньше скорости распространения плоских волн в окружающем пр-ве. Этим диэлектрич. Р. существенно отличаются от металлических. Другая их особенность состоит в том, что из-за неоднородности среды в них могут распространяться т. н. гибридные EH- или HE-волны. Они возникают и в экранированных системах с неоднородным заполнением. Аналоги таких Р. в оптике — волоконные системы (см. *Волоконная оптика*). Диэлектрич. Р., образуемые благодаря неоднородному распределению концентрации плазмы в ионосфере, обеспечивают сверхдальнее распространение радиоволн с малым ослаблением сигнала (см. *Атмосферный волновод*, *Распространение радиоволн*). При облучении нелинейного диэлектрика, магнетика или плазмы мощными радиоволнами внутри этих сред могут образовываться самоподдерживающиеся Р., но они, как правило, не обладают достаточным запасом устойчивости.

Р. служат фидерными системами в радиолокац. и др. системах для передачи сигнала от передатчика в передающую антенну и от приёмной антенны к приёмнику. Фидерная система на СВЧ имеет вид волнового тракта, состоящего из различных волноводных узлов. Для сочленения Р. с разными поперечными сечениями применяются плавные волноводные переходы с перем. сечением. Осн. преимуществом металлич. Р. по сравнению с линиями передачи (двухпроводной симметричной линией и коаксиальным кабелем) явл. отно-

сительно малые потери энергии. Причина состоит в том, что в экранированных Р. полностью отсутствует излучение энергии в пр-во; кроме того, при одинаковых внеш. размерах Р. и двухпроводной линии (или коаксиального кабеля) поверхность Р., по к-рой протекают электрич. токи (при распространении волны), обычно больше, чем поверхность проводов двухпроводной линии (или жилы коаксиального кабеля). Т. к. глубина проникновения токов во всех случаях определяется *скин-эффектом*, то плотности токов, а следовательно и джоулевы потери в Р. меньше, чем в линии.

● Каценеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966; Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 1, М., 1970; Харвей А. Ф., Техника сверхвысоких частот, пер. с англ., т. 1—2, М., 1965; Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П., Справочник по элементам волноводной техники, 2 изд., М., 1967; Фелсен Л., Маркувиц Н., Излучение и рассеяние волн, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979.

М. А. Миллер.

РАДИОВО́ЛНЫ (от лат. radio — излучаю), *электромагнитные волны* с длиной волны λ от $5\cdot10^{-5}$ и до 10^{10} м (частотой ω от $6\cdot10^{12}$ Гц до неск. Гц). В опытах Г. Герца (1888) впервые

Таблица 1.

Диапазон	Длина волны в вакууме	Частота колебаний
Сверхдлинные волны (СДВ) . .	100—10 км	3—30 кГц
Длинные волны (ДВ)	10—1 км	30—300 кГц
Средние волны (СВ)	1000—100 м	300—3000 кГц
Короткие волны (КВ)	100—10 м	3—30 МГц
Ультракороткие волны (УКВ):		
метровые . . .	10—1 м	30—300 МГц
дециметровые	10—1 дм	300—3000 МГц
сантиметровые	10—1 см	3—30 ГГц
миллиметровые	10—1 мм	30—300 ГГц
Субмиллиметровые	1—0.05 мм	300—6000 ГГц

были получены электромагн. волны с λ в неск. десятков см. В 1895—99 А. С. Попов впервые применил эл.-магн. колебания с $\lambda\sim10^2$—$2\cdot10^4$ см для осуществления беспроволочной связи на расстоянии. По мере развития радиотехники расширялся частотный диапазон (табл. 1) радиоволн, к-рые могут генерироваться, излучаться и приниматься радиоаппаратурой. В природе существуют и естеств. источники Р., во всех частотных диапазонах. Источником Р. явл. любое нагретое тело (*тепловое излучение*). Источниками Р. явл. звёзды, в т. ч. Солнце, галактики и метагалактики. Р. генерируются и при

Таблица 2.

Номер полосы	Полоса частот *	Название полосы частот	Диапазон длин волн	Название диапазона
1	3—30 Гц	Крайне низкие КНЧ	100—10 Мм	Декамегаметровые
2	30—300 Гц	Сверхнизкие СНЧ	10—1 Мм	Мегаметровые
3	0.3—3 кГц	Инфранизкие ИНЧ	1000—100 км	Гектокилометровые
4	3—30 кГц	Очень низкие ОНЧ (VLF)	100—10 км	Мириаметровые
5	30—300 кГц	Низкие НЧ (LF)	10—1 км	Километровые
6	300—3000 кГц	Средние СЧ (MF)	1000—100 м	Гектометровые
7	3—30 МГц	Высокие ВЧ (HF)	100—10 м	Декаметровые
8	30—300 МГц	Очень высокие ОВЧ (VHF)	10—1 м	Метровые
9	300—3000 МГц	Ультравысокие УВЧ (UHF)	10—1 дм	Дециметровые
10	3—30 ГГц	Сверхвысокие СВЧ (SHF)	10—1 см	Сантиметровые
11	30—300 ГГц	Крайне высокие КВЧ (EHF)	10—1 мм	Миллиметровые
12	300—3000 ГГц		1—0.1 мм	Децимиллиметровые

* Полосы частот включают наибольшую и исключают наименьшую частоту, а диапазоны длин волн включают наименьшую длину и исключают наибольшую.

нек-рых процессах, происходящих в земной атмосфере, напр. при разряде молний (атмосферики), при возбуждении колебаний в ионосферной плазме.

Р. применяются для передачи информации без проводов на разл. расстояния. Передаются речь, музыка (радиовещание), телеграфные сигналы (радиосвязь), изображения (телевидение). Р. используются для обнаружения и определения положения разл. объектов (радиолокация) и т. п. Практич. использование Р. с теми или иными частотами связано с особенностями распространения радиоволн, условиями их генерации и излучения (см. *Антенна*). В табл. 2 приведено деление Р. на диапазоны, установленное междунар. регламентом радиосвязи.

Р. используются для изучения структуры в-ва (см. *Радиоспектроскопия*) и св-в той среды, в к-рой они распространяются, напр. с помощью Р. получены сведения о структуре ионосферы и процессах в ней. Исследование радиоизлучения косм. объектов — предмет радиоастрономии. В радиометеорологии изучают процессы по характеристикам принимаемых волн.

● См. лит. при ст. *Распространение радиоволн.*

М. Б. Виноградова.

РАДИОГОЛОГРАФИЯ, метод записи, восстановления и преобразования волнового фронта эл.-магн. волн радиодиапазона, в частности диапазона СВЧ. Методы Р.— прямые аналоги методов оптич. *голографии*. Как и там, голографич. процесс сводится к получению (регистрации) голограммы и восстановлению (реконструкции) изображения. Для регистрации используются непрерывные среды, чувствительные к излучению радиодиапазона, и радиоприёмные устройства. В качестве непрерывных сред применяются плёнки холестерич. *жидких кристаллов*, тонкие плёнки жидкостей, плёнки антимонида индия, люминофоры и др. Оптич. св-ва этих в-в (цвет, показатель преломления, плотность почернения, интенсивность свечения и др.) зависят от темп-ры и локально изменяются под действием тепла, выделяющегося при поглощении радиоволн. Для регистрации голограмм используются также матрицы газоразрядных диодов, светящихся под действием поля СВЧ. Для реконструкции видимого изображения обычно поверхность материала фотографируют, а затем восстанавливают изображение с помощью полученной оптич. голограммы.

При регистрации голограмм СВЧ с помощью радиоприёмных устройств предметная волна (рассеянная объектом) принимается антенной (зондом) и подаётся на нелинейный преобразователь (детектор). Опорная волна может существовать в пр-ве одновременно с предметной волной, образуя с ней интерференц. картину (естеств. способ), а может имитироваться изменением фазы (непрерывным или дискретным) в тракте опорной волны (искусств. способ). В Р. используются одиночные сканирующие антенны и многоэлементные антенные системы (см. *Антенна*).

Р. применяется для моделирования и измерения параметров антенн. Измерение параметров в традиц. радиотехнич. методах осуществляется вводом индикаторной антенны в дальнюю зону испытуемой антенны. Для совр. остронаправленных антенн дальняя зона находится на расстояниях $\sim$ десятков км, что делает измерения затруднительными, а часто невозможными. Голографич. методы позволяют определить параметры антенны в зоне Френеля вплоть до полей вблизи антенны. На нек-ром расстоянии от антенны регистрируется радиоголограмма и её оптич. модель — транспарант, помещение к-рой в когерентное световое поле образует распределение, подобное измеряемому. Полученное поле преобразуют системой

линз так, что на выходе в определённой плоскости образуется распределение поля, соответствующее диаграмме направленности антенны. Обработка результатов измерения поля в раскрыве антенны может производиться на ЭВМ.

Р. применяется для исследования удалённых объектов. Небольшая подвижная антенна принимает сигналы от перемещающегося объекта (р а д и о л о к а т о р), к-рые записываются в виде радиоголограммы. Радиоголограмма преобразуется в оптич. модель, реконструкция изображения даёт детальную картину земной поверхности. Метод радиолокатора с синтезируемой апертурой использовался на «Аполлоне-17» при облёте Луны (λ=60, 20 и 2 м); он применяется при исследовании планет методом голографирования вращающейся планеты, перемещающейся относительно Земли (изображение Венеры в радиоволнах). Р. используется также для получения изображения объектов, скрытых оптически непрозрачными средами, для определения расположения отражающих участков тропосферы, для обработки сигналов больших антенных решёток и многоэлементных облучателей (косм. связь и навигация), для обработки радиосигналов (сжатие радиолокац. импульсов) и др.

● Бахрах Л. Д., Гаврилов Г. А., Голография, М., 1979; Радиоголография и оптическая обработка информации в микроволновой технике. [Сб. ст.], под ред. Л. Д. Бахраха и А. П. Курочкина, Л., 1980. См. также лит. при ст. *Голография*.

РАДИОГРА́ФИЯ (от лат. radio — излучаю и греч. gráphō — пишу), метод исследования структуры разл. объектов (изделий, минералов, сплавов, биол. ткани и др.), заключающийся в получении их изображения путём регистрации их собственного или наведённого радиоактивного излучения, а также при просвечивании излучением внеш. источника. Для получения изображения применяются фотографич. материалы, чувствительные к рентгеновскому излучению, *ядерные фотографические эмульсии* и трековые *детекторы* ч-ц (осколков деления, α-частиц и др.). Р. позволяет изучать распределение радиоактивных веществ (*авторадиография*) и наличие неоднородностей и примесей в исследуемых объектах (гамма- и *нейтронная радиография*) по плотности почернения фотоэмульсии или кол-ву треков ч-ц.

РАДИОИЗОТО́ПНАЯ ЭНЕРГЕ́ТИКА (**малая ядерная энергетика**), получение и использование энергии, выделяющейся при распаде радиоактивных нуклидов для преобразования её в др. виды энергии (напр., тепловую, электрическую). В качестве радиоактивных нуклидов в Р. э. используются гл. обр. β-активные продукты деления ядер (^{90}Sr, ^{137}Cs, ^{147}Pm и др.) и α-активные изотопы тяжёлых элементов (^{210}Po, ^{238}Pu, ^{242}Cm, ^{244}Cm), обладающие достаточно высокой удельной активностью (выделяющие 0,1—100 Вт/г) и периодами полураспада, пригодными для практич. применения (от неск. месяцев до десятков лет). Мощность радиоизотопных источников энергии обычно не превышает неск. кВт. Радиоизотопные источники энергии используются в труднодоступных районах земного шара и в космосе. Применяются для питания автоматич. радиометеорологич. станций, радиомаяков, в биол. экспериментах по вживлению искусств. сердца и др. *Ю. С. Замятнин.*

РАДИОИМПУЛЬС, см. в ст. *Импульсный сигнал*.

РАДИОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возбуждаемая яд. излучениями (α-частицами, эл-нами, протонами, нейтронами, γ-излучением и т. д.) или рентг. излучением.

РАДИОМЕ́ТР (от лат. radio — излучаю и греч. metréō — измеряю), 1) прибор для измерения энергии эл.-магнитного излучения, основанный на его тепловом действии. Применяется для исследования *инфракрасного излучения*, солнечной радиации и др. (напр., в актинометре и пиргелиометре). 2) Приёмное устройство *радиотелескопа*, к-рое в сочетании с антенной позволяет исследовать излучение астрономич. объектов в радиодиапазоне. 3) Прибор для измерения *активности* радиоактивных источников (см. *Радиометрия*). 4) Прибор для измерения давления звукового излучения (см. *Радиометр акустический*).

РАДИОМЕ́ТР АКУСТИ́ЧЕСКИЙ, прибор для измерения *давления звукового излучения* и, следовательно, плотности звуковой энергии, интенсивности звука и др. параметров звуковой волны. Представляет собой лёгкую подвижную систему, помещённую в звуковое поле на упругом подвесе. Радиац. давление смещает приёмный элемент, размер к-рого больше длины волны, из положения равновесия до тех пор, пока действие его не будет уравновешено силами, зависящими от конструкции Р. а.

Определение интенсивности звука с помощью Р. а.— один из самых точных и простых методов в области средних и высоких УЗ частот. Однако Р. а. инерционен и подвержен влиянию *акустических течений*, что снижает точность измерений.

● Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962, гл. VI, § 2, б; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970, гл. IV, § 17.

РАДИОМЕТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, возникновение силы отталкивания между двумя близко расположенными пластинами в разреженном газе, находящимися при разных темп-рах ($T_1 > T_2$). Холодная пластина со стороны, обращённой к горячей, бомбардируется молекулами газа, имеющими в среднем более высокую энергию, чем молекулы, бомбардирующие эту пластину с противоположной стороны. В результате между пластинами возникает сила отталкивания. При достаточно низких давлениях газа p, когда ср. длина свободного пробега молекул больше расстояния между пластинами, сила отталкивания, приходящаяся на единицу площади: $F = \frac{1}{2} p \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right)$. При p более высоких F становится меньше, т. к. быстрые молекулы теряют часть энергии при соударениях с более медленными (при высоких p сила F обратно пропорциональна p).

На Р. э. основано действие радиометрич. манометра.

РАДИОМЕ́ТРИЯ в ядерной физике, совокупность методов измерений активности A (числа распадов в ед. времени) радионуклидов. Родоначальниками Р. можно считать Э. Резерфорда и Х. Гейгера, впервые в 1903 осуществивших с помощью *искрового счётчика* определение числа α-частиц, испускаемых в 1 с одним г Ra (у д е л ь н а я а к т и в н о с т ь). Массовые измерения A проводят относит. методами: сравнением изучаемых радиоактивных источников с образцовыми или с использованием откалиброванных установок. Для создания образцовых источников применяют абс. измерения A. В простейших из них используются газоразрядные т. н. «4π-счётчики» α-, β-частиц и рентгеновского излучения. Абс. измерения осуществляют также с помощью *ионизационных камер*, *полупроводниковых детекторов*, *калориметров* и др. Если удаётся определить число M атомов радионуклида в источнике, то $A = \lambda M \ln 2 / T_{1/2}$, где λ — постоянная распада; $T_{1/2}$ — период полураспада.

Для абс. измерений активности нуклидов, распад к-рых сопровождается каскадным излучением, применяют *совпадений метод*. Установки, включающие два детектора, настраивают так, чтобы раздельно регистрировались излучения разного рода или разной энергии. При этом измеряют источник с нуклидом, распад к-рого сопровождается каскадным испусканием именно этих излучений:

$$A = F(N_2/N_{12}) \cdot N_1 N_2 / N_{12},$$

где N_1 и N_2 — скорости счёта, получаемые с каждым из детекторов, N_{12} — скорость счёта совпадений, а ф-ция $F(N_2/N_{12}) \to 1$ при $N_2/N_{12} \to 1$.

Одной из форм калибровки установок является снятие зависимости вероятности регистрации (или величины производимого эффекта) от энергии излучения (кривые эффективности).

Методы Р. применяют при решении разных задач от исследований методом радиоизотопных индикаторов до датирования в археологии и геологии.

● Караваев Ф. М., Измерения активности нуклидов, М., 1972; Коробков В. И., Лукьянов В. Б., Методы приготовления препаратов и обработка ре-

вультатов измерений радиоактивности, М., 1973; Туркин А. Д., Дозиметрия радиоактивных газов, М., 1973; Ванг Ч., Уиллис Д., Радиоиндикаторный метод в биологии, пер. с англ., М., 1969; Техника измерений радиоактивных препаратов, Сб. ст., М., 1962; Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве, М., 1980; Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве, М., 1982.

В. А. Баженов.

РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ, раздел физики, в рамках к-рого исследуются переходы между энергетич. уровнями квантовой системы, индуцированные эл.-магн. излучением радиодиапазона (см. *Радиоволны*).

Многообразие резонансных явлений, вызванных этими переходами, обусловливает популярность методов Р. Возникнув в экспериментах *с молекулярными и атомными пучками* (метод Раби), методы Р. в дальнейшем распространились на в-ва в газообразном, жидком и тв. состояниях.

Р. отличается от оптич. *спектроскопии* и *инфракрасной спектроскопии* специфич. особенностями: а) благодаря малым частотам ω и, следовательно, малым энергиям квантов $\hbar\omega$ в Р. исследуются квант. переходы между близко расположенными уровнями энергии. Это делает возможным изучение таких вз-ствий в в-ве, к-рые вызывают очень малые расщепления энергетич. уровня, незаметные для оптич. спектроскопии. В Р. исследуются вращат. и инверсионные уровни; зеемановское расщепление уровней эл-нов и ат. ядер во внеш. и внутр. магн. полях [см. *Микроволновая спектроскопия*, *Электронный парамагнитный резонанс* (ЭПР); *Ядерный магнитный резонанс* (ЯМР)]; уровни, образованные вз-ствием квадрупольных моментов ядер с внутр. электрич. полями [см. *Ядерный квадрупольный резонанс* (ЯКР)] и вз-ствием эл-нов проводимости с внеш. магн. полем [см. *Циклотронный резонанс* (ЦР)]. В магнитоупорядоченных средах наблюдается резонансное поглощение радиоволн, связанное с коллективным движением магн. моментов эл-нов (см. *Ферромагнитный резонанс*, *Антиферромагнитный резонанс*). б) Естеств. ширина спектральной линии в радиодиапазоне очень мала ($\Delta\omega \sim \omega^3$). Наблюдаемая ширина $\Delta\omega$ обусловлена разл. тонкими вз-ствиями в в-ве. Анализ ширины и формы линий позволяет количественно их оценивать, причём ширина и форма линии в Р. может быть измерена с очень большой точностью. в) Измерение длины волны λ, характерное для оптич. спектроскопии, в Р. заменяется измерением частоты ω, что осуществляется обычно радиотехнич. методами с большой точностью. Это позволяет измерять тонкие детали спектров, связанные с малыми сдвигами уровней систем, участвующих в поглощении радиоволн.

Оптическая накачка и *оптическая ориентация* ат. систем расширили содержание Р., позволив применить методику магн. резонанса к изучению основного и возбуждённых состояний атомов в газах при очень низких давлениях $\sim 10^{-6}$—10^{-3} мм рт. ст. (атомов, обладающих либо электронным, либо яд. парамагнетизмом). Оптич. накачка обогатила Р. новыми явлениями (*многофотонные процессы*, параметрич. резонанс и др.), связанными с различными проявлениями вз-ствия радиочастотных полей с в-вом. Нелинейная Р. исследует отклик ат. системы на воздействие сильного радиочастотного поля.

Методы измерений. Исследуемое в-во помещают в радиочастотное поле, амплитуду к-рого измеряют при резонансе и без него. Разность амплитуд определяет коэфф. поглощения энергии в образце. Обычно используют стоячую волну в *объёмном резонаторе* (ЭПР, ЯМР, ЯКР и ЦР) или же бегущую волну в *радиоволноводе*. В случае резонатора образец помещают в пучность электрич. поля при наблюдении электрич. переходов и в пучность магн. поля, если наблюдаются магн. переходы.

Применение. Методами Р. можно определять структуру тв. тел, жидкостей, молекул, магн. и квадрупольные моменты ат. ядер, симметрию поля окружения, валентность ионов, электрич. и магн. свойства атомов, молекул радикалов и др. Методы Р. применяются для качеств. и количеств. анализа в-в. В Р. впервые наблюдалось вынужденное излучение, что привело к созданию *квантовых генераторов* и усилителей сначала в радио-, а затем в оптич. диапазонах (см. *Квантовая электроника*, *Лазер*).

● См. лит. при ст. *Электронный парамагнитный резонанс* и др. *А. М. Прохоров.*

РАДИОТЕЛЕСКОП, устройство для приёма и измерения радиоизлучения косм. объектов в диапазоне от декаметровых до миллиметровых длин волн (в пределах «окна прозрачности» земной атмосферы для радиоволн). Измерения на более длинных волнах производят из космоса. Р. состоит из антенны и измерителя малых мощностей — радиометра (рис.). Радиометр усиливает принятое антенной в рабочей полосе частот Δf излучение и преобразует его в форму, удобную для дальнейшей обработки и регистрации: анализа поляризации косм. радиоизлучения, частотных особенностей (спектр), временны́х хар-к (импульсное излучение). Фиксируемая Р. плотность потока радиоизлучения во многих случаях составляет ничтожную величину ~ 1 мЯн, т. е. 10^{-29} Вт/(м^2·Гц).

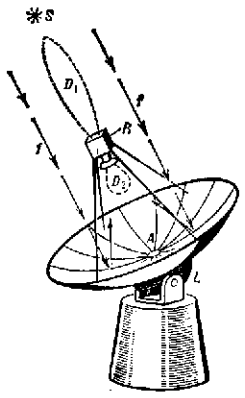


Рис. Схематич. изображение радиотелескопа: A — зеркало антенны; R — кабина радиометра; D_1 и D_2 — диаграммы направленности антенны и облучателя антенны; L — поворотное устройство радиотелескопа; S — источник косм. радиоизлучения; f — падающее на зеркало излучение.

Важным параметром Р. явл. *шумовая температура* $T_ш$, характеризующая суммарную мощность P излучения радиометра и излучения, собираемого антенной от земли и наземных источников, от атмосферы, ионосферы и из косм. пространства ($P = kT_ш\Delta f$). Это излучение явл. шумовым фоном, из к-рого выделяют сигнал от исследуемого косм. объекта. Р. способен зарегистрировать сигнал, мощность к-рого превышает суммарную мощность шумов на величину, характеризуемую приращением антенной темп-ры $\Delta T_ш = \frac{T_ш}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}$, где τ — время накопления сигнала. Чувствительность Р. $\Delta T_ш$ во многом зависит от шумовой темп-ры радиометра, поэтому в Р. применяются малошумящие усилители: мазерные, параметрич. и транзисторные. Миним. темп-ру шумов (~ 10 К) имеют мазерные усилители, их применение снижает в отдельных случаях $T_ш$ до 15 К. Параметрич. усилители обеспечивают снижение $T_ш$ до 80—100 К, а в охлаждаемых устройствах до 50 К. Транзисторные усилители успешно работают в сантиметровом и дециметровом диапазонах, их шумовые темп-ры при охлаждении усилителя до 20 К равны 15—35 К. Качество Р., кроме чувствительности, определяется также угловым разрешением — шириной главного лепестка диаграммы направленности антенны $\varphi_a = \lambda/d$, где λ — рабочая длина волны Р., d — размер апертуры (раскрыва) антенны. Т. к. радиоволны на много порядков длиннее оптических, то угловое разрешение даже самого крупного Р. не превышает углового разрешения невооружённого глаза.

Для оптимизации параметров Р. (чувствительности, разрешающей способности) созданы два класса Р.— с полной апертурой и с незаполненной апертурой. Р. с полной апертурой собирают энергию со всей геом. площади антенны. К таким антеннам относятся зеркальные антенны и антенные решётки, состоящие из диполей.

Наиболее распространены Р. с зеркальными антеннами параболической формы (диаметром до 100 м), собирающими параллельный пучок падающих на антенну лучей в фокус, где располагается об-

лучатель антенны. Такие Р. позволяют осуществлять приём космического радиоизлучения вплоть до сантиметровых и даже миллиметровых волн.

В отличие от параболоида, сферич. зеркало собирает энергию в определённом объёме (из-за сферич. аберрации), и для фокусировки излучения в одну точку применяют вторичное зеркало. Преимущество сферич. зеркала заключается в том, что оно может быть неподвижным, следовательно, более точным. Перестановка же Р. в заданное направление осуществляется перемещением вторичного зеркала с облучателем, т. е. использованием для работы разл. участков сферического зеркала.

Частным случаем зеркальной антенны является перископическая система с усечённым параболич. или сферич. зеркалом и плоским переотражающим зеркалом. По углу места антенна устанавливается при помощи плоского зеркала, а в азимутальном направлении — передвижением облучателя. К Р. этого типа относится РАТАН-600, крупнейший сов. Р., установленный близ станицы Зеленчукская на Кавказе. Он состоит из 900 отражателей размером 7,4×2 м, установленных по кольцу диаметром 588 м. Каждый из щитов-отражателей передвигается т. о., чтобы падающее на него излучение радиоисточника отражалось синфазно в фокальную точку Р.

Оптимальное соотношение чувствительности и углового разрешения было найдено в инструментах с неполной апертурой. Простейшим инструментом данного типа явл. радиоинтерферометр, антенна к-рого состоит из двух небольших элементов — антенн, разнесённых на большое расстояние друг от друга и соединённых между собой высокочастотным кабелем. Радиоинтерферометр имеет многолепестковую диаграмму направленности. Ширина лепестка определяется расстоянием B между антеннами, от него зависит и угловое разрешение инструмента $\varphi_и = \lambda/B$. В отличие от обычного Р., интерферометр измеряет не *яркостную температуру* той или иной части (точки) объекта, а одну из гармоник в спектре пространственных частот распределения радиояркости. Номер гармоники, измеряемой интерферометром, определяется длиной базы B. Наблюдая источник на радиоинтерферометре, одна из антенн к-рого занимает последовательно разл. точки на большой площади (заполняет большую апертуру), можно измерить весь спектр пространственных частот, характеризующих распределение радиояркости объекта. Затем по данному спектру восстанавливается (обратным фурье-преобразованием) распределение радиояркости объекта с угловым разрешением, соответствующим угловому разрешению Р. с апертурой, полученной синтезом последовательных измерений во всех её точках.

Инструменты апертурного синтеза получили широкое распространение, с их помощью достигнуто высокое разрешение. Так, антенная решётка радиоинтерферометра в Нью-Мексико (США) имеет форму буквы Y и состоит из 27 полноповоротных параболич. антенн диаметром 25 м, длина двух плеч равна 21 км и третьего 19 км. Антенны могут передвигаться по спец. рельсовому пути. Р. работает на волнах 1,3; 2,6 и 18—21 см, угловое разрешение достигает 0,1″, т. е. превышает разрешение лучших оптич. телескопов. К этому классу Р. может быть отнесён и РАТАН-600. Изображение объекта может быть синтезировано из его последовательных наблюдений в разных азимутах.

Особое место занимает радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами, или независимая радиоинтерферометрия (РСДБ). Сигналы, принятые на двух далеко разнесённых антеннах, могут быть после преобразования (понижения частоты) записаны на лентах. Для синхронизации записей на обоих пунктах одновременно на лентах записываются маркёры времени. Преобразование и синхронизация записей проводятся при помощи сигналов от атомных стандартов частоты. Далее записи считываются на вычислит. центре и перемножаются — выделяется коррелированный сигнал, соответствующий интенсивности к.-л. гармоники распределения яркости исследуемого объекта. Элементы интерферометра физически не связаны между собой и длина базы может быть сделана сколь угодно большой.

В условиях Земли угловое разрешение интерферометров достигает 10^{-4} секунды дуги.

Исторически первым Р. может быть назван инструмент, построенный К. Янским (США, 1931) для изучения грозовых помех на волне 4,6 м. Его антенна состояла из синфазно соединённых полуволновых диполей. При помощи этого инструмента было обнаружено излучение Млечного Пути. Первый спец. Р. был создан Г. Ребером (США) в кон. 30-х гг. Р. имел зеркальную параболич. антенну диаметром 9,5 м и радиометры на волны трёх длин: 9, 33 и 187 см. Ребером были получены первые радиокарты неба и обнаружено радиоизлучение Солнца. Фактически радиоастрономия как наука сформировалась после 2-й мировой войны, когда на основе радиолокаторов были созданы достаточно совершенные Р. и разработаны методы приёма слабых радиосигналов. Угловое разрешение первых Р. было недостаточным и его повысили простым способом — наблюдением косм. радиоисточников, восходящих над поверхностью моря. Прямой и отражённый от поверхности моря сигналы интерферируют, образуя интерференц. минимумы и максимумы. Р. как бы отражается в зеркале моря, и инструмент оказывается состоящим из двух далеко разнесённых антенн, расстояние между к-рыми и определяет угловое разрешение. Не менее эффективным оказался метод покрытий. В момент покрытия радиоисточника Луной возникает дифракция на краю Луны, по дифракционной картине можно судить об угловом размере источника. Ширина дифракц. лепестков, определяющая разрешение Р., в этом методе $\varphi = \sqrt{\lambda/D}$, где D — расстояние до Луны. На метровых волнах этот метод позволяет получить разрешение порядка неск. десятков секунд. Значительно более высокое разрешение было получено методом мерцаний. Сигнал от радиоисточника, проходя через неоднородности косм. среды (движущиеся облака ионизованного газа ионосферы, межпланетной и межзвёздной среды), искажается, в результате на поверхности Земли наблюдается «бегущая» дифракц. картина, источник мерцает. Величина мерцаний зависит от относит. угловых размеров облаков и источника, а характерное время мерцаний — от скорости этих облаков. Угловое разрешение на ионосферных неоднородностях составляет неск. угловых минут, на межпланетных ~0,3—0,05″, на межзвёздных ~10^{-6} секунды дуги.

Современные Р. позволили не только обнаружить тысячи косм. радиоисточников (Солнце, планеты, нейтронные звёзды, пульсары, мазерные источники в галактич. туманностях, галактики, квазары), но и исследовать их тонкую радиоструктуру. В радиодиапазоне были открыты спектральные линии многих хим. элементов, неорганич. и сложных органич. молекул, что позволило приоткрыть завесу над процессами образования звёзд и планетных систем. Открытие микроволнового фонового излучения (т. н. реликтового излучения) в диапазоне длин волн от 10^2 до 10^{-2} см явилось важным подтверждением модели «горячей Вселенной» (см. *Космология*).

● Матвеенко Л. И., Радиоастрономия, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 13, М., 1977; Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973. *Л. И. Матвеенко.*

РАДИОФИЗИКА, раздел физики, охватывающий изучение и использование эл.-магн. колебаний и волн радиодиапазона, а также распространение развитых при этом принципов и методов в др. области физики и за её пределы. На шкале *электромагнитных волн* радиодиапазон занимает интервал частот от 10^4 до 10^{10} Гц (см. *Радиоволны*), и первоначально радиофиз. исследования придерживались этих границ. В зарубежной лит-ре

такому представлению о Р. ограниченно соответствует термин «радионаука» (Radioscience). Со временем, однако, методы Р. проникли и в др. диапазоны частот от очень низких частот (ОНЧ) до γ-излучения, а также в область исследований волновых процессов не эл.-магн. природы (напр., в акустику).

Р. сформировалась в 30—40-е гг. благодаря бурному развитию радиотехники, радиосвязи, радио- и телевещания и др. Появление радиолокации и радионавигации потребовало освоения новых диапазонов частот и разработки общих физ. принципов генерации, излучения, распространения и приёма радиоволн, модуляции и кодирования радиосигналов и т. д. В СССР развитие Р. связано с именами Л. И. Мандельштама, Н. Д. Папалекси и созданной ими школы.

На первом этапе развитие Р. опиралось на общую теорию колебаний и волн, физ. электронику и электродинамику. Теория колебаний создала матем. аппарат, позволяющий исследовать и управлять процессами в колебат. системах (см. *Колебаний и волн теория*). Важную роль сыграли исследования нелинейных колебаний и особенно автоколебаний, лежащие в основе работы большинства генераторов эл.-магн. колебаний радиодиапазона.

Быстродействие, простота управления, высокие кпд, перекрытие всех диапазонов частот и мощностей, высокая чувствительность, избирательность и низкий уровень шумов и др. требования, предъявляемые к разл. радиотехнич. устройствам, могут быть удовлетворены только с привлечением разнообразных физ. явлений в газах и конденсированных средах. Поэтому радиофиз. исследованиям сопутствовали, а иногда предшествовали: исследование электронной и ионной эмиссии (см. *Эмиссионная электроника*), разработка методов управления движением заряженных ч-ц (см. *Электронная оптика*), исследование вз-ствия эл.-магн. полей с электронными потоками, с газоразрядной плазмой и электронно-дырочной плазмой в тв. теле (см. *Плазма твёрдых тел*), изучение невзаимных хар-к ферритов и т. п. В результате развития представлений об автофазировке и автогруппировке эл-нов, о самосогласованном синхронном вз-ствии частиц и эл.-магн. полей вместо вакуумных диодов, триодов и т. п. в коротковолновых диапазонах появились такие приборы, как клистрон, магнетрон, лампа бегущей волны, лампа обратной волны и др.

Электродинамика, в основном опирающаяся на *Максвелла уравнения* в линейных средах, обеспечила понимание процессов излучения, распространения и приёма радиоволн. Это позволило создать разл. элементы радиотехнич. аппаратуры как в длинноволновых диапазонах (системы с сосредоточенными параметрами — колебат. контуры, фильтры, трансформаторы и т. п.), так и в коротковолновых диапазонах, особенно на СВЧ, где практически все узлы — системы с распределёнными параметрами (линии передачи, радиоволноводы, объёмные резонаторы и т. п.). Создание множества типов антенн и расчёта трасс *распространения радиоволн* в атмосфере, земной коре, воде составили содержание автономных разделов Р.

По мере развития Р. её методы стали проникать в др. области физики. В результате Р. как бы «разветвилась» на «физику для радио» и «радио для физики». Новые задачи, а также освоение диапазонов высоких частот привлекли в Р. идеи и методы из др. областей физики, в частности из оптики (линзы, зеркала, интерферометры, поляроиды и т. д.), что привело к появлению нового раздела Р.— *квазиоптики* (квазиоптич. линии передачи, открытые резонаторы и т. п.). В свою очередь радиофиз. методы, развитые, напр., для сантиметрового диапазона длин волн, проникнув в оптику, заметно расширили её возможности, вызвав к жизни такие разделы, как *волоконная оптика*, *голография*, *интегральная оптика* и т. п., так что и оптич. диапазон частот стал областью приложения методов Р. Иногда это поясняют термином «радиооптика».

В результате взаимных «обогащений» с др. областями физики, с одной стороны, и обособления отд. разделов — с др. стороны, внутри Р. образовалось, кроме квазиоптики, и неск. др. важных «дочерних» направлений. В *статистической радиофизике* исследуются флуктуационные процессы в колебат. системах, стабильность частоты генераторов, шумы усилителей, неравновесное излучение среды в радиодиапазоне, распространение волн в средах со случайными неоднородностями, разработка и применение методов корреляц. анализа сигналов и др. К в а н т о в а я Р. (квант. генераторы и усилители радио- и оптич. диапазонов, см. *Квантовая электроника*) смыкается с когерентной *нелинейной оптикой*. *Радиоспектроскопия* — совокупность тонких методов исследования спектров веществ в радиодиапазоне, позволяющих обнаружить присутствие ничтожных долей примесей (см. *Ядерный магнитный резонанс*, *Электронный парамагнитный резонанс* и др.). Радиоастрономия — приём и обработка слабых сигналов от косм. источников (спектральная плотность потока излучения до 10^{-30} Вт/м^2 Гц), разработка антенн и интерферометров с высокой направленностью и угловым разрешением до 10^{-3}—10^{-4} угл. секунды (см. *Радиотелескоп*), исследование природы радиоизлучения косм. источниками (их распространения через косм. среду и т. п.). Содержание *микроэлектроники* состоит в создании твердотельных приборов, интегральных схем и т. п.

Т. о., Р. имеет сложную и сильно разветвлённую структуру и ясно выраженную тенденцию как дальнейшего проникновения в др. области естествознания (геофизику и гидрофизику, акустику, биофизику и др.), так и в др. области частот, мощностей и др. параметров, расширяющих традиц. сферы влияния Р. (релятивистская электроника больших мощностей, микроминиатюризация радиоаппаратуры, рентгеновская оптика).

А. В. Гапонов-Грехов, М. А. Миллер.

РАДИОЧАСТО́ТНЫЙ МАСС-СПЕКТРО́МЕТР, *масс-спектрометр*, в к-ром разделение ионов, различающихся по величине отношения их массы M к заряду e, происходит при движении пучка ионов через неск. сеток-электродов, между к-рыми приложено ВЧ напряжение. Только ионы с определённым M/e увеличивают свою энергию при пролёте через сетки и попадают на коллектор. Р. м.-с., установленные на ракетах и искусств. спутниках, используются для анализа состава атмосферы.

РАДИОЭЛЕКТРО́НИКА, термин, объединяющий обширный комплекс областей науки и техники, связанных гл. обр. с проблемами передачи, приёма и преобразования информации с помощью эл.-магн. колебаний и волн. Появился в 50-х гг. 20 в. и явл. в нек-рой степени условным. Р. охватывает радиотехнику и электронику, а также ряд новых областей, выделившихся в результате их развития и дифференциации,— *квантовую электронику*, *оптоэлектронику*, твердотельную электронику, *микроэлектронику* (см. *Полупроводниковые приборы*), ИК технику, криоэлектронику, акустоэлектронику, хемотронику и др. Р. тесно связана, с одной стороны, с *радиофизикой*, физикой *твёрдого тела*, оптикой и механикой, с другой — с электротехникой, автоматикой и технич. кибернетикой. Радиоэлектронная аппаратура часто явл. одним из звеньев системы автоматич. управления (напр., систем управления полётом ракеты или косм. корабля). В самой радиоэлектронной аппаратуре применяются системы автоматич. регулирования (самонастройка частоты, слежение за целью и т. д.). Р. связана также с электронно-вычислит. техникой, т. к. последняя включает электронные устройства, осуществляющие обработку информации («очищение» от помех, приведение к определённому виду). Область использования Р. выходит за пределы точных наук и техники, проникая в медицину, экономику и др.

● Электроника: прошлое, настоящее, будущее. Сб. ст., [пер. с англ.], М., 1979 (Новое в жизни, науке и технике. Серия «Физика», № 5).

РАДИУС ИНЕ́РЦИИ, величина r, имеющая размерность длины, с помощью к-рой *момент инерции* тела относительно данной оси выражается ф-лой $I=Mr^2$, где M — масса тела. Напр., для однородного шара Р. и. относительно оси, проходящей через его центр, равен $\sqrt{0{,}4}R\approx0{,}632R$, где R — радиус шара.

РАДЛЮ́КС (рлк, rlx), редко применяемое и не вошедшее в стандарт наименование единицы светимости (светности) СИ — *люмен на квадратный метр* (лм/м²). 1 рлк $=10^{-4}$ *радфот*.

РАДФО́Т (рф, rph), единица светимости (светности), в системе единиц СГСЛ (см — г — с — люмен), равная *люмену* на 1 см². 1 рф $=10^4$ *радлюкс* $=10^4$ лм/м².

РАЗВЁРТКА ОПТИ́ЧЕСКАЯ, непрерывное во времени перемещение по поверхности светочувствит. элемента (фотографич. эмульсии, экрану *электронно-оптического преобразователя*) оптич. изображения самосветящегося или

Фотограмма оптич. щелевой развёртки плазменного факела.

подсвеченного вспомогат. источником света объекта с целью исследования быстропротекающих процессов — распространения *ударных волн*, развития газовых разрядов и др. В отличие от скоростной киносъёмки, при к-рой фиксируются хотя и с большой частотой, но дискретные фазы явления, Р. о. обеспечивает его непрерывную фоторегистрацию.

В типичной схеме Р. о. промежуточное изображение, формируемое первым объективом, совмещается со щелью, «вырезающей» из него малый участок; при развитии процесса это изображение перемещается вдоль щели, оставаясь в её плоскости. Второй объектив переводит изображение со щели на светочувствит. элемент, напр. на фотоплёнку, размещённую в виде кольца снаружи или внутри вращающегося барабана (ось вращения параллельна щели). Разрешающая способность Р. о. по времени равна промежутку времени, за к-рый изображение на плёнке проходит путь, равный собств. ширине. Линейная скорость вращения плёнки, если её закрепляют внутри барабана, достигает 300—400 м/с. При ширине изображения 0,1 мм разрешение по времени может быть $(2—3)\cdot10^{-7}$ с. Повысить скорость относит. движения плёнки и изображения позволяет з е р к а л ь н а я Р. о., при к-рой плёнка неподвижна, а изображение перемещается за счёт отражения от вращающегося плоского зеркала (угловая скорость зеркала до 10^5 об/мин) или зеркального многогранника (линейная скорость Р. о. с зеркальным 12-гранником до $4{,}5\cdot10^3$ м/с, что обеспечивает временное разрешение до $2\cdot10^{-8}$ с).

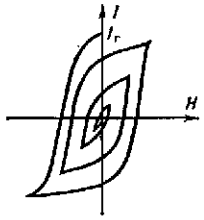
При Р. о. с помощью электронно-оптич. преобразователей изображение объекта на фотокатоде перемещается по люминесцентному экрану путём отклонения потока фотоэлектронов. Для этого используют электрич. поля, изменяющиеся во времени по линейному, круговому или др. закону. Послесвечение экрана позволяет фотографировать сразу всю картину Р. о. обычным фотоаппаратом. Скорость записи достигает при этом $3\cdot10^5$ м/с, а разрешение по времени $10^{-10}—10^{-12}$ с.

● Дубовик А. С., Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов, 2 изд., М., 1975. *Л. Н. Капорский.*

РАЗЛОЖЕ́НИЕ СИ́ЛЫ, замена силы, приложенной к точке тв. тела, без изменения её механич. действия, неск. силами, приложенными к точкам того же тела. Задача Р. с. неопределённа; чтобы она стала определённой, необходимо задать дополнит. условия, к-рым должны удовлетворять эти силы.

РАЗМАГНИ́ЧИВАНИЕ, уменьшение остаточной намагниченности ферромагн. образца после устранения внеш. намагничивающего поля (см. *Намагничивание*). Образец считается размагниченным, если векторы намагниченности *доменов* ориентированы в нём хаотически и ср. намагниченность (или индукция) в любом сечении образца равна нулю (или меньше заданной величины).

К наиболее полному Р. приводит нагрев образца выше темп-ры Кюри (при этом в-во полностью теряет свои ферромагн. св-ва; см. *Ферромагнетизм*) с последующим охлаждением в отсутствии внеш. поля. Однако в большинстве случаев такой способ Р. недопустим, т. к. в результате нагрева могут измениться механич. и др. св-ва материала. Др. способ Р. заключается в циклич. перемагничивании размагничиваемого образца перем. магн. полем с плавно убывающей до нуля амплитудой (рис.). При



Кривая размагничивания образца, обладающего остаточной намагниченностью I_r, перем. полем H, убывающим до нуля.

этом макс. амплитуда перем. размагничивающего поля, как правило, должна быть не меньше величины намагничивавшего поля. Опыт показывает, что эффективность Р. зависит от частоты размагничивающего поля, скорости его убывания, толщины детали и глубины проникновения поля. Чем толще образец, тем ниже должна быть частота размагничивающего поля (для снижения поверхностного эффекта — неполного проникновения высокочастотного поля в массивный образец). Скорость Р. должна быть тем меньше (число циклов Р. тем больше), чем выше *магнитная проницаемость* материала (т. е. намагниченность в слабых полях). Согласно технич. условиям образец из пластин листовой электротехнич. стали толщиной 0,35—0,5 мм размагничивают в течение 1 мин плавным уменьшением магн. поля частотой 50 Гц от макс. напряжённости поля 2000—2500 А/м до нуля. Как правило, для Р. достаточно 30—60 циклов перемагничивания.

● См. при ст. *Намагничивание.*

РАЗМАГНИ́ЧИВАЮЩИЙ ФА́КТОР (размагничивания коэффициент). При намагничивании во внеш. поле образца или детали из ферромагн. материала разомкнутой формы (напр., цилиндра) на его краях образуются магн. полюсы, создающие внутри образца магн. поле обратного (по отношению к внеш. полю) направления. Это размагничивающее поле полюсов образца $H_\circ$ пропорц. его намагниченности J, т. е. $H_\circ=NJ$. Коэфф. N, связывающий напряжённость собств. поля образца и его намагниченность, наз. Р. ф. или коэфф. размагничивания. Если образец находится во внеш. магн. поле напряжённостью $H_в$, то истинная напряжённость поля в образце равна $H_и=H_в-NJ$.

Р. ф. может быть точно рассчитан только для эллипсоидов вращения, к-рые имеют однородную намагниченность (в частности, для шара $N=\frac{1}{3}$, для очень тонкой пластинки $N=1$, для бесконечно длинного цилиндра в поперечном поле $N=\frac{1}{2}$). Для нек-рых образцов простой формы Р. ф. рассчитывается по эмпирич. ф-лам, в большинстве случаев Р. ф. определяется экспериментально.

РАЗМЕ́Р ЕДИНИ́ЦЫ физической величины, количеств. содержание соответствующей величины (длины, массы и т. п.) в единице. Размеры осн. единиц к.-л. *системы единиц* устанавливаются при их выборе и воспроизводятся, как правило, *эталонами*. Размеры осн. единиц, в свою очередь, определяют размеры всех производных единиц данной системы. Так, размер единиц площади и объёма зависит от выбора единицы длины. Для образования ряда единиц разл. размера (*кратных единиц* и *дольных единиц*) используется принцип десятичности (см. *Международная система единиц*).

РАЗМЕ́РНОСТЕЙ АНА́ЛИЗ, метод установления связи между физ. величинами, существенными для изучаемого явления, основанный на рассмотрении *размерностей* этих величин.

В основе Р. а. лежит требование, согласно к-рому ур-ние, выражающее

искомую связь, должно оставаться справедливым при любом изменении единиц входящих в него величин. Это требование совпадает с требованием равенства размерностей величин в левой и правой частях ур-ния. Ф-ла размерности к.-л. физ. величины B имеет вид:

$$[B]=L^{l}M^{m}T^{t} \text{ или } \dim B=L^{l}M^{m}T^{t} \quad (1)$$

(dim от англ. dimension — размер, размерность). [B] — символ размерности определяемой (производной) физ. величины (обычно берётся в прямые скобки); L, M, T, . . .— символы величин, принятых за основные (соответственно длины, массы, времени и т. д.); l, m, t, . . . — целые или дробные, положительные или отрицательные вещественные числа, наз. показателями размерности, или размерностью производной величины B. Так, ф-ла размерности для ускорения a записывается в виде $[a]=LT^{-2}$, для силы — LMT^{-2}. Понятие размерности распространяется и на осн. величины. Принимают, что размерность осн. величины в отношении самой себя равна единице и что от др. величин она не зависит; тогда ф-ла размерности осн. величины совпадает с её символом. Если единица производной величины не изменяется при изменении к.-л. из осн. единиц, то такая величина обладает нулевой размерностью по отношению к соответствующей основной. Так, ускорение обладает нулевой размерностью по отношению к массе. Величины, в размерности к-рых все осн. величины входят в нулевой степени, наз. безразмерными. Выбор числа физ. величин, принимаемых за основные, и самих этих величин в принципе произволен, но практич. соображения приводят к нек-рому ограничению свободы в выборе осн. величин и их единиц.

В *СГС системе единиц* за осн. величины принимают длину, массу и время. В этой системе размерность физ. величины выражается произведением трёх символов L, M и T в соответствующих степенях. *Международная система единиц* (СИ) содержит семь осн. величин: кроме длины, массы и времени, силу тока (символ I), темп-ру (θ), силу света (J), кол-во в-ва (N).

Если для исследуемого явления установлено, с какими величинами может быть связана искомая величина, но вид этой связи неизвестен, для её нахождения составляют ур-ние размерностей, в к-ром в левой части будет стоять символ искомой величины со своим показателем размерности, а в правой — произведение символов величин, от к-рых искомая величина зависит, но с неизвестными показателями размерности. Задача нахождения связи между физ. величинами сводится в этом случае к отысканию значений соответствующих показателей размерности. Если, напр., требуется определить время τ прохождения пути s телом массой m, движущимся поступательно и прямолинейно под действием пост. силы f, то можно составить ур-ние размерности, имеющее вид:

$$T=L^{x}M^{y}(LMT^{-2})^{z}, \quad (2)$$

где x, y, z неизвестны. Требование равенства показателей размерности левой и правой частей в ур-нии (2) приводит к системе ур-ний: $x+z=0$, $y+z=0$, $-2z=1$, откуда следует, что $x=y=-1/2$, $z=-1/2$ и

$$\tau=C\sqrt{ms/f}. \quad (3)$$

Безразмерный коэфф. C, равный согласно законам механики $\sqrt{2}$, в рамках Р. а. определить нельзя.

В этом состоит своеобразие Р. а. Устанавливаемая с его помощью зависимость искомой величины от величин, определяющих исследуемое явление, находится с точностью до пост. коэфф. Для получения точных количественных соотношений нужны дополнит. данные. Поэтому Р. а. не явл. универсальным методом. Он нашёл плодотворное применение в тех областях физики (гидравлике, аэродинамике и др.), где строгое решение задачи часто наталкивается на значит. трудности, в частности из-за большого числа параметров, определяющих физ. явление. При решении сложных задач на основе Р. а. большую роль сыграла теорема (её наз. π-теоремой), согласно к-рой всякое соотношение между нек-рым числом размерных величин, характеризующих данное физ. явление, можно представить в виде соотношения между меньшим числом безразмерных комбинаций, составленных из этих величин. Эта теорема связывает Р. а. с теорией физ. подобия, в основе к-рой лежит утверждение, что если все соответствующие безразмерные характеристики (*подобия*|*критерии*) для двух явлений одинаковы, то эти явления физически подобны (см. *Подобия теория*).

● Бриджмен П. В., Анализ размерностей, пер. с англ., Л.—М., 1934; Коган Б. Ю., Размерность физической величины, М., 1968; Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977; Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1981.

Л. А. Сена.

РАЗМЕ́РНОСТЕЙ ТЕО́РИЯ, см. *Размерностей анализ.*

РАЗМЕ́РНОСТЬ единицы физической величины, выражение, показывающее, во сколько раз изменится единица данной величины при изменении единиц величин, принятых в данной системе за основные. Р. представляет собой одночлен, составленный из произведения обобщённых символов осн. единиц в различных (целых или дробных, положительных или отрицательных) степенях, к-рые наз. показателями Р. (подробнее см. *Размерностей анализ*).

РАЗМЕ́РНЫЕ ЭФФЕ́КТЫ, явления в тв. телах, наблюдающиеся в условиях, когда размеры исследуемого образца сравнимы с одной из характерных длин — длиной свободного пробега l *носителей заряда*, длиной *волны де Бройля* λ, диффузионной длиной и т. п. Различают классич. и квант. Р. э. Классич. Р. э. наблюдаются в поведении статич. электропроводности тонких металлич. и полупроводниковых плёнок и проволок, толщина d к-рых сравнима с длиной l свободного пробега эл-нов. При уменьшении d уд. сопротивление ρ монотонно возрастает, что связано с дополнит. рассеянием эл-нов на границах образца. Величина ρ существенно зависит от характера рассеяния (зеркального или диффузного). Во внеш. сильном магн. поле Р. э. могут возникать, когда d сравнимо с размерами орбиты эл-нов проводимости в магн. поле $\boldsymbol{H}$, т. к. в зависимости от величины напряжённости поля $\boldsymbol{H}$ орбита может укладываться либо не укладываться в образце. В последнем случае Р. э. проявляются в виде осцилляций электропроводности при изменении магн. поля. Аналогичные эффекты возможны и на высоких частотах (радиочастотные Р. э.).

Квант. Р. э. обнаруживаются в случае, когда толщина плёнки или диаметр проволоки сравнимы с дебройлевской длиной волны λ эл-на. Р. э. связаны с квантованием квазиимпульса эл-на, вследствие чего энергетич. зоны электронного спектра расщепляются на подзоны (см. *Зонная теория*). Квант. Р. э. проявляются в осцилляционной зависимости уд. сопротивления ρ и др. характеристик (кинетич. коэфф.) от толщины образца d.

Анизотропные Р. э. наблюдаются в анизотропных проводниках (как при естеств. *анизотропии*, так и наведённой магн. полем, давлением и т. д.) с неск. группами носителей заряда (эл-ны и дырки, эл-ны разных «долин» энергетич. спектра и т. п.). Пропускание тока через образец сопровождается пространств. разделением носителей, относящихся к разным группам, в направлении, перпендикулярном к току. Если диффузионная длина носителей сравнима с поперечными размерами образца, такое разделение носителей приводит к существенной размерной зависимости электропроводности и др. кинетич. коэффициентов.

● Ларсен Д. К., Размерные эффекты в электропроводности тонких металлических пленок и проволок, в кн.: Физика тонких пленок, пер. с англ., т. 6, М., 1973; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я., Анизотропные размерные эффекты в полупроводниках и полуметаллах, «УФН», 1976, т. 119, в. 1, с. 3—47.

Э. М. Эпштейн.

РАЗНОСТНЫЙ МЕ́ТОД ИЗМЕРЕ́НИЙ, см. *Дифференциальный метод измерений.*

РАЗНОСТНЫЙ ТОН, *комбинационный тон* с частотой $\omega_1-\omega_2$, возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на неё двух звуковых колебаний с частотами ω_1 и ω_2.

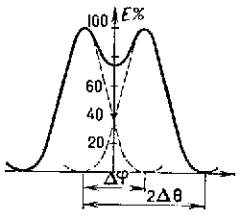
РА́ЗНОСТЬ ПОТЕНЦИА́ЛОВ между двумя точками стационарного электрич. или гравитац. поля измеряется работой, совершаемой силами поля при перемещении единичного положит. заряда или, соответственно, единичной массы из точки с бо́льшим потенциалом в точку с меньшим потенциалом. Если φ_1 и φ_2 — потенциалы нач. и конечной точек траектории заряда (или массы), то Р. п. $u=\varphi_1-\varphi_2$; изменение потенциала $\Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1=-u$.

Работой произвольного электрич. поля по перемещению единичного положит. заряда из одной точки в другую измеряется *электрическое напряжение* между этими точками; в случае потенциального поля напряжение совпадает с Р. п.

РА́ЗНОСТЬ ХО́ДА лучей, разность *оптических длин путей* двух световых лучей, имеющих общие нач. и конечную точки. Понятие Р. х. играет осн. роль в описании *интерференции света* и *дифракции света*.

РАЗРЕ́ЖЕННЫХ ГА́ЗОВ ДИНА́МИКА, см. *Динамика разреженных газов.*

РАЗРЕША́ЮЩАЯ СПОСО́БНОСТЬ (разрешающая сила) оптических приборов, характеризует способность этих приборов давать раздельное изображение двух близких друг к другу точек объекта. Наименьшее линейное (или угловое) расстояние между двумя точками, начиная с которого их изображения сливаются и перестают быть различными, наз. линейным (или угловым) пределом разрешения. Обратная ему величина служит количеств. мерой Р. с. оптич. приборов. Идеальное изображение точки, как элемента предмета, может быть получено от волновой сферич. поверхности. Реальные оптич. системы имеют входные и выходные зрачки конечных размеров, ограничивающие волновую поверхность. Благодаря *дифракции света* даже при отсутствии аберраций и ошибок изготовления оптич. система изображает точку в монохроматич. свете в виде светлого пятна, окружённого попеременно тёмными и светлыми кольцами. Пользуясь теорией дифракции, можно вычислить наименьшее расстояние, разрешаемое оптич. системой, если известно, при каких распределениях освещённости приёмник (глаз, фотослой) воспринимает изображение раздельно. В соответствии с условием, введённым англ. учёным Дж. У. Рэлеем (1879), изображения двух точек можно видеть раздельно, если центр дифракц. пятна каждого из них пересекается с краем первого тёмного кольца другого (рис.). Если точки предмета самосветящиеся и излучают некогерентные лучи, выполнение критерия Рэлея соответствует тому, что наименьшая освещённость между изображениями разрешаемых точек составит 74% от освещённости в центре пятна, а угловое расстояние между центрами дифракц. пятен (максимумами освещённости) определится выражением $\Delta\varphi=1{,}21\lambda/D$, где λ — длина волны



Распределение освещённости E в изображении двух точечных источников света, расположенных так, что угловое расстояние между максимумами освещённости $\Delta\varphi$ равно угловой величине радиуса центрального дифракц. пятна $\Delta\theta$ ($\Delta\varphi=\Delta\theta$ — условие Рэлея).

света, D — диаметр входного зрачка оптич. системы (см. *Диафрагма* в оптике). Если оптич. система имеет фокусное расстояние f, то линейная величина предела разрешения $\delta=1{,}21\lambda f/D$. Предел разрешения телескопов и *зрительных труб* выражают в угловых секундах и определяют по формуле $\delta=140/D$ (при $\lambda=560$ нм и D в мм) (о Р. с. микроскопов см. в ст. *Микроскоп*). Приведённые формулы справедливы для точек, находящихся на оси идеальных оптич. приборов. Наличие аберраций и ошибок изготовления снижает Р. с. реальных оптич. систем. Р. с. реальной оптич. системы падает также при переходе от центра поля зрения к его краям. Р. с. оптич. прибора $R_{оп}$, включающего комбинацию оптич. системы и приёмника (фотослой, катод *электронно-оптического преобразователя* и др.), связана с Р. с. оптич. системы прибора $R_{ос}$ и приёмника $R_п$ приближённой формулой $1/R_{оп}=1/R_{ос}+1/R_п$, из к-рой следует, что целесообразно применение лишь таких сочетаний, когда $R_{ос}$ и $R_п$ одного порядка. Р. с. прибора может быть оценена по его *аппаратной функции*.

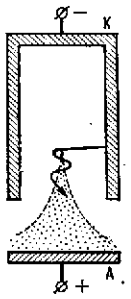
● Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1, М.—Л., 1948; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976. *Л. Н. Капорский.*

РАЗРЕШЁННАЯ ЗО́НА, область значений энергии, к-рые может принимать квантовая система. См. *Зонная теория.*

РАЗРЕШЁННЫЕ ЛИ́НИИ, *спектральные линии*, возникающие при излучат. *квантовых переходах*, для к-рых выполняются *отбора правила* (в отличие от *запрещённых линий*).

РАЗРЫВНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ, колебания, при к-рых наряду со сравнительно медленными изменениями величин, характеризующих состояние колебат. системы, в нек-рые моменты происходят столь быстрые изменения этих величин, что их можно рассматривать как скачки, а весь колебат. процесс в целом — как последовательность медленных изменений состояния системы, начинающихся и кончающихся мгновенным его изменением (скачками или разрывами). *Релаксационные колебания* часто рассматривают как Р. к.

РАЗРЯ́Д С ПО́ЛЫМ КАТО́ДОМ, разряд с катодом (чаще всего в виде полого цилиндра), рабочая поверхность к-рого охватывает часть разрядного пространства. Р. с п. к. характеризуется в несколько раз большей концентрацией заряженных и возбуждённых ч-ц по сравнению с их концентрацией при обычной форме катода. Это обусловлено специфической конфигурацией электрического поля внутри катода (рис.). Эл-ны, эмитируемые внутр. поверхностью цилиндра, ускоряются в области катодного падения потенциала и, пролетев плазму, попадают в поле противоположного направления, отражаются назад в плазму и т. д. В результате время жизни эл-на внутри полого катода оказывается большим, что и приводит к более эффективным возбуждению и ионизации атомов.



Движение электрона в полом катоде.

● Москалев Б. И., Разряд с полым катодом, М., 1969. *Л. А. Сена.*

РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ, см. *Электрические разряды в газах.*

РА́МАНА ЭФФЕ́КТ (комбинационное рассеяние света), рассеяние света в-вом, сопровождающееся изменением его длины волны. Открыт в 1928 Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом на кристаллах и инд. физиками Ч. В. Раманом и К. С. Кришнаном на жидкостях. Термин «Р. э.» распространён в зарубежной лит-ре. Подробнее см. *Комбинационное рассеяние света.*

РАМЗА́УЭРА ЭФФЕ́КТ, в узком смысле — высокая «проницаемость» атомов или молекул газа для медленных эл-нов; в более общем смысле — аномальный (с позиций классич. физики) характер вз-ствия эл-нов с нейтральными атомами (молекулами) нек-рых газов. Открыт в 1921 нем. физиком К. Рамзауэром (C. Ramsauer) при изучении рассеяния эл-нов в аргоне.

Р. э. выражается в наличии глубокого минимума в эфф. *сечении* столкновений эл-нов с атомами. Для атомов Ar минимум наблюдается при энергиях эл-нов ок. 1 эВ (так, что эл-ны проходят сквозь газ не рассеиваясь) с последующим возрастанием до максимума при энергии ок. 12 эВ. Это явление, необъяснимое в рамках клас-

спч. механики ч-ц, истолковывается при рассмотрении с позиций квант. механики тем, что в процессах вз-ствия с атомами медленные эл-ны ведут себя как волны (см. *Волны де Бройля*). Квантовомеханич. расчёты обосновали экспериментально установленный Р. э. в Ar и др. более тяжёлых инертных газах и его отсутствие в H_2, He, Ne и др. газах.

● Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Месси Г., Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения, пер. с англ., М., 1958.

РАМО́ЧНАЯ АНТЕ́ННА, *антенна* в виде одного или неск. витков провода. Р. а. эквивалентна магн. диполю и имеет соответствующую ему тороидальную диаграмму направленности. Для повышения эффективности Р. а. снабжают ферромагн. сердечниками.

РА́МСДЕНА ОКУЛЯ́Р, см. *Окуляр*.

РАСПРЕДЕЛЁННАЯ СИСТЕ́МА, то же, что *система с распределёнными параметрами*.

РАСПРОСТРАНЕ́НИЕ РАДИОВО́ЛН, процесс передачи эл.-магн. колебаний радиодиапазона (см. *Радиоволны*) в пространстве от одного места к другому, в частности от передатчика к приёмнику. В естеств. условиях Р. р. происходит в разл. средах, напр. в атмосфере, *космической плазме*, в поверхностном слое Земли.

Общие закономерности Р. р. Скорость Р. р. в свободном пространстве в вакууме равна скорости света c. Полная энергия, переносимая радиоволной, остаётся постоянной, а плотность потока энергии убывает с увеличением расстояния r от источника обратно пропорционально r^2. Р. р. в др. средах происходит с фазовой скоростью, отличающейся от c и в равновесной среде сопровождается поглощением эл.-магн. энергии. Оба эффекта объясняются возбуждением колебаний эл-нов и ионов среды под действием электрич. поля волны. Если напряжённость поля E гармонич. волны мала по сравнению с напряжённостью поля, действующего на заряды в самой среде (напр., на эл-н в атоме), то колебания происходят также по гармонич. закону с частотой ω пришедшей волны. Колеблющиеся эл-ны излучают вторичные радиоволны той же частоты, но с др. амплитудами и фазами. В результате сложения вторичных волн с приходящей формируется результирующая волна с новой амплитудой и фазой. Сдвиг фаз между первичной и переизлучёнными волнами приводит к изменению фазовой скорости. Потери энергии при взаимодействии волны с атомами явл. причиной поглощения радиоволн.

Амплитуда волны убывает с расстоянием по закону $A=\frac{A_0}{r}\exp\left(-\frac{\omega}{c}\varkappa r\right)$, а фаза волны по закону $\psi=\omega t-\frac{\omega}{c}nr$, где $\varkappa$ — показатель поглощения, n — *преломления показатель*; n и $\varkappa$ зависят от *диэлектрической проницаемости* ε среды, её проводимости σ и частоты волн ω:

$$n=\sqrt{\frac{\varepsilon}{2}+\sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^2+\left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}} \quad (1)$$

$$\varkappa=\sqrt{-\frac{\varepsilon}{2}+\sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^2+\left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}.$$

Фазовая скорость $v_ф=c/n$, коэфф. поглощения $\beta=\frac{\omega}{c}\varkappa$. Среда ведёт себя как *диэлектрик*, если $\left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2\ll 1$, и как проводник при $\left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2\gg 1$. В первом случае $n\approx\sqrt{\varepsilon}$, поглощение мало́, во втором $n\approx\varkappa\approx\sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\omega}}$. В среде ε и σ явл. функциями частоты ω (см. *Дисперсия волн*). Вид частотной зависимости ε и σ определяется структурой среды. Дисперсия радиоволн особенно существенна в тех случаях, когда частота волны близка к характерным собств. частотам среды (напр., при Р. р. в ионосферной и косм. плазме, см. ниже).

При Р. р. в средах, не содержащих свободных эл-нов (тропосфера, толща Земли), происходит смещение связанных эл-нов в атомах и молекулах среды в сторону, противоположную полю волны E, при этом $n>1$, $v_ф<c$ (радиосигнал, несущий энергию, распространяется с групповой скоростью $v_{гр}<c$). В *плазме* поле волны вызывает смещение свободных эл-нов в направлении E, при этом $n<1$ и $v_ф>c$.

В однородных средах радиоволны распространяются прямолинейно, подобно световым лучам. Процесс Р. р. в этом случае подчиняется законам *геометрической оптики*. Однако реальные среды неоднородны. В них n, а следовательно, и $v_ф$ различны в разных участках среды, что приводит к искривлению траектории радиоволны. Происходит р е ф р а к ц и я (преломление) радиоволн. В случае плавных (в масштабе λ) неоднородностей справедливо приближение геом. оптики. Если n зависит от одной координаты, напр. высоты h (плоскослоистая среда), то при прохождении волны через каждый плоский слой выполняется *Снелля закон преломления*: луч, падающий на неоднородную среду в точке с $n_0=1$ под углом φ_0, в пространстве искривляется так, что в произвольной точке среды h соблюдается соотношение:

$$n(h)\sin\varphi(h)=\sin\varphi_0. \quad (2)$$

Если n убывает при увеличении h, то в результате рефракции луч, по мере распространения, отклоняется от вертикали и на некоторой высоте h_m становится параллельным горизонтальной плоскости, а затем распространяется вниз (рис. 1, *а*). Макс. высота h_m, на к-рую луч может углубиться в неоднородную плоскослоистую среду, зависит от угла падения φ_0 и определяется из условия:

$$n(h_m)=\sin\varphi_0. \quad (3)$$

В область $h>h_m$ лучи не проникают, и, согласно приближению геом. оптики, волновое поле в этой области должно быть равно 0. В действительности вблизи плоскости $h=h_m$ волновое поле возрастает, а при $h>h_m$ убывает экспоненциально (рис. 1, *б*). Нарушение законов геом. оптики при Р. р. связано с дифракцией волн, вследствие к-рой радиоволны могут проникать в область геом. тени. На границе области геом. тени образуется сложное распределение волновых полей. Дифракция радиоволн возникает при наличии на их пути препятствий (непрозрачных или полупрозрачных тел). Дифракция особенно существенна в тех случаях, когда размеры препятствий сравнимы с λ.

Если Р. р. происходит вблизи резкой границы (в масштабе λ) между двумя средами с разл. электрич. свойствами (напр., атмосфера — поверхность Земли или тропосфера — нижняя граница ионосферы для достаточно длинных волн), то при падении радиоволн на резкую границу образуются отражённая и преломлённая (прошедшая) радиоволны. Если отражение происходит от границы проводящей среды (напр., от поверхностного слоя Земли), то глубина проникновения в него определяется толщиной скин-слоя (см. *Скин-эффект*).

В неоднородных средах возможно волноводное Р. р., при к-ром происходит локализация потока энергии между определёнными поверхностями, за счёт чего волновые поля между ними убывают с расстоянием медленнее, чем в однородной среде *(атмосферный волновод)*. В средах с плавными неоднородностями локализация связана с рефракцией, а в случае резких границ — с отражением.

В среде, содержащей случайные локальные неоднородности, вторичные волны излучаются беспорядочно в

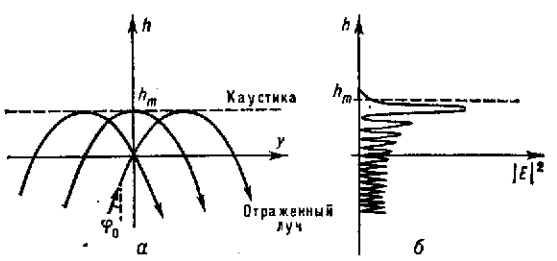


Рис. 1. *а* — рефракция радиоволн в плоскослоистой среде; *б* — зависимость квадрата амплитуды напряжённости электрич. поля радиоволны от высоты h.

разл. направлениях. Рассеянные волны частично уносят энергию исходной волны, что приводит к её ослаблению. При рассеянии на неоднородностях размером $l \ll \lambda$ (т. н. рассеяние Рэлея; см. *Рэлея закон*) рассеянные волны распространяются почти изотропно. В случае рассеяния на крупномасштабных прозрачных неоднородностях рассеянные волны распространяются в направлениях, близких к исходной волне. При $\lambda \approx l$ возникает сильное резонансное рассеяние.

Влияние поверхности Земли на Р. р. зависит от расположения относительно неё передатчика и приёмника. Р. р.— процесс, захватывающий большую область пространства, но наиболее существенную роль в Р. р. играет область, ограниченная поверхностью, имеющей форму эллипсоида вращения, в фокусах к-рого A и B на расстоянии r расположены передатчик и приёмник (радиотрасса, рис. 2). Большая ось эллипсоида равна $r + \frac{\pi}{4}\lambda$, а малая ось $\sim\sqrt{\lambda r/2}$. Ширина трассы уменьшается с убыванием λ. Если высоты z_1 и z_2, на к-рых расположены антенны передатчика и приёмника над поверхностью Земли, велики по сравнению с λ, то эллипсоид не касается поверхности Земли, и она не влияет на Р. р. (рис. 2, *а*). При понижении обеих или одной из конечных точек радиотрассы эллипсоид коснётся поверхности Земли (рис. 2, *б*). Отражение радиоволн от земной поверхности близко к зеркальному, если на ней внутри эллипсоида уложится неск. первых *зон Френеля*, а проводимость σ почвы достаточно высока. При этом радиоволна в точке приёма определяется интерференцией прямой и отражённой волн (см. *Интерференция волн*). Интерференц. максимумы и минимумы обусловливают лепестковую структуру поля в зоне приёма, к-рая характерна для метровых и более коротких радиоволн. Если $(z_1/\lambda) < 1$ и $(z_2/\lambda) > 1$, то радиотрасса выделяет участок поверхности Земли, ограниченный эллипсом с осями $r + \frac{\pi}{4}\lambda$ и $\sqrt{\lambda r/2}$. Качество радиосвязи в этом случае определяется проводимостью σ почвы именно в этой области, причём особенно большую роль играют оба конечных участка радиотрассы. Почвы, образующие поверхностный слой земной коры, а также воды морей и океанов обладают значит. электропроводностью. Напр., для осадочных пород в поверхностном слое земной коры $\sigma \sim 10^7 - 10^8$ См. Но т. к. n и $\varkappa$ — функции частоты ω, то для сантиметровых волн все виды земной поверхности имеют свойства диэлектрика. Для метровых и более длинных волн Земля обычно проводник, в к-рый волны проникают на глубину скин-слоя толщиной $d = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{c\lambda_0}{\sigma}}$ (λ_0 — длина волны в вакууме). Поэтому для подземной и подводной радиосвязи используются в основном длинные и сверхдлинные волны.

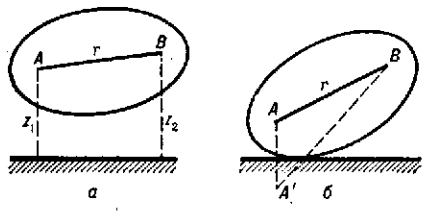


Рис. 2. Эллипсоидальная область пространства, существенная при распространении радиоволн (радиотрасса); A — излучатель; B — приёмник.

Выпуклость земной поверхности ограничивает расстояние, на к-ром из точки приёма B «виден» передатчик A (область «прямой видимости», рис. 3). Однако радиоволны могут проникать в область тени на большее расстояние $\sim\sqrt[3]{R_0^2\lambda}$ (R_0 — радиус Земли), огибая Землю, в результате дифракции. Практически в эту область за счёт дифракции могут проникать только километровые и более длинные волны (рис. 4). За горизонтом поле растёт с увеличением высоты z_1, на к-рую поднят излучатель, и быстро (почти экспоненциально) уменьшается при удалении от него.

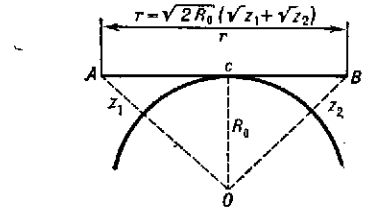


Рис. 3. Дальность прямой видимости r ограничена выпуклостью земной поверхности; R_0 — радиус Земли, z_1 и z_2 — высоты передающей A и приёмной B антенн.

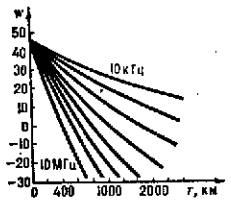


Рис. 4. График, иллюстрирующий связь дальности r распространения от величины $W = 20\lg\left|\frac{E}{E_*}\right|$, где E — напряжённость поля радиоволны в реальных условиях распространения с учётом огибания выпуклости земной поверхности (излучатель расположен на поверхности Земли), E_* — напряжённость поля без учёта дифракции, для разных частот.

Влияние рельефа земной поверхности на Р. р. зависит от высоты неровностей h, их горизонтальной протяжённости l, λ и угла θ падения волны на поверхность. Если неровности достаточно малы и пологи, так что $kh\cos\theta < 1$ (k — волновое число) и выполняется т. н. критерий Рэлея: $k^2 l^2 \cos\theta < 1$, то они слабо влияют на Р. р. Влияние неровностей зависит также от поляризации волн. Напр., для горизонтально поляризованных волн оно меньше, чем для волн, поляризованных вертикально. Когда неровности не малы и не пологи, энергия радиоволны может рассеиваться (радиоволна отражается от них). Высокие горы и холмы с $h > \lambda$ «возмущают» волновое поле, образуя затенённые области. Дифракция радиоволн на горных хребтах иногда приводит к усилению волны из-за интерференции прямых и отражённых волн. Вершина горы служит естеств. ретранслятором. Это существенно при распространении метровых радиоволн в гористой местности (рис. 5).

Фазовая скорость радиоволн, распространяющихся вдоль земной поверхности (з е м н ы х в о л н) вблизи излучателя, зависит от её электрич. свойств. Однако на расстоянии в неск. λ от излучателя $v_\phi \approx c$. Если радиоволны распространяются над электрич. неоднородной поверхностью, напр. сначала над сушей, а затем над морем, то при пересечении береговой линии резко изменяется амплитуда и направление Р. р. (береговая рефракция, рис. 6).

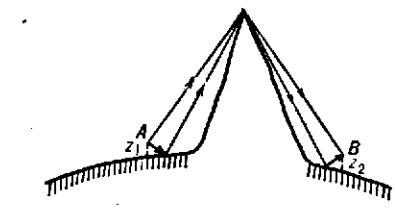


Рис. 5. Траектории радиоволн при дифракции на непологих неровностях.

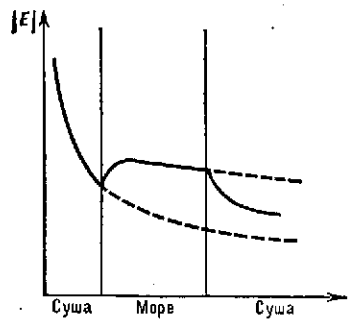


Рис. 6. Изменение напряжённости электрич. поля волны при пересечении береговой линии.

Р. р. в тропосфере. Тропосфера — область атмосферы между поверхностью Земли и т. н. т р о п о п а у з о й (рис. 7), в к-рой темп-ра воздуха обычно убывает с высотой h. Высота тропопаузы на земном шаре не одинакова, она больше над экватором, чем над полюсами, а в средних широтах, где существует система сильных западных ветров, меняется скачкообразно. Тропосфера состоит из смеси газов и паров воды; её проводимость для радиоволн с $\lambda >$ неск. см прене-

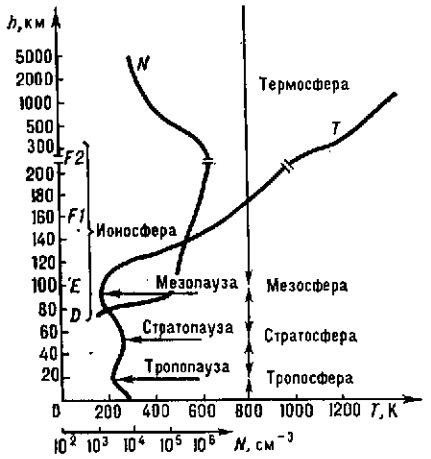


Рис. 7. Зависимость темп-ры T воздуха и концентрации N эл-нов от высоты h.

брежимо мала. Тропосфера обладает свойствами, близкими к вакууму, т. к. у поверхности Земли $n=\sqrt{\varepsilon}=1{,}0003$ и $v_ф$ лишь немного меньше c. С увеличением высоты плотность воздуха падает, а поэтому ε и n уменьшаются, ещё более приближаясь к 1. Это приводит к отклонению траекторий радиолучей к Земле (рис. 1, *а*). Такая т. н. нормальная тропосферная рефракция способствует Р. р. за пределы прямой видимости, т. к. за счёт рефракции волны могут огибать выпуклость Земли. Практически этот эффект может играть роль только для УКВ. Для более длинных волн преобладает огибание выпуклости Земли за счёт дифракции.

Метеорологич. условия могут ослаблять или усиливать рефракцию по сравнению с нормальной, т. к. плотность воздуха зависит от давления, темп-ры и влажности. Обычно в тропосфере давление газов и темп-ра с высотой уменьшаются, а давление водяного пара увеличивается. Однако при нек-рых метеорологич. условиях (напр., при движении нагретого над сушей воздуха над морем) темп-ра воздуха с высотой увеличивается (н и в е р с и я т е м п-р ы). Особенно велики отклонения летом на высоте 2—3 км, когда часто образуются температурные инверсии и облачные слои. При этом преломление радиоволн в тропосфере может стать столь сильным, что вышедшая под небольшим углом к горизонту радиоволна на нек-рой высоте изменит направление и вернётся обратно к Земле. В пространстве, ограниченном снизу земной поверхностью, а сверху — рефрагирующим слоем тропосферы, волна может распространяться на очень большие расстояния (в о л н о в о д н о е р а с п р о с т р а н е н и е). В тропосферных волноводах, как правило, могут распространяться волны с $\lambda<1$ м (рис. 8).

Поглощение радиоволн в тропосфере пренебрежимо мало для всех радиоволн вплоть до сантиметрового диапазона. Поглощение сантиметровых и более коротких волн резко увеличивается, когда частота волны ω совпадает с одной из собств. частот колебаний молекул воздуха (резонансное поглощение). Молекулы получают от приходящей волны энергию, к-рая превращается в теплоту и только частично передаётся вторичным волнам. Известен ряд линий резонансного поглощения в тропосфере: $\lambda=1{,}35$ см, 1,5 см, 0,75 см (поглощение в парах воды) и $\lambda=0{,}5$ см,

Рис. 8. Траектории УКВ в тропосферном волноводе.

0,25 см (поглощение в кислороде). Между резонансными линиями лежат области более слабого поглощения (о к н а п р о з р а ч н о с т и).

Ослабление радиоволн может быть также вызвано рассеянием на неоднородностях, возникающих при турбулентном движении воздушных масс (см. *Турбулентность*). Рассеяние резко увеличивается, когда в воздухе

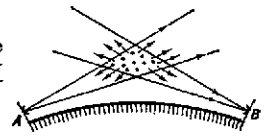


Рис. 9. Рассеяние радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях.

присутствуют капельные неоднородности в виде дождя, снега, тумана. Почти изотропное рассеяние Рэлея на мелкомасштабных неоднородностях делает возможной радиосвязь на расстояниях, значительно превышающих прямую видимость (рис. 9). Т. о., тропосфера существенно влияет на распространение УКВ. Для декаметровых и более длинных волн тропосфера практически прозрачна и на их распространение влияет земная поверхность и более высокие слои атмосферы.

Р. р. в ионосфере. Ионосферу образуют верхние слои земной атмосферы, в к-рой газы частично (до 1%) ионизированы под влиянием УФ, рентгеновского и корпускулярного солнечного излучения. Ионосфера электрически нейтральна, она содержит равное количество положит. и отрицат. ч-ц, т. е. является *плазмой*. Достаточно большая ионизация, оказывающая влияние на Р. р., начинается на высоте 60 км (слой D), увеличивается до высоты 300—400 км, образуя слои E, F_1, F_2, и затем медленно убывает (рис. 7). В гл. максимуме концентрация эл-нов N достигает 10^6 см$^{-3}$. Зависимость N от высоты меняется со временем суток, года, с солнечной активностью, а также с широтой и долготой. Ионизированный слой между 200 и 400 км состоит в основном из равного количества ионов O^+ и эл-нов. Эти ч-цы погружены в нейтральный газ с концентрацией 10^8 см$^{-3}$, состоящий в основном из ч-ц O_2, O, N_2 и He.

В многокомпонентной плазме, содержащей эл-ны, ионы и нейтральные молекулы и пронизанной магн. полем Земли (см. *Земной магнетизм*), могут возникать разл. виды собств. колебаний, имеющих разные частоты. Напр., плазменные (ленгмюровские) частоты эл-нов $\omega_0=\sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m}}$ и ионов $\Omega_0=\sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{M}}$, гиромагнитные частоты эл-нов $\omega_H=\frac{eH_0}{mc}$ и ионов $\Omega_H=\frac{eH_0}{Mc}$, где m, M — массы эл-на и иона, e — их заряд, N — концентрация, H_0 — напряжённость магн. поля Земли. Т. к. $M\gg m$, то $\omega_0\gg\Omega_0$, $\omega_H\gg\Omega_H$. Напр., для эл-нов $\omega_H/2\pi=1{,}4$ МГц, а для ионов атомарного кислорода $\Omega_H/2\pi=54$ Гц.

В зависимости от частоты ω радиоволны осн. роль в Р. р. играют те или др. виды собств. колебаний, поэтому электрич. свойства ионосферы различны для разных участков радиодиапазона. При высоких ω ионы не успевают следовать за изменениями поля, и в Р. р. принимают участие только эл-ны. Вынужденные колебания свободных эл-нов ионосферы происходят в противофазе с действующей силой и вызывают поляризацию плазмы в сторону, противоположную электрич. полю волны E. Поэтому диэлектрич. проницаемость ионосферы $\varepsilon<1$. Она уменьшается с уменьшением частоты: $\varepsilon=1-\omega_0^2/\omega^2$. Учёт соударений эл-нов с атомами и ионами даёт более точные формулы для ε и σ ионосферы: $\varepsilon=1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2+\nu^2}$; $\sigma=\frac{\omega_0^2\nu}{4\pi(\omega^2+\nu^2)}$. Здесь ν — эффективная частота соударений. Для декаметровых и более коротких волн в большей части ионосферы $\omega^2\gg\nu^2$ и показатели преломления n и поглощения $\varkappa$ приближённо равны: $n\approx\sqrt{1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}}$, $\varkappa\approx\frac{2\pi\sigma}{\omega\sqrt{\varepsilon}}$. Т. к. $n<1$, то фазовая скорость Р. р. $v_ф=\frac{c}{n}>c$, групповая скорость $v_{гр}=cn<c$.

Поглощение в ионосфере пропорционально ν, т. к. чем больше число столкновений, тем большая часть энергии, получаемой эл-ном из волны, переходит в тепло. Поэтому поглощение больше в нижних областях ионосферы (слой D), где ν больше, т. к. выше плотность газа. С увеличением частоты поглощение уменьшается. Короткие волны испытывают слабое поглощение и могут распространяться на большие расстояния.

Рефракция радиоволн в ионосфере. В ионосфере могут распространяться

только радиоволны с частотой $\omega > \omega_0$. При $\omega < \omega_0$ n становится чисто мнимым и эл.-магн. поле экспоненциально убывает в глубь плазмы. Радиоволна с частотой ω, падающая на ионосферу вертикально, отражается от уровня, на к-ром $\omega = \omega_0$ и $n = 0$. В нижней части ионосферы электронная концентрация и ω_0 увеличиваются с высотой, поэтому с увеличением ω посланная с Земли волна всё глубже проникает в ионосферу. Макс. частота радиоволны, к-рая отражается от слоя ионосферы при вертикальном падении, наз. критич. частотой слоя: $\omega_{кр} = \omega_{0\ макс} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_{макс}}{m}}$. Критич. частота слоя F_2 (гл. максимума) изменяется в течение суток и года в широких пределах (от 3—5 до 10 МГц). Для волн с $\omega > \omega_{кр}(F_2)$ показатель преломления не обращается в ноль и падающая вертикально волна проходит через ионосферу, не отражаясь.

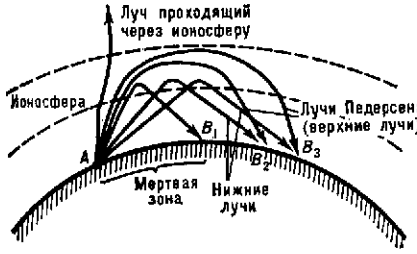


Рис. 10. Схематич. изображение радиолучей определённой частоты при разл. углах падения на ионосферу.

При наклонном падении волны на ионосферу происходит рефракция, как в тропосфере. В нижней части ионосферы $v_ф$ увеличивается с высотой (вместе с увеличением N). Поэтому траектория луча отклоняется по направлению к Земле (рис. 10). Радиоволна, падающая на ионосферу под углом φ_0, поворачивает к Земле на высоте h, для к-рой выполнено условие (3). Макс. частота волны, отражающейся от ионосферы при падении под углом φ_0 (т. е. для данной дальности трассы), равна: $\omega_{МПЧ} = \omega_{кр}\sec\varphi_0 > \omega_{кр}$ и наз. макс. применимой частотой (МПЧ). Волны с $\omega < \omega_{МПЧ}$, отражаясь от ионосферы, возвращаются на Землю, что используется для дальней радиосвязи. Вследствие сферичности Земли величина угла φ_0 ограничена и дальность связи при однократном отражении от ионосферы $\leqslant 3500—4000$ км. Связь на бо́льшие расстояния осуществляется за счёт неск. последоват. отражений от ионосферы и Земли «скачков» (рис. 11, *а*). Возможны и более сложные, волноводные траектории, возникающие за счёт горизонтального градиента N или рассеяния на неоднородностях ионосферы при Р. р. с частотой $\omega > \omega_{МПЧ}$. В результате рассеяния угол падения луча на слой F_2 оказывается больше, чем при обычном распространении. Луч испытывает ряд последоват. отражений от слоя F_2, пока не попадёт в область с таким градиентом N, к-рый вызовет отражение части энергии назад к Земле (рис. 11, *б*).

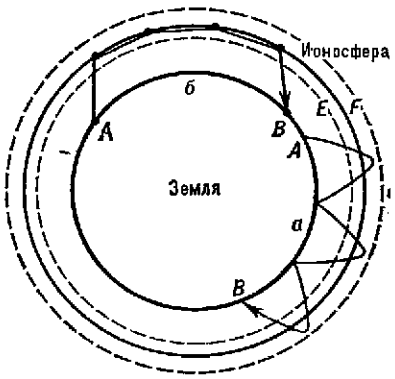


Рис. 11. Распространение коротких волн между Землёй и ионосферой: *а* — многоскачковая траектория; *б* — скользящая траектория.

Влияние магн. поля Земли H_0. В магн. поле H_0 на эл-н, движущийся со скоростью v, действует *Лоренца сила* $F = -\frac{e}{c}[vH_0]$, под влиянием к-рой он вращается по окружности в плоскости, перпендикулярной H_0, с гироскопич. частотой ω_H. Траектория каждой заряженной ч-цы — винтовая линия с осью вдоль H_0. Действие силы Лоренца приводит к изменению хар-ра вынужденных колебаний эл-нов под действием электрич. поля волны, а следовательно, к изменению электрич. свойств среды. В результате ионосфера становится анизотропной гиротропной средой, электрич. свойства к-рой зависят от направления Р. р. и описываются не скалярной величиной ε, а тензором диэлектрич. проницаемости ε_{ij}. Падающая на такую среду волна испытывает *двойное лучепреломление*, т. е. расщепляется на две волны, отличающиеся скоростью и направлением распространения, поглощением и поляризацией. Если направление Р. р. $\perp H_0$, то падающую волну можно представить себе в виде суммы двух линейно поляризованных волн с $E \perp H_0$ и $E \parallel H_0$. Для первой «необыкновенной» волны (*е*) характер вынужденного движения эл-нов под действием поля волны E изменяется (появляется компонента ускорения, перпендикулярная E) и поэтому изменяется n. Для второй (*о*) «обыкновенной» волны вынужденное движение остаётся таким же, как и без поля H_0 (при $v \parallel H_0$ сила Лоренца равна 0). Для этих двух волн (без учёта соударений) квадраты показателей преломления равны:

$$n_e^2 = 1 - \frac{\omega_0^2(\omega^2 - \omega_0^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_0^2 - \omega_H^2)} \qquad (4)$$

$$n_0^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}.$$

При Р. р. вдоль H_0:

$$n_e^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_H)}; \quad n_0^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_H)}. \qquad (5)$$

В последнем случае обе волны имеют круговую поляризацию, причём у необыкновенной волны вектор E вращается в сторону вращения эл-на, а у обыкновенной — в противоположную сторону. При произвольном направлении Р. р. (относительно H_0) поляризация нормальных волн эллиптическая.

По мере Р. р. в ионосфере увеличивается сдвиг фаз между волнами и изменяется поляризация суммарной волны. Напр., при Р. р. вдоль H_0 это приводит к повороту плоскости поляризации (*Фарадея эффект*), а при Р. р. перпендикулярно H_0 — к периодич. чередованию линейной и круговой поляризаций (см. *Коттона — Мутона эффект*). Т. к. показатели преломления волн различны, отражение их происходит на разной высоте (рис. 12). Направление *волнового вектора* k при Р. р. в ионосфере может отличаться от $v_{г.р.}$

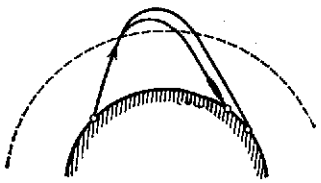


Рис. 12. Расщепление радиоволны в результате двойного лучепреломления в ионосфере.

Низкочастотные волны в ионосфере. Осн. часть энергии низкочастотных (НЧ) и очень низкочастотных (ОНЧ) радиоволн практически не проникает в ионосферу. Волны отражаются от её нижней границы (днём — вследствие сильной рефракции в D-слое, ночью — от E-слоя, как от границы двух сред с разными электрич. свойствами). Распространение этих волн хорошо описывается моделью, согласно к-рой однородные и изотропные Земля и ионосфера образуют приземный волновод с резкими сферич. стенками, в к-ром и происходит Р. р. Такая модель объясняет наблюдаемое убывание поля с расстоянием и возрастание амплитуды поля с высотой. Последнее связано со скольжением волн вдоль вогнутой поверхности волновода, приводящим к своеобразной «фокусировке» поля. Это явление аналогично открытому Рэлеем в акустике эффекту «шепчущей галереи». Амплитуда радиоволн значительно возрастает в антиподной по отношению к источнику точке Земли. Это объясняется сложением радиоволн, огибающих Землю по всем направлениям и сходящихся на противоположной стороне.

Влияние магн. поля Земли обусловливает ряд особенностей распространения НЧ волн в ионосфере: сверхдлинные волны могут выходить из приземного волновода за пределы ионосферы, распространяясь вдоль силовых линий геомагн. поля между сопряжёнными точками A и B Земли (рис. 13). Из формулы (5) видно,

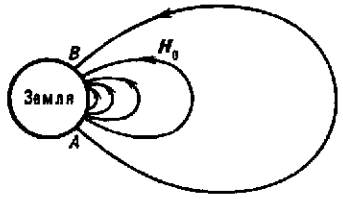


Рис. 13.

что при $\omega \ll \omega_H$ в случае продольного распространения $n_\varepsilon^2 \approx \omega_0^2/\omega\omega_H$ нигде не обращается в 0, т. е. волна проходит через ионосферу без отражения. В ночной атмосфере прибл. геом. оптики нарушается и частичное прохождение есть при любом угле падения. Разряды молний в атмосфере — естеств. источник НЧ волн. В диапазоне 1—10 кГц они приводят к образованию т. н. *свистящих атмосфериков*, к-рые распространяются указанным образом и создают на выходе приёмника сигнал с характерным свистом.

При Р. р. инфразвуковых частот с $\omega \ll \Omega_H$ важную роль играют колебания ионов, и ионосфера ведёт себя, как проводящая нейтральная жидкость, движение к-рой описывается ур-ниями *магнитной гидродинамики*. В ионосфере возможно распространение неск. типов магнитогидродинамич. волн, в частности *альфвеновских волн*, распространяющихся вдоль геомагн. поля с характерной скоростью $v_A = H_0/\sqrt{4\pi\rho}$, где ρ — плотность газа, и магнитозвуковых волн, к-рые распространяются изотропно (подобно звуку).

Нелинейные эффекты при Р. р. в ионосфере проявляются уже для радиоволн сравнительно небольшой интенсивности и связаны с нарушением линейной зависимости *поляризации среды* от электрич. поля волны (см. *Нелинейная оптика*). «Нагревная» нелинейность играет осн. роль, когда характерные размеры возмущённой электрич. полем области плазмы во много раз больше длины свободного пробега эл-нов. Т. к. длина свободного пробега эл-нов в плазме значительна, эл-н успевает получить от поля заметную энергию за время одного пробега. Передача энергии при столкновениях от эл-на к ионам, атомам и молекулам затруднена из-за большого различия в их массах. В результате эл-ны плазмы сильно «разогреваются» уже в сравнительно слабом электрич. поле, что изменяет эффективную частоту соударений. Поэтому ε и σ плазмы становятся зависящими от поля $\boldsymbol{E}$ волны, и Р. р. приобретает нелинейный характер. «Возмущение» диэлектрич. проницаемости: $\Delta\varepsilon_H \sim (E/E_p)^2$, где $E_p = \sqrt{3(Tm\delta/e^2)(\omega^2+\nu^2)}$ — характерное «плазменное» поле, T — абс. темп-ра плазмы, δ — ср. доля энергии, теряемая эл-ном при одном соударении с тяжёлой ч-цей, ν — частота соударений. Т. о., нелинейные эффекты становятся заметными, когда поле волны E сравнимо с E_p, к-рое в зависимости от частоты волны и области ионосферы составляет $\sim 10^{-4}$—10^{-1} В/см.

Нелинейные эффекты могут проявляться как самовоздействие волны и как вз-ствие волн между собой. Самовоздействие мощной волны приводит к изменению её поглощения и глубины модуляции. Поглощение мощной радиоволны нелинейно зависит от её амплитуды. Частота соударений ν с увеличением темп-ры эл-нов может как расти (в нижних слоях, где осн. роль играют соударения с нейтральными ч-цами), так и убывать (при соударении с ионами). В первом случае поглощение резко возрастает с увеличением мощности волны («насыщение» поля в плазме). Во втором случае поглощение падает (т. н. просветление плазмы для мощной радиоволны). Из-за нелинейного изменения поглощения амплитуда волны нелинейно зависит от амплитуды падающего поля, поэтому её модуляция искажается (автомодуляция и демодуляция волны). Изменение n в поле мощной волны приводит к искажению траектории луча. При распространении узконаправленных пучков радиоволн это может привести к самофокусировке пучка аналогично *самофокусировке света* и к образованию волноводного канала в плазме.

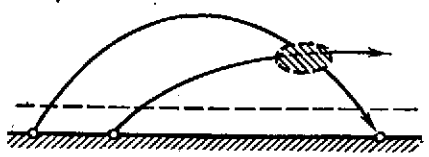


Рис. 14. Ионосферная кроссмодуляция происходит в области пересечения лучей.

Вз-ствие волн в условиях нелинейности приводит к нарушению *суперпозиции принципа*. В частности, если мощная волна с частотой ω_1 модулирована по амплитуде, то благодаря изменению поглощения эта модуляция может передаться др. волне с частотой ω_2, проходящей в той же области ионосферы (рис. 14). Это явление, наз. кроссмодуляцией, или Люксембург-горьковским эффектом, имеет практич. значение при радиовещании в диапазоне средних волн.

Нагрев ионосферы в поле мощной волны в коротковолновом диапазоне может вызвать тепловую параметрич. неустойчивость в ионосфере, к-рая приводит к аномально большому поглощению радиоизлучения и расслоению плазмы (см. *Параметрический резонанс*). В области резонанса $\omega = \sqrt{\omega_0^2+\omega_H^2}$ образуются сильно вытянутые вдоль $\boldsymbol{H}_0$ неоднородности ионосферы (с продольным масштабом 1 км, поперечным — 0,5—100 м), к-рые перспективны для дальней связи в диапазоне УКВ. В поле очень мощных радиоволн эл-ны столь сильно разогреваются, что возникает электрич. пробой газа.

Если размеры возмущённой полем волны области плазмы много меньше длины свободного пробега эл-нов, нагревная нелинейность становится слабой. Это имеет место при коротких импульсах и узких пучках радиоволн. В этом случае осн. роль играет т. н. стрикционная нелинейность, связанная с тем, что неоднородное переменное электрич. поле волны оказывает давление на эл-ны, вызывающее сжатие плазмы. Концентрация эл-нов N, а следовательно, ε и σ становятся зависящими от амплитуды поля. Стрикционная нелинейность приводит к изменению диэлектрич. проницаемости $\Delta\varepsilon_c \approx \frac{e^2E^2}{8Tm\omega^2}$, меньше нагревного изменения $\Delta\varepsilon_н$ на неск. порядков (при той же мощности волны). Стрикционная нелинейность играет важную роль в параметрич. неустойчивости ионосферы.

Р. р. в косм. условиях. За исключением планет и их ближайших окрестностей большая часть в-ва во Вселенной ионизована. Параметры косм. плазмы меняются в широких пределах. Напр., концентрация электронов и ионов вблизи орбиты Земли ~ 1—10 см$^{-3}$, в ионосфере Юпитера $\sim 10^5$ см$^{-3}$, в солнечной короне $\sim 10^8$ см$^{-3}$, а в недрах *звёзд* $\sim 10^{27}$ см$^{-3}$. Из косм. пространства к Земле приходит широкий спектр эл.-магн. волн, к-рые на пути из космоса должны пройти через ионосферу и тропосферу. Через атмосферу Земли без заметного затухания распространяются волны двух осн. частотных диапазонов: «радиоокно» соответствует диапазону от ионосферных критич. частот $\omega_{к0}$ до частот сильного поглощения аэрозолями и газами атмосферы (10 МГц — 20 ГГц), «оптич. окно» охватывает диапазон видимого и ИК излучения (1 ТГц — 10^3 ТГц). Атмосфера также частично прозрачна в диапазоне низких частот (<300 кГц), где распространяются свистящие атмосферики и магнитогидродинамич. волны.

В косм. условиях источник радиоволн и их приёмник часто быстро движутся относительно друг друга. В результате *Доплера эффекта* это приводит к изменению ω на $\Delta\omega = (\boldsymbol{kv})$, где $\boldsymbol{v}$ — относит. скорость. Понижение частоты при удалении корреспондентов (*красное смещение*) свойственно излучению удаляющихся от

нас далёких галактик. Радиоволны в косм. плазме подвержены рефракции, связанной с неоднородностью среды (рис. 15). Напр., вследствие рефракции в атмосфере Земли источник радиоволн виден выше над горизонтом, чем в действительности. Для определения расстояния до *пульсаров* и при интерпретации результатов радиолокации Солнца и планет необходимо учитывать, что в косм. плазме $v_\phi \neq c$.

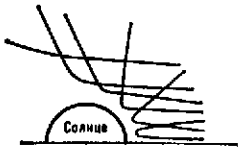


Рис. 15. Траектории радиолучей с $\lambda=5$ м в солнечной короне.

Возможности радиосвязи с объектами, находящимися в косм. пространстве или на др. планетах, разнообразны и связаны с наличием и строением их атмосфер. Если косм. плазма находится в магн. поле (*магнитосфера* Юпитера, области солнечных пятен, магнитосферы пульсаров), то она явл. гиротропной средой, подобно Земной ионосфере. Для всех планет с атмосферами общая трудность радиосвязи состоит в том, что при входе косм. аппарата в плотные слои атмосферы вокруг него создаётся плотная плазменная оболочка, затрудняющая прохождение радиоволн. На планетах типа Меркурия и Луны, практически не имеющих атмосферы и ионосферы, на Р. р. оказывает влияние только поверхность планеты. Из-за отсутствия отражения от ионосферы дальность связи вдоль поверхности такой планеты невелика (рис. 16) и может быть увеличена только при помощи ретрансляции через спутник.

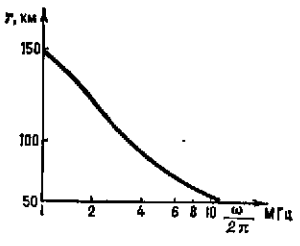


Рис. 16. Зависимость дальности r радиосвязи на поверхности Луны от частоты $\omega/2\pi$.

Распространение радиоволн разных диапазонов. Радиоволны очень низких (3—30 кГц) и низких (30—300 кГц) частот огибают земную поверхность вследствие волноводного распространения и дифракции, сравнительно слабо проникают в ионосферу и мало поглощаются ею. Отличаются высокой фазовой стабильностью и способностью равномерно покрывать большие площади, включая полярные районы. Это обусловливает возможность их использования для устойчивой дальней и сверхдальней радиосвязи и радионавигации, несмотря на высокий уровень атм. помех. Полоса частот от 150 кГц до 300 кГц используется для радиовещания. Большое число геофиз. исследований выполняется путём наблюдений за сигналами естеств. происхождения, к-рые генерируются, напр., молниевыми разрядами и ч-цами *радиационных поясов Земли*. Трудности применения этого частотного диапазона связаны с громоздкостью антенных систем с высоким уровнем атм. помех, с относит. ограниченностью скорости передачи информации.

Средние волны (300 кГц — 3000 кГц) днём распространяются вдоль поверхности Земли (земная или прямая волна). Отражённая от ионосферы волна практически отсутствует, т. к. волны сильно поглощаются в слое D ионосферы. Ночью из-за отсутствия солнечного излучения слой D исчезает, появляется ионосферная волна, отражённая от слоя E и дальность приёма возрастает. Сложение прямой и отражённой волн влечёт за собой сильную изменчивость поля, поэтому ионосферная волна — источник помех для многих служб, использующих распространение земной волны. Ср. волны используются в радиовещании, радиотелеграфной и радиотелефонной связи, радионавигации.

Короткие волны (3 МГц — 30 МГц) слабо поглощаются D- и E-слоями и отражаются от слоя F, когда их частоты $\omega<\omega_{\text{мпч}}$. В результате их отражения от ионосферы возможна связь как на малых, так и на больших расстояниях при значит. меньшем уровне мощности передатчика и гораздо более простых антеннах, чем в более низкочастотных диапазонах. Этот диапазон применяется для радиотелефонной и радиотелеграфной связи, радиовещания, а также для радиолюбит. связи. Особенность радиосвязи в этом диапазоне — наличие замираний (фединга) сигнала из-за изменений условий отражения от ионосферы и интерференц. эффектов. Коротковолновые линии связи подвержены влиянию атм. помех. Ионосферные бури вызывают прерывание связи.

Для очень высоких частот и УКВ (30—1000 МГц) преобладают Р. р. внутри тропосферы и проникновение сквозь ионосферу. Роль земной волны падает. Поля помех в низкочастотной части этого диапазона всё ещё могут определяться отражениями от ионосферы, и до частоты 60 МГц ионосферное рассеяние продолжает играть значит. роль. Все виды Р. р., за исключением тропосферного рассеяния, позволяют передавать сигналы с шириной полосы частот в неск. МГц. В этой части спектра возможно очень высокое качество звукового радиовещания при дальности 50—100 км. Радиовещание с частотной модуляцией работает на частотах вблизи 100 МГц. В этом же диапазоне частот ведётся телевизионное вещание. Для радиоастрономии выделено неск. узких спектральных полос, к-рые используются также для косм. связи, радиолокации, метеорологии, кроме того для любительской связи.

Волны УВЧ и СВЧ (1000 МГц — 10 000 МГц) распространяются в основном в пределах прямой видимости и характеризуются низким уровнем шумов. В этом диапазоне при Р. р. играют роль известные области макс. поглощения и частоты излучения хим. элементов (напр., линии водорода вблизи от 1420 МГц). В этом диапазоне размещены многоканальные системы широкополосной связи для передачи телефонных и телевизионных сигналов. Высокая направленность антенн позволяет использовать низкий уровень мощности в радиорелейных системах, а тропосферное рассеяние обеспечивает дальность радиосвязи ~800 км. Этот диапазон используется в радионавигац. и радиолокац. службах. Для радиоастрономии выделены полосы частот для наблюдения за атомарным водородом, радикалом ОН и континуальным излучением. Для косм. радиосвязи полоса частот ~1000—10 000 МГц — наиболее важная часть радиодиапазона.

Волны СВЧ (>10 ГГц) распространяются только в пределах прямой видимости. Потери в этом диапазоне неск. выше, чем на более низких частотах, причём на их величину сильно влияет кол-во осадков. Рост потерь на этих частотах частично компенсируется возрастанием эффективности антенных систем. СВЧ используются в радиолокации, радионавигации и метеорологии. На линиях связи между поверхностью Земли и космосом могут использоваться частоты <20 ГГц. Для связи в космосе могут применяться значительно более высокие частоты. При этом отсутствуют взаимные помехи между косм. и некосм. службами. Диапазон СВЧ важен также для радиоастрономии.

● Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Гуревич А. В., Шварцбург А. Б., Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, М., 1973; Железняков В. В., Электромагнитные волны в космической плазме, М., 1977; Долуханов М. П., Распространение радиоволн, 4 изд., М., 1972.

П. А. Беспалов, М. Б. Виноградова, Т. А. Гайлит.

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА, возникновение дополнит. звуковых полей в результате дифракции звука на препятствиях, помещённых в среду, на неоднородностях среды, а также на неровных и неоднородных границах сред. Р. з. имеет место, если препятствия отличаются от среды либо сжимаемостью, либо плотностью, либо

тем и другим. При Р. з. результирующее звуковое поле можно представить в виде суммы первичной звуковой волны (существовавшей в отсутствии препятствий) и рассеянной (вторичной) волны, возникшей в результате вз-ствия первичной волны с препятствиями. При наличии многих препятствий волны, рассечённые каждым из них, рассеиваются повторно и многократно др. препятствиями.

Рассеивающую способность препятствия характеризуют сечением рассеяния σ — отношением мощности рассеянных волн к плотности потока энергии в первичной волне. Для препятствий, сравнимых с длиной волны или бо́льших её, σ по порядку величины равно площади S поперечного сечения тела перпендикулярно направлению падения первичной волны. Для малых препятствий величина σ мала по сравнению с S и отношение $\sigma/S \sim (ka)^4$, где k — волновое число звука, a — линейный размер тела. Особый случай — Р. з. на газовом пузырьке в жидкости при его резонансных пульсационных колебаниях: в этом случае $\sigma \gg S$.

Р. з. на случайных неоднородностях среды вызывает расплывание звукового пучка, что приводит к затуханию звука по мере его распространения. На высоких частотах Р. з. на кристаллитах в поликрист. телах позволяет обнаруживать области крупнозернистости, создающие мешающий фон (т. н. структурный шум) при УЗ дефектоскопии. В гидроакустике существенно Р. з. на неоднородностях водной среды, на рыбах, планктоне и др. биол. объектах в водной толще, а также на неровной поверхности волнующегося моря и на неровном и неоднородном дне (объёмная, поверхностная и донная реверберация). Морская реверберация может маскировать акустич. сигнал, отражающийся от обнаруживаемого объекта при гидролокации.

При падении плоской волны на плоскую периодически неровную или периодически неоднородную поверхность, помимо зеркально отражённой волны, образуются рассеянные плоские волны, бегущие в дискретных направлениях, определяемых углом падения первичной волны, её длиной λ и периодом неровности или неоднородности Λ. Если $\Lambda < \lambda/2$, рассеянные волны отсутствуют и влияние неровностей или неоднородностей проявляется лишь в нек-ром возмущении суммарного поля падающей и зеркально отражённой волны вблизи поверхности, а также в нек-ром изменении фазы отражённой волны. Для статистически неровных, или неоднородных поверхностей Р. з. происходит по всем направлениям.

● Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974. *М. А. Исакович.*

РАССЕ́ЯНИЕ МИКРОЧАСТИЦ, процесс столкновения ч-ц, в результате к-рого меняются импульсы ч-ц (у п р у г о е р а с с е я н и е) или наряду с изменением импульсов меняются также внутр. состояния ч-ц (к в а з и у п р у г и е п р о ц е с с ы) либо образуются др. ч-цы (н е у п р у г и е п р о ц е с с ы).

Одна из осн. количеств. хар-к как упр. рассеяния, так и неупр. процессов,— э ф ф е к т и в н о е *сечение* процесса — величина, пропорциональная вероятности процесса. Измерение сечений процессов позволяет изучать законы вз-ствия ч-ц, исследовать их структуру.

Классическая теория рассеяния. Согласно законам классич. нерелятив. механики, задачу рассеяния двух ч-ц с массами m_1 и m_2 можно свести путём перехода к системе центра инерции (с. ц. и.) сталкивающихся ч-ц к задаче рассеяния одной ч-цы с приведённой массой $\mu = m_1 m_2/(m_1+m_2)$ на неподвижном силовом центре. Траектория ч-цы, проходящей через силовое поле (с центром O), искривляется — происходит рассеяние. Угол между нач. ($\boldsymbol{p}_{\text{нач}}$) и конечным ($\boldsymbol{p}_{\text{кон}}$) импульсами рассеиваемой ч-цы наз. у г л о м р а с с е я н и я. Угол рассеяния зависит от вз-ствия между ч-цами и от прицельного параметра ρ — расстояния, на к-ром ч-ца пролетала бы от силового центра, если бы вз-ствие отсутствовало (рис. 1).

На опыте обычно направляют на мишень из исследуемого в-ва пучок ч-ц. Число ч-ц dN, рассеянных в ед. времени на углы, лежащие в интервале ϑ, $\vartheta+d\vartheta$, равно числу ч-ц, проходящих в ед. времени через кольцо с площадью $2\pi\rho d\rho$. Если n — плотность потока падающих ч-ц, то $dN = 2\pi\rho d\rho \cdot n$, а сечение упр. рассеяния $d\sigma$ определяется как отношение dN/n и равно:

$$d\sigma = \frac{dN}{n} = 2\pi\rho d\rho. \qquad (1)$$

Полное сечение рассеяния σ получается интегрированием (1) по всем прицельным параметрам. Если a — миним. прицельный параметр, при к-ром ч-ца не рассеивается, то $\sigma = \pi a^2$.

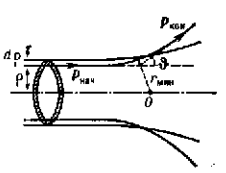


Рис. 1.

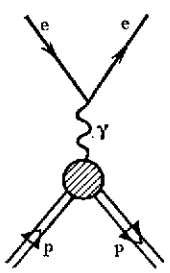


Рис. 2.

Квантовая теория рассеяния. В квант. теории упр. рассеяние и неупр. процессы описываются матричными элементами S-матрицы, или *матрицы рассеяния* (амплитудами процессов),— комплексными величинами, квадраты модуля к-рых пропорц. сечениям соответств. процессов. Через матричные элементы S-матрицы выражаются физ. величины, непосредственно измеряемые на опыте: сечение, *поляризация частиц*, асимметрия, компоненты тензора корреляции поляризаций и т. д. С др. стороны, эти матричные элементы могут быть вычислены при определённых предположениях о виде вз-ствия. Сравнение результатов опыта с теор. предсказаниями позволяет проверить теорию.

Общие принципы инвариантности (инвариантность относительно вращений, *пространственной инверсии*, *обращения времени* и др.) существенно ограничивают возможный вид матричных элементов процессов и позволяют получить проверяемые на опыте соотношения. Напр., из инвариантности относительно вращений и пространств. инверсии, к-рым отвечают законы сохранения момента кол-ва движения и чётности, следует, что поляризация конечной ч-цы, возникающая при рассеянии неполяризованных ч-ц, направлена по нормали к плоскости рассеяния (плоскости, проходящей через нач. и конечный импульсы ч-цы). Т. о., измеряя направление вектора поляризации, можно выяснить, сохраняется ли чётность во вз-ствии, обусловливающем процесс. *Изотопическая инвариантность* сильного вз-ствия приводит к соотношениям между сечениями разл. процессов, а также к запрету нек-рых процессов. Напр., при столкновении двух дейтронов не могут образоваться α-ч-ца и π^0-мезон. Эксп. исследование этого процесса подтвердило справедливость изотопич. инвариантности.

Условие унитарности S-матрицы, являющееся следствием сохранения полной вероятности, также накладывает ограничения на матричные элементы процессов. Так, из этого условия вытекает *оптическая теорема*.

Из общих принципов квант. теории (*микропричинности условия*, *релятивистской инвариантности* и др.) следует, что элементы S-матрицы — аналитич. ф-ции в нек-рых областях комплексных переменных. Аналитичность S-матрицы позволяет получить ряд соотношений между определяемыми из опыта величинами — *дисперсионные соотношения*, *Померанчука теорему* и др.

В случае упр. рассеяния бесспиновых ч-ц решение *Шрёдингера уравнения* для волн. ф-ции $\psi(\boldsymbol{r})$ при $r \to \infty$ имеет вид:

$$\psi(\boldsymbol{r})_{r\to\infty} \sim e^{ikr} + f(\vartheta)\frac{e^{ikr}}{r}. \qquad (2)$$

Здесь r — расстояние между ч-цами, $k = p/\hbar$ — волновой вектор, $\boldsymbol{p}$ — импульс в с. ц. и. сталкивающихся ч-ц, ϑ — угол рассеяния, $f(\vartheta)$ — амплитуда рассеяния, зависящая от угла рассеяния и энергии столкновения. Первый член в этом выражении описывает падающие ч-цы, второй — рассеянные. Дифф. сечение рассеяния оп-

ределяется как отношение числа ч-ц, рассеянных за ед. времени в элемент телесного угла $d\Omega$, к плотности потока падающих ч-ц. Сечение рассеяния на угол ϑ (в с. ц. и.) в единичный телесный угол равно:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vartheta)|^2. \quad (3)$$

Амплитуду рассеяния обычно разлагают в ряд по парциальным волнам — состояниям с определённым орбит. моментом l:

$$f(\vartheta) = \frac{1}{ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(S_l-1)P_l(\cos\vartheta). \quad (4)$$

Здесь $P_l(\cos\vartheta)$ — полином Лежандра, S_l — комплексные ф-ции энергии, зависящие от хар-ра вз-ствия и явл. элементами S-матрицы (в представлении, в к-ром диагональны энергия, момент импульса и его проекция). Если число падающих на центр ч-ц с моментом l равно числу идущих от центра ч-ц с тем же моментом (упр. рассеяние), то $|S_l|=1$. В общем случае $|S_l|\leqslant 1$. Эти условия — следствие условия унитарности S-матрицы. Если возможно только упр. рассеяние, то $S_l = e^{2i\delta_l}$ и рассеяние в состояние с данным l характеризуется только одним веществ. параметром δ_l — фазой рассеяния. Если $\delta_l=0$ при нек-ром l, то рассеяние в состояние с орбит. моментом l отсутствует.

Полное сечение упр. рассеяния равно:

$$\sigma^{\text{упр}} = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l^{\text{упр}}, \quad (5)$$

$$\sigma_l^{\text{упр}} = \pi\lambda^2(2l+1)\,|S_l-1|^2, \quad (6)$$

где $\sigma_l^{\text{упр}}$ — парц. сечение упр. рассеяния ч-ц с орбит. моментом l, $\lambda = 1/k$ — дл. *волны де Бройля* ч-цы. При $S_l=-1$ сечение $\sigma_l^{\text{упр}}$ достигает максимума и равно:

$$\left(\sigma_l^{\text{упр}}\right)_{\text{макс}} = 4\pi\lambda^2(2l+1); \quad (7)$$

при этом $\delta_l=\pi/2$ (резонанс в рассеянии). Т. о., при резонансе сечение процесса определяется де-бройлевской длиной волны λ и для медл. ч-ц, для к-рых $\lambda \gg R_0$, где R_0 — радиус действия сил, намного превосходит величину πR_0^2 (классич. сечение рассеяния). Это явление (необъяснимое с точки зрения классич. теории рассеяния) обусловлено волн. природой микрочастиц.

Др. проявлением волн. природы микрочастиц явл. дифракционное рассеяние — упр. рассеяние быстрых ч-ц на малые углы $\vartheta \sim \lambda/R_0$ (при $\lambda \ll R_0$), обусловленное отклонением де-бройлевских волн налетающих ч-ц в область геом. тени, возникающей за рассеивающей ч-цей (см. рис. в ст. *Сечение*). Т. о., дифракц. рассеяние аналогично явлению *дифракции света*.

Зависимость сечения рассеяния от энергии вблизи резонанса определяется ф-лой Брейта — Вигнера:

$$\sigma_l = 4\pi\lambda^2(2l+1)\frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}, \quad (8)$$

где E_0 — энергия, при к-рой сечение достигает максимума (положение резонанса), а Γ — ширина резонанса. При $E=E_0\pm{}^1/_2\Gamma$ сечение σ_l равно ${}^1/_2\,\sigma_l^{\text{макс}}$.

Полное сечение всех неупр. процессов равно:

$$\sigma^{\text{неупр}} = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l^{\text{неупр}}, \quad (9)$$

$$\sigma_l^{\text{неупр}} = \pi\lambda^2(2l+1)(1-|S_l|^2). \quad (10)$$

Условие унитарности ограничивает величину парц. сечения для неупр. процессов:

$$\sigma_l^{\text{неупр}} \leqslant \pi\lambda^2(2l+1). \quad (11)$$

Для короткодействующих потенциалов вз-ствия осн. роль играют фазы рассеяния с $l \leqslant R_0/\lambda$, где R_0 — радиус действия сил; величина $l\lambda$ определяет миним. расстояние, на к-рое может приблизиться к центру сил свободная ч-ца с моментом l (прицельный параметр в квант. теории). При $R_0/\lambda \ll 1$ (малые энергии) следует учитывать только парц. волну с $l=0$ (S-волну). Амплитуда рассеяния в этом случае равна:

$$f \approx \frac{1}{2ik}(e^{2i\delta_0}-1) = \frac{1}{k\,\mathrm{ctg}\,\delta_0 - ik}, \quad (12)$$

и сечение рассеяния не зависит от ϑ — рассеяние сферически симметрично. При малых энергиях

$$k\,\mathrm{ctg}\,\delta_0 \approx -\frac{1}{a}+\frac{1}{2}r_0k^2. \quad (13)$$

Параметры a и r_0 наз. соотв. длиной рассеяния и эффективным радиусом рассеяния. Их находят из опыта, и они явл. важными хар-ками сил, действующих между ч-цами. Длина рассеяния равна по величине и противоположна по знаку амплитуде рассеяния при $k=0$. Полное сечение рассеяния при $k=0$ равно: $\sigma_0 = 4\pi a^2$.

Если у ч-ц имеется связ. состояние с малой энергией связи, то их рассеяние при $R_0/\lambda \ll 1$ носит резонансный хар-р. Типичный пример — рассеяние нейтронов протонами в состоянии с полным спином $J=1$, в к-ром система нейтрон — протон имеет связ. состояние (дейтрон). В этом случае длина рассеяния a отрицательна, а сечение рассеяния зависит только от энергии связи.

Если параметр R_0/λ невелик, фазы рассеяния могут быть получены из измеряемых на опыте сечений, поляризаций и др. величин. Эта процедура наз. фазовым анализом. Найденные фазы рассеяния сравниваются с предсказаниями теории и позволяют получить важную информацию о хар-ре вз-ствия.

Один из осн. приближённых методов теории рассеяния — *возмущений теория*. Если падающая плоская волна, описывающая нач. ч-цы, слабо возмущается потенциалом вз-ствия, то применимо т. н. борновское приближение (первый член ряда теории возмущений). Амплитуда упр. рассеяния в борновском приближении равна:

$$f(\vartheta) = 2\mu\int_0^{\infty} V(r)\frac{\sin(qr)}{qr}r^2dr, \quad (14)$$

где $q = 2k\sin(\vartheta/2)$, $V(r)$ — потенциал вз-ствия.

Для описания процессов рассеяния при высоких энергиях используются методы квант. теории поля, в частности метод *Фейнмана диаграмм*. Напр., упр. рассеяние эл-нов (e^-) протонами (p) в низшем порядке теории возмущений обусловлено обменом фотоном между эл-ном и протоном (диаграмма Фейнмана, рис. 2). В выражении для сечения этого процесса входят зарядовый и магнитный *формфакторы* протона — величины, характеризующие распределение электрич. заряда и магн. момента протона. Информация о них может быть получена непосредственно из эксп. значений сечения упр. рассеяния эл-нов протонами. При достаточно высоких энергиях наряду с упругим e^-p-рассеянием становятся возможными неупр. процессы образования адронов. Если на опыте регистрируются только рассеянные эл-ны, то тем самым измеряется сумма сечений всех возможных процессов $e^- + p \to e^- + X$ (сечение инклюзивного процесса), где X — любая возможная совокупность образующихся в реакции адронов. Эти опыты позволили получить важную информацию о структуре нуклона.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Краткий курс теоретической физики, кн. 2 — Квантовая механика, М., 1972; Ситенко А. Г., Лекции по теории рассеяния, К., 1971. См. также лит. при ст. *Квантовая механика*.
С. М. Биленький.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА, изменение к.-л. хар-ки потока *оптического излучения* (света) при его вз-ствии с в-вом. Этими хар-ками могут быть пространств. распределение интенсивности, частотный спектр, *поляризация света*. Часто Р. с. наз. только явление несобств. свечения среды, обусловленное рассеянием на пространств. неоднородностях среды.

Последоват. описание Р. с. возможно в рамках квант. теории вз-ствия излучения с в-вом, основанной на *квантовой электродинамике* и квант. представлениях о строении в-ва. В этой теории единичный акт Р. с. рассматривается как поглощение ч-цей в-ва падающего *фотона* с энергией $\hbar\omega$, импульсом (кол-вом движения) $\hbar k$ и поляризацией μ, а затем испускание фотона с энергией $\hbar\omega'$, импульсом $\hbar k'$ и поляризацией μ'. Здесь ω и ω' — частоты падающего и рассеянного излучений, k и k' — *волновые векторы*. Если энергия испущенного фотона равна энергии поглощённого (т. е. при $\omega=\omega'$), Р. с. наз. рэлеевским, или упругим. При $\omega \neq \omega'$ Р. с. сопровождается перераспределением энергии между излучением и в-вом и его наз. неупругим.

Во мн. случаях оказывается достаточным описание Р. с. в рамках волн. теории излучения. С точки зрения этой теории падающая световая волна возбуждает в ч-цах среды *вынужденные колебания* электрич. зарядов («токи»), к-рые становятся источниками вторичных световых волн.

Количеств. хар-кой Р. с. при классич. и при квант. описании явл. дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma$, определяемое как отношение *потока излучения* dJ, рассеянного в малый элемент телесного угла $d\Omega$, к величине J_0 падающего потока: $d\sigma=dJ/J_0$. Полное сечение рассеяния σ есть сумма $d\sigma$ по всем направлениям, т. е. по всем $d\Omega$ (сечение имеет размерность $см^2$). При упругом рассеянии можно считать, что σ — размер площадки, «не пропускающей свет» в направлении его первоначального распространения. Неполной, но наглядной хар-кой Р. с. служит *индикатриса* рассеяния — кривая, графически отображающая зависимость интенсивности рассеянного света от угла рассеяния.

Вследствие разнообразия факторов, определяющих Р. с., трудно развить единый детальный способ его описания для разл. случаев. Поэтому рассматривают идеализированные ситуации с разной степенью адекватности самому явлению.

Р. с. отдельным электроном с большой точностью явл. упругим процессом, для к-рого σ не зависит от ω (т. н. томсоновское Р. с.): $\sigma=(8\pi/3)r_0^2=6{,}65\cdot10^{-25}$ $см^2$ (где $r_0=e^2/mc^2$ — т. н. классич. радиус эл-на, много меньший длины волны света; e и m — заряд и масса эл-на). Индикатриса рассеяния неполяризованного света в этом случае такова, что интенсивность света, рассеянного вперёд или назад (под углами 0° и 180°), вдвое больше, чем под углом 90°.

Осн. особенность Р. с. отд. атомом — сильная зависимость сечения рассеяния от частоты. Если частота ω падающего света мала по сравнению с частотой ω_0 собств. колебаний ат. эл-нов (соответствующей частоте собств. поглощения атома), то $\sigma\sim\omega^4$ или $\sigma\sim\lambda^{-4}$ (λ — длина волны света). Эта зависимость, найденная на основе представления об атоме как об электрич. *диполе*, колеблющемся в поле световой волны, наз. *Рэлея законом*. При $\omega\approx\omega_0$ сечения резко возрастают, достигая при резонансе ($\omega=\omega_0$) очень больших значений $\sigma\sim\lambda^2\sim10^{-10}$ $см^2$. Резонансное Р. с. по существу явл. резонансной флуоресценцией (см. *Люминесценция*). Индикатриса рассеяния неполяризованного света атомами аналогична описанной для свободных эл-нов. Р. с. отд. атомами наблюдается в разреженных газах.

При Р. с. молекулами наряду с рэлеевскими (несмещёнными) линиями в спектре рассеяния появляются линии неупругого Р. с. (смещённые по частоте). Относит. смещения $|\omega-\omega'|/\omega\sim10^{-3}$—$10^{-5}$, а интенсивность смещённых линий составляет лишь 10^{-3}—10^{-6} интенсивности рэлеевской. Неупругое Р. с. молекулами наз. *комбинационным рассеянием света*.

Р. с. мелкими частицами обусловливает класс явлений, к-рые можно описать на основе теории *дифракции света* на диэлектрич. ч-цах. Мн. характерные особенности Р. с. ч-цами удаётся проследить в рамках строгой теории, разработанной для сферич. ч-ц англ. учёным А. Лявом (1889) и нем. учёным Г. Ми (1908, теория Ми). Когда радиус ч-цы r много меньше длины волны света λ_n в в-ве, Р. с. на ней аналогично нерезонансному Р. с. атомом. Сечение (и интенсивность) Р. с. в этом случае сильно зависит от r и от разности *диэлектрических проницаемостей* ε и ε_0 рассеивающего в-ва и окружающей среды: $\sigma\sim\lambda_n^{-4}r^6(\varepsilon-\varepsilon_0)^2$ (англ. физик Дж. У. Рэлей, 1871). С увеличением r до $r\sim\lambda_n$ и более (при условии $\varepsilon>1$) в индикатрисе рассеяния появляются резкие максимумы и минимумы — вблизи т. н. резонансов Ми ($2r=m\lambda_n$, $m=1, 2, 3, \ldots$) сечения сильно возрастают и становятся равными $6\pi r^2$; рассеяние вперёд усиливается, назад — ослабевает; зависимость поляризации света от угла рассеяния значительно усложняется.

Р. с. большими частицами ($r\gg\lambda_n$) рассматривают на основе законов *геометрической оптики* с учётом интерференции лучей, отражённых и преломлённых на поверхностях ч-ц. Важная особенность этого случая — периодический (по углу) характер индикатрисы рассеяния и периодич. зависимость сечения от параметра r/λ_n. Р. с. на крупных ч-цах обусловливает *ореолы*, радуги, гало и др. явления, происходящие в аэрозолях, туманах и пр.

Р. с. средами, состоящими из большого числа ч-ц, существенно отличается от Р. с. отд. ч-цами. Это связано, во-первых, с *интерференцией волн*, рассеянных отд. ч-цами, между собой и падающей волной; во-вторых, во мн. случаях важны эффекты многократного рассеяния (переизлучения), когда свет, рассеянный одной ч-цей, вновь рассеивается другими; в-третьих, вз-ствие ч-ц друг с другом не позволяет считать их движения независимыми.

Л. И. Мандельштам показал (1907), что принципиально необходимым для Р. с. в сплошной среде явл. нарушение её оптич. однородности, при к-ром *преломления показатель* среды не постоянен, а меняется от точки к точке. В безграничной и полностью однородной среде волны, упруго рассеянные отд. ч-цами по всем направлениям, не совпадающим с направлением первичной волны, взаимно «гасятся» в результате интерференции. Оптич. неоднородностями (кроме границ среды) явл. включения инородных ч-ц, а при их отсутствии — *флуктуации* плотности, анизотропии и концентрации, к-рые возникают в силу статистич. природы теплового движения ч-ц.

Если *фаза* рассеянной волны однозначно определяется фазой падающей волны, Р. с. наз. когерентным, в противном случае — некогерентным. По ист. традиции Р. с. отд. молекулой (атомом) часто наз. когерентным, если оно рэлеевское, и некогерентным, если оно неупруго. Такое деление условно: рэлеевское Р. с. может являться некогерентным процессом так же, как и комбинационное. Строгое решение вопроса о когерентности при Р. с. тесно связано с понятием *квантовой когерентности* и статистикой излучения (см. *Статистическая оптика*). Резкое различие в пространств. распределении когерентного и некогерентного рассеянного света обусловлено тем, что при некогерентном Р. с. вследствие нерегулярного, случайного распределения неоднородностей в среде фазы вторичных волн случайны по отношению друг к другу; поэтому при интерференции не происходит полного взаимного гашения волн, распространяющихся в произвольном направлении.

Впервые на Р. с. тепловыми флуктуациями (его наз. молекулярным Р. с.) указал польск. физик М. Смолуховский в 1908. Он развил теорию мол. Р. с. разреженными газами, в к-рых положение каждой отд. ч-цы можно с хорошей степенью точности считать не зависящим от положений др. ч-ц, что явл. причиной случайности фаз волн, рассеянных каждой ч-цей. Вз-ствием ч-ц между собой в ряде случаев можно пренебречь. Это позволяет считать, что интенсивность света, некогерентно рассеянного коллективом ч-ц, есть простая сумма интенсивностей света, рассеянного отд. ч-цами. Суммарная интенсивность пропорциональна плотности газа. В оптич. тонких средах (см. *Оптическая толщина*) Р. с. сохраняет мн. черты, свойственные Р. с. отд. молекулами (атомами). Так, в атмосфере Земли сечение рассеяния солнечного света на флуктуациях плотности характеризуется той же зависимостью $\sigma\sim\lambda^{-4}$, что и нерезонансное Р. с. отд. ч-цами. Этим объясняется цвет неба: высокочастотную (голубую) составляющую спектра лучей Солнца атмосфера рассеивает гораздо сильнее, чем низкочастотную (красную). [В оптически плотных средах чрезвычайно существенным становится многократное рассеяние (переизлучение).] Весьма сложная картина воз-

никает при резонансной флуоресценции в том случае, когда в объёме, равном λ^3, находится большое число ч-ц. В этих условиях коллективные эффекты становятся определяющими; Р. с. может происходить по необычному для газа типу, напр. приобретает характер металлич. отражения от поверхности газа.

Мол. Р. с. чистыми, без примесей, тв. и жидкими средами отличается от нерезонансного Р. с. газами вследствие коллективного характера флуктуаций показателя преломления (обусловленных флуктуациями плотности и темп-ры среды при наличии достаточно сильного вз-ствия ч-ц друг с другом). Теорию упругого Р. с. жидкостями развил в 1910, исходя из идей М. Смолуховского, А. Эйнштейн. Эта теория основывалась на предположении, что размеры оптич. неоднородностей в среде малы по сравнению с длиной волны света. Вблизи к р и т и ч е с к и х т о ч е к (см. *Критическое состояние*) фазовых переходов интенсивность флуктуаций значительно возрастает и размеры областей неоднородностей становятся сравнимы с длиной волны света, что приводит к резкому усилению Р. с. средой — *опалесценции критической*, осложнённой явлением переизлучения.

В растворах дополнит. причиной Р. с. явл. флуктуации концентрации; на поверхности раздела двух несмешивающихся жидкостей — флуктуации этой поверхности (Мандельштам, 1913). Вблизи критич. точек (точки осаждения в первом случае, точки расслоения во втором) возникают явления, родственные критич. опалесценции.

Движение областей неоднородностей среды приводит к появлению в спектрах Р. с. смещённых по частоте линий. Типичным примером может служить Р. с. на упругих волнах плотности (*гиперзвуке*) — т. н. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*.

Всё сказанное выше относилось к Р. с. сравнительно малой интенсивности. В 60—70-е гг. 20 в. после создания сверхмощных источников оптич. излучения узкого спектрального состава (*лазеров*) стало возможным изучение рассеяния чрезвычайно сильных световых потоков, к-рому свойственны характерные отличия. Так, напр., при резонансном рассеянии сильного *монохроматического света* на отд. атоме вместо рэлеевских линий появляются дублеты — две близко расположенные линии (в данном случае свет рассеивает атом, состояние к-рого уже изменено действием сильного эл.-магн. поля). Др. особенность рассеяния сильного света заключается в интенсивном характере т. н. вынужденных процессов в в-ве, резко меняющих хар-ки Р. с. (подробнее см. в статьях *Вынужденное рассеяние света* и *Нелинейная оптика*).

Явление Р. с. широко используется при самых разнообразных исследованиях в физике, химии, в разл. областях техники. Спектры Р. с. позволяют определять мол. и ат. хар-ки в-в, их упругие, релаксационные и др. постоянные. В ряде случаев эти спектры явл. единственным источником информации о запрещённых переходах (см. *Запрещённые линии*) в молекулах. На Р. с. основаны мн. методы определения размеров и формы мелких ч-ц, что особенно важно, напр., при измерении атм. видимости и при исследовании полимерных растворов. Процессы вынужденного Р. с. лежат в основе *лазерной спектроскопии* и широко используются в лазерах с перестраиваемой частотой.

● Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; В о л ь к е н ш т е й н М. В., Молекулярная оптика, М.—Л., 1951; Х ю л с т Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; Ф а б е л и н с к и й И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Ш а п т е л Р., П у т х о ф Г., Основы квантовой электроники, пер. с англ., М., 1972.

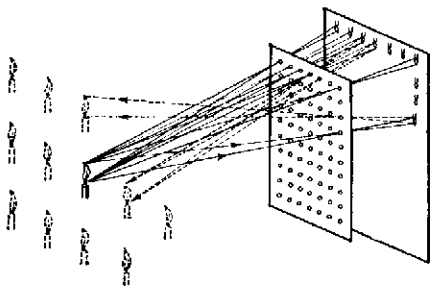
С. Г. Пржибельский.

РАССЕ́ЯНИЯ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТ в оптике, безразмерное отношение *потока излучения*, рассеиваемого данным телом, к падающему на него потоку излучения. См. также *Рассеяние света*.

РАССЕ́ЯНИЯ ПОКАЗА́ТЕЛЬ среды в оптике, величина, обратная расстоянию, на к-ром *поток излучения* в виде параллельного пучка лучей ослабляется за счёт рассеяния света в среде в 10 (десятичный Р. п.) или в e (натуральный Р. п.) раз. Р. п. существенно зависит от λ (частоты ν) рассеиваемого оптического излучения. См. *Рассеяние света*.

РАСТР (растровая система) (от лат. rastrum — грабли, мотыга), система, состоящая из большого числа одинаковых элементов (отверстий, линз, призм, частичек в-ва и т. д.), определённым образом расположенных на к.-л. поверхности и служащая для структурного преобразования направленного пучка света. В зависимости от вида элементов Р. подразделяются на щелевые, линзовые, призматические и т. д. Поверхность Р. может быть плоской, конич., сферич. и др. формы. По хар-ру распределения растровых элементов различают Р. р е г у л я р н ы е, в к-рых элементы расположены в определённом порядке, и н е р е г у л я р н ы е. Регулярные Р. подразделяются на параллельные, радиальные, круговые, сотовые (гексагональные) и др. Р. с элементами, не изменяющими хода падающих на них лучей, наз. механическими (щелевые). Р., фокусирующие лучи, наз. о п т и ч е с к и м и (зеркальные, линзовые). По хар-ру вз-ствия со световым пучком Р. подразделяются на светопропускающие (прозрачные Р.) и светоотражающие (отражающие Р.). Наиб. широко применяются оптич. плоские Р. со сферич., цилиндрич. или конич. линзовыми элементами.

На практике используются следующие осн. св-ва Р.: м н о ж а щ е е, позволяющее получать большое число одинаковых оптич. изображений одного и того же предмета (рис.); а н а л и з и р у ю щ е е, заключающееся в способности Р. разлагать оптич. изображение на большое число элем. частей (точек, линий и т. п.); и н т е г р и р у ю щ е е, обратное анализирующему, определяющее способность Р. воссоздавать одно (целостное) про-



Схема, поясняющая множащее св-во растра. Растр позволяет получать изображение объекта в пр-ве изображений (на экране) и в пр-ве предметов.

странств. изображение предмета из его элем. частей.

Р. применяется в полиграфии для печатания полутоновых чёрно-белых и цветных изображений; в фотографии — для получения стереоскопич. и (или) цветных изображений; в науч. фотографии, напр. для высокоскоростной растровой фоторегистрации, и во мн. др. областях науки и техники.

Осн. методы изготовления Р.— механический и фотографический. Первый состоит в прессовке или отливке пластмассы (часто на стеклянной подложке) с помощью заранее подготовл. матрицы. При фотогр. методе растры изготавливают путём задубливания светочувствит. желатины, политой на стекло.

● В а л ю с Н. А., Растровые оптические приборы, М., 1966.

РА́СТРОВЫЙ ЭЛЕКТРО́ННЫЙ МИКРОСКО́П, см. *Электронный микроскоп*.

РАСТЯЖЕ́НИЕ (сжатие), простейшая деформация, возникающая в призматич. брусе, когда к его концу (торцу) приложена система сил, приводящая к силе F, направленной вдоль оси бруса. При Р. поперечные сечения остаются плоскими, а норм. напряжения σ в поперечном сечении распределены равномерно и равны: $\sigma = F/S$, где S — площадь поперечного сечения. Удлинение Δl бруса длины l при упругих деформациях определяется ф-лой $\Delta l = Fl/ES$, где ES — жёсткость при Р., E — модуль упругости. При удлинении бруса его поперечное сечение уменьшается. Отношение относит. уменьшения поперечного сечения ε' к относит. удлинению ε упругого бруса численно равно к о э ф ф и ц и е н т у П у а с с о н а ν. Зависимость между σ и ε служит механич. хар-кой материала; она находится из

опытов на испытат. машинах. В пределах линейной упругости $\sigma = E\varepsilon$. Если σ больше предела текучести σ_s, зависимость между σ и ε более сложная (см. *Пластичность*). *И. В. Кеппен.*

РАСХО́Д жидкости (газа), количество жидкости (газа), протекающее в единицу времени через поперечное сечение потока. Если кол-во в-ва измеряется по объёму протекающей жидкости, то Р. наз. объёмным (Q_0), если же по массе жидкости, то массовым ($Q_м$). Для установившегося потока Р. определяется выражениями $Q_0 = vS$ и $Q_м = \rho Q_0$, где S — пл. поперечного сечения потока, ρ — плотность в-ва, v — ср. скорость в сечении. Для потока, протекающего по трубопроводу, объёмный Р. несжимаемой жидкости постоянен во всех сечениях, а для сжимаемой жидкости неизменен вдоль потока массовый Р.

РАСХОДИ́МОСТИ, краткое наименование матем. трудностей аппарата *квантовой теории поля* (КТП), заключающихся в том, что выражения для нек-рых наблюдаемых на опыте физ. величин, вычисленные по теории возмущений, получаются бесконечно большими. Существуют два типа Р.: инфракрасные Р., возникающие при интегрировании по четырёхмерным импульсам p (т. е. трёхмерным импульсам и энергиям) в области малых p, и ультрафиолетовые Р.— в области больших p. Инфракрасные Р. типичны для вз-ствий, в к-рых участвуют безмассовые дальнодействующие поля, напр. электромагнитное, и отражают трудности классич. электродинамики, обусловленные медл. спаданием эл.-магн. потенциалов на больших расстояниях от источника. Ультрафиолетовые Р. присущи всем вз-ствиям релятив. полей и обусловлены их локальным хар-ром (см. *Локальное взаимодействие*). Эти Р. явл. отражением и обобщением трудностей классич. электродинамики при описании точечных зарядов (напр., бесконечная собств. энергия точечного эл-на). Наличие ультрафиолетовых Р. в своё время было значит. препятствием для развития КТП, в частности *квантовой электродинамики*. Корректная их трактовка и исключение из теор. выражений для наблюдаемых на опыте величин стали возможными в результате создания в кон. 40-х гг. метода *перенормировок*. *Д. В. Ширков.*

РЕАКТОР-РАЗМНОЖИ́ТЕЛЬ (бридер), *ядерный реактор*, в к-ром число образовавшихся делящихся ядер больше числа уничтоженных, т. е. осуществляется расширенное воспроизводство делящихся ядер. Циклы воспроизводства осн. на двух группах *ядерных реакций*. В ураново-плутониевом цикле неделящееся медленными нейтронами ядро ^{238}U превращается в делящееся ядро ^{239}Pu:

$$^{238}_{92}\mathrm{U}\,(n,\gamma)\,^{239}_{92}\mathrm{U}\xrightarrow{\beta^-}{}^{239}_{93}\mathrm{Np}\xrightarrow{\beta^-}{}^{239}_{94}\mathrm{Pu}.$$

осколки

Р.-р. характеризуется коэфф. воспроизводства $K_в$ — отношением скорости образования делящихся ядер к скорости уничтожения. Для получения $K_в > 1$ необходимо, чтобы на одно поглощение нейтрона ядром ^{239}Pu приходилось больше двух рождающихся нейтронов ($\nu > 2$). Из-за поглощения нейтронов в конструкц. материалах и продуктах деления необходимо $\nu > 2{,}2$—$2{,}3$ (см. *Ядерные цепные реакции*). Когда ядро ^{239}Pu поглощает медленный нейтрон, возникает $\nu = 2{,}0$ нейтрона; если оно поглощает быстрый нейтрон (500 кэВ), $\nu = 2{,}7$ нейтрона. Ядра ^{238}U делятся нейтронами с энергией $\mathcal{E} > 1{,}5$ МэВ; возникшие при этом нейтроны ($\nu \sim 2{,}5$) вносят дополнит. вклад в $K_в$. Наиболее перспективными оказались Р.-р. на быстрых нейтронах с уран-плутониевым циклом: $K_в = 1{,}2$—$1{,}6$. Пока в реакторах на быстрых нейтронах используют в качестве горючего ^{239}U, но в будущем в них будет сжигаться смесь ^{238}U и ^{239}Pu.

В ториевом цикле ядро неделящегося ^{232}Th, захватывая нейтрон, превращается в итоге в делящееся ядро ^{233}U:

$$^{232}_{90}\mathrm{Th}\,(n,\gamma)^{233}_{90}\,\mathrm{Th}\xrightarrow{\beta^-}{}^{233}_{91}\mathrm{Pa}\xrightarrow{\beta^-}{}^{233}_{92}\,\mathrm{U}\,.$$

осколки

Для Р.-р. на тепловых нейтронах и ториево-урановом цикле $K_в = 1{,}0$—$1{,}1$. Для получения необходимого кол-ва ^{233}U реактор должен начать работу на ^{235}U или ^{239}Pu.

В Р.-р. активная зона окружена слоем из воспроизводящего вещества, наз. зоной воспроизводства. Через реактор прокачивается жидкий Na, к-рый практически не замедляет быстрых нейтронов, но хорошо отводит тепло. Проектируемые Р.-р. с гелиевым теплоносителем будут обладать наивысшими $K_в$. Мощность Р.-р. может регулироваться перемещением стержней с ^{238}U.

Если ядерные реакторы на тепловых нейтронах могут «сжечь» 0,5—1% урана, то использование Р.-р. увеличивает это число в десятки раз. Тем самым создаётся более надёжная сырьевая база для развития ядерной энергетики.

● Сиборг Г., Блум Д., Быстрые бридерные реакторы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, в. 1, с. 85—99; Казачковский О. Д. [и др.], Программа и состояние работ по быстрым реакторам в СССР, «Атомная энергия», 1977, т. 43, № 5, с. 343; Петросьянц А. М., Ядерная энергетика, 2 изд., М., 1981. *А. Д. Галанин.*

РЕА́КЦИИ СВЯЗЕЙ, для связей, осуществляемых с помощью к.-н. тел (см. *Связи механические*),— силы воздействия этих тел на точки механич. системы. В отличие от активных сил, Р. с. явл. величинами заранее неизвестными; они зависят не только от вида связей, но и от действующих на систему активных сил, а при движении — ещё и от закона движения системы и определяются в результате решения соответствующих задач механики.

Направления Р. с. в нек-рых случаях определяются видом связей. Так, если в силу наложенных связей точка

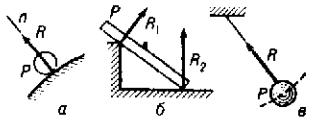


Рис. 1. Примеры связей R, наложенных на тело P: *а* — гладкая поверхность; *б* — гладкая опора; *в* — нерастяжимая гибкая нить.

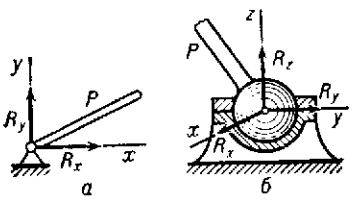


Рис. 2. Примеры реакции связи: *а* — с двумя, *б* — с тремя неизвестными составляющими.

системы вынуждена всё время оставаться на заданной гладкой (лишённой трения) поверхности, то Р. с. R направлена по нормали n к этой поверхности (рис. 1). На рис. 2 показаны: *а* — гладкий цилиндрич. шарнир (подшипник), для к-рого неизвестны две (R_x и R_y), и *б* — гладкий сферич. шарнир, для к-рого неизвестны все три (R_x, R_y, R_z) составляющие Р. с. Для шероховатой поверхности Р. с. имеет две составляющие: нормальную и касательную, называемую силой трения.

В общем случае при решении задач динамики пользуются принципом освобождаемости, т. е. несвободную механич. систему рассматривают как свободную, прилагая к её точкам некрые силы, подобранные так, чтобы во всё время движения системы выполнялись условия, налагаемые на неё связями; эти силы и наз. Р. с. *С. М. Таре.*

РЕА́КЦИЯ ИЗЛУЧЕ́НИЯ (радиационное трение), сила, действующая на электрон или др. заряженную частицу со стороны создаваемого им поля электромагнитного излучения. Движение заряда с ускорением приводит к излучению эл.-магн. волн, поэтому система движущихся с ускорением зарядов не явл. замкнутой — в ней не сохраняются энергия и импульс. Такая система ведёт себя как механич. система при наличии сил трения (диссипативная система), к-рые вводятся для описания факта несохранения энергии в системе вследствие её вз-ствия со средой. Аналогично передачу энергии (и импульса) заряж. ч-цей эл.-магн. полю излучения можно

описать как «лучистое трение». Зная теряемую в ед. времени энергию (интенсивность излучения; см. *Излучение*), можно определить силу трения. Для эл-на, движущегося в огранич. области пр-ва со ср. скоростью, малой по сравнению со скоростью света в вакууме c, сила трения выражается ф-лой (полученной впервые голл. физиком Х. Лоренцем): $F=(2e^2/3c^3)\times \times da/dt$, где a — ускорение. Р. и. приводит к затуханию колебаний заряда, что проявляется в уширении спектр. линии излучения (т. н. естеств. ширина линии).

Р. и. представляет собой часть силы, действующей на заряд со стороны созданного им эл.-магн. поля (самодействия). Необходимость её учёта приводит к принцип. трудностям, тесно связанным с проблемой структуры эл-на, природы его массы и др. При строгой постановке задачи следует рассматривать динамич. систему из зарядов и эл.-магн. поля, к-рая описывается двумя системами ур-ний: ур-ниями движения ч-ц в поле и ур-ниями поля, определяемого расположением и движением заряж. ч-ц. Однако практически имеет смысл лишь приближённая постановка задачи методом последоват. приближений. Напр., сначала находится движение эл-на в заданном поле (без учёта собств. поля), затем — поле заряда по его заданному движению и далее, в кач-ве поправки,— влияние этого поля на движение заряда, т. е. Р. и. Такой метод даёт хорошие результаты для излучения с длиной волны $\lambda \gg r_0=e^2/mc^2$ (где m — масса эл-на, $r_0\approx 2\cdot 10^{-13}$ см — его «классич. радиус»). Реально уже при λ порядка *комптоновской длины волны* эл-на $\hbar/mc \sim 10^{-11}$ см необходимо учитывать квантовые эффекты. Поэтому приближённый метод учёта Р. и. справедлив во всей области применимости классической электродинамики.

В квант. электродинамике — тот же подход к проблеме (осн. на методе последоват. приближений, т. е. методе *возмущений теории*), но её методы позволяют учесть Р. и. практически с любой степенью точности, причём не только «диссипативную» часть Р. и. (обусловливающую уширение спектр. линий), но и «потенц.» часть — эфф. изменение внеш. поля, в к-ром движется эл-н. Это проявляется в изменении уровней энергии, а также эфф. сечений процессов столкновений ч-ц (см. *Сдвиг уровней*, *Радиационные поправки*).

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2).

В. Б. Берестецкий.

РЕА́ЛЬНЫЙ ГАЗ, газ, св-ва к-рого (в отличие от *идеального газа*) зависят от вз-ствия молекул. В обычных условиях, когда ср. потенц. энергия *межмолекулярного взаимодействия* много меньше ср. кинетич. энергии молекул, св-ва Р. г. и идеального различаются незначительно (см. *Газ*). Св-ва этих газов резко различны при высоких давлениях и низких темп-рах, когда начинают проявляться квант. эффекты.

РЕВЕРБЕРАЦИО́ННАЯ КА́МЕРА, помещение для акустич. измерений, в к-ром звук по возможности полностью отражается от ограждающих поверхностей и в каждой точке к-рого звук. давление в среднем одинаково, а приход звук. волн с разных направлений равновероятен. Для увеличения отражения внутр. поверхность Р. к. облицовывают материалами с мин. звукопоглощением. Диффузность звук. поля достигается неправильностью формы Р. к., созданием неровностей на стенах, а также развешиванием в случайном порядке отражающих элементов. Обычно Р. к. изолируют от внеш. шумов и вибраций.

В Р. к. производят измерения коэфф. звукопоглощения материалов, градуировку измерит. микрофонов и шумомеров, измерения мощности излучения громкоговорителей, акустич. излучения машин и др. источников шума, субъективные исследования слуха. Две смежные Р. к. с общим проёмом в одной из стен применяются для изучения звукоизолирующих св-в разл. материалов и конструкций в архитектурной и строит. акустике. Качество Р. к. характеризуется временем реверберации и равномерностью звук. поля.

● Блинова Л. П., Колесников А. Е., Лангане Л. Б., Акустические измерения, М., 1971.

РЕВЕРБЕРА́ЦИЯ (позднелат. reverberatio — отражение, от лат. reverbero — отбиваю, отбрасываю), процесс постепенного затухания звука в закрытых помещениях после выключения его источника. Возд. объём помещения представляет собой колебат. систему с очень большим числом собств. частот. Каждое из собств. колебаний характеризуется своим коэфф. затухания, зависящим от поглощения звука при его отражении от ограничивающих поверхностей и при его распространении. Поэтому возбуждённые источником собств. колебания разл. частот затухают неодновременно. Р. оказывает значит. влияние на слышимость речи и музыки в помещении, т. к. слушатели воспринимают прямой звук на фоне ранее возбуждённых колебаний возд. объёма, спектр к-рых изменяется во времени в результате постепенного затухания отдельных собств. колебаний.

Длительность Р. характеризуется временем реверберации, т. е. временем, в течение к-рого интенсивность звука уменьшается в 10^6 раз, а его уровень на 60 дБ. Время Р.— важнейший фактор, определяющий акустич. качество помещения (см. также *Архитектурная акустика*). Оно тем больше, чем больше объём помещения (или время свободного пробега звука) и чем меньше поглощение на ограничивающих поверхностях. Измеряют время Р., записывая процесс убывания уровня звукового давления после выключения источника; для этого применяют самописцы с логарифмич. шкалой.

Р. наз. также послезвучание, наблюдаемое в море в результате отражения и рассеяния исходного звука от дна (донная Р.), взволнованной поверхности (поверхностная Р.) и неоднородностей водной среды, рыб и др. биол. объектов (объёмная Р.).

● Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952; Фурдуев В. В., Акустические основы вещания, М., 1960.

РЕ́ДЖЕ ПОЛЮСОВ МЕ́ТОД (комплексных угловых моментов метод), в квант. механике и в квант. теории поля (КТП) — метод описания и исследования рассеяния элем. ч-ц, основанный на формальном аналитич. продолжении парциальных амплитуд из области физ. значений момента кол-ва движения $M=\hbar J$, $J=0, 1, 2, \ldots$, в область комплексных значений J. Р. п. м. был введён итал. физиком Т. Редже (T. Regge) при изучении аналитич. св-в квантовомеханич. амплитуды рассеяния. Матем. исследования процесса рассеяния показали, что *резонансы* и связанные состояния в амплитуде рассеяния появляются сериями, каждую из к-рых характеризует нек-рая функцион. зависимость между моментом J и квадратом массы (в энергетич. единицах) $t: J=\alpha(t)$. При этом резонансы данной серии возникают только при тех массах, для к-рых ф-ция $\alpha(t)$ равна целому неотрицат. числу (0, 1, 2, ...), выступающему как *спин* резонанса. Эта функцион. зависимость была названа траекторией полюса Редже вследствие того, что в парциальной амплитуде рассеяния это явление описывается слагаемыми, имеющими вид полюса:

$$\beta(t)\frac{1}{J-\alpha(t)}, \qquad (1)$$

где $\beta(t)$ — вычет полюса Редже. В области значений t, где $\alpha(t)$ действительна, целочисл. значения $\alpha(t)$ соответствуют стабильным связанным состояниям. При бо́льших значениях t, превышающих границу сплошного спектра в задаче рассеяния (кинетич. энергия ч-цы $\mathcal{E}_{\text{кин}}>0$), ф-ция $\alpha(t)$ становится комплексной: $\alpha(t)=\mathrm{Re}\alpha(t)+ +i\mathrm{Im}\alpha(t)$ (где Re — действительная, Im — мнимая часть). В этом случае ф-ла (1) приобретает вид брейт-вигнеровского резонанса, причём $\mathrm{Re}\alpha(t)$ продолжает определять положение теперь уже резонансного уровня, а $\mathrm{Im}\alpha(t)$ оказывается пропорц. полной ширине уровня Г, т. е. определяет время жизни резонанса. Эта же ф-ция $\alpha(t)$ определяет и асимптотику продолжения амплитуды рассеяния в область больших нефиз. значений квадрата переданного четырёхмерного им-

пульса (4-импульса) s (при фиксированном значении квадрата энергии t):

$$f(t, s) \sim \beta(t)(-s)^{\alpha(t)}. \qquad (2)$$

В КТП Р. п. м. не имеет строгого теор. обоснования и используется как феноменологич. схема. В силу специфич. св-ва КТП — *перекрёстной симметрии* Р. п. м. приобретает более

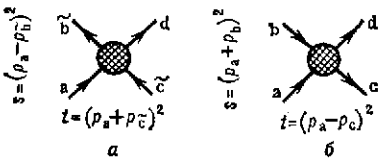


Рис. 1.

глубокое физ. содержание. Если амплитуду процесса $a + \tilde{c} \to \tilde{b} + d$ (рис. 1, *а*), зависящую от квадрата полной энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) ч-ц a и $\tilde{c}$ $t=(p_a + p_{\tilde{c}})^2$ и квадрата передачи 4-импульса $s=(p_a-p_{\tilde{b}})^2$, аналитически продолжить в область нефиз. больших значений s, то она описывает асимптотику перекрёстного процесса в s-канале, т. е. $a + b \to c + d$ с квадратом энергии в с. ц. и. $s=(p_a + p_b)^2$ и квадратом передачи 4-импульса $t=(p_a-p_c)^2$ (рис. 1, *б*). Отсюда следует, что в области больших энергий ($s \gg 1$ ГэВ^2) дифф. сечение:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim |\beta(t)|^2 s^{2\alpha(t)-2}, \qquad (3)$$

где $\alpha(t)$ — продолжение траектории Редже в физ. область процесса $a + b \to c + d$ (т. е. в область отрицат. квадратов масс t). Графически это изображается так, как будто ч-цы, рассеиваясь, обмениваются некой *квазичастицей* — т. н. р е д ж е о н о м (R), спин к-рой зависит от передачи квадрата импульса (рис. 2).

Если частицы a и c обладают *изотопическим спином* (I), *странностью* (S), *барионным зарядом* (B) и т. д., то возможны неск. траекторий Редже, также различающихся этими квант. числами. Асимптотич. же поведение сечения процесса определяется передачей квант. чисел в t-канале (т. е. квант. чисел в системе $a\tilde{c}$) соответствующих самой верхней при $t=0$

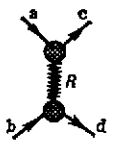


Рис. 2.

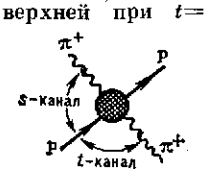


Рис. 3.

(«ведущей») траектории. Напр., процесс π^+p-рассеяния назад, $\pi^+ + p \to p + \pi^+$ (рис. 3), может идти как с передачей изотопич. спина $\Delta I=3/2$, так и с $\Delta I=1/2$, т. к. в перекрёстном t-канале в системе π^-p существуют барионные резонансы с $I=3/2$ (Δ-резонансы) и с $I=1/2$ (N-резонансы). Однако из опыта известно, что Δ-траектория лежит выше N-траектории (рис. 4), поэтому асимптотика процесса будет определяться именно траекторией Δ. Асимптотика же процесса перезарядки: $\pi^- + p \to \pi^0 + n$, к-рый идёт с $\Delta I=1$, определяется обменом

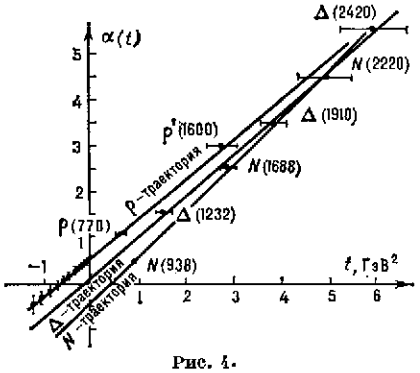


Рис. 4.

ρ-мезонной траекторией [рис. 4; там же показано, насколько хорошо «сшивается» траектория в области резонансов ($t > 0$) и в области рассеяния ($t < 0$)]. Эксперим. точки в области $t < 0$ получены в результате обработки по ф-ле (3) данных по перезарядке.

Р. п. м. позволяет разбить все процессы с небольшой передачей импульса на неск. классов, отличающихся разной передачей квант. чисел и, следовательно, разной асимптотикой: а) процессы с обменом квант. числами вакуума ($\Delta I=0$, $\Delta B=0$ и т. д.) или с обменом т. н. особенностью Померанчука (к-рая не связана с к.-л. резонансами и, в отличие от других траекторий, не явл. полюсом; вопрос о её природе нельзя считать окончательно решённым). Эти процессы характеризуются постоянными (точнее, слабо растущими) сечениями. Примерами явл. все процессы упругого рассеяния. Этой же особенностью в соответствии с *оптической теоремой* ($\sigma_{\text{полн}} \sim \sim \text{Im} f(s, t=0)/s$) определяется и поведение полных сечений.

б) Процессы с обменом мезонными траекториями (ρ, ω, K*, π, η, K и др.). Сечения этих процессов с разной скоростью падают с ростом энергии в зависимости от того, какая из траекторий оказывается ведущей. К таким процессам относится рассмотренный выше процесс перезарядки.

в) Процессы с обменом барионными траекториями (напр., Δ, N, Λ, Σ). Сечения таких процессов также падают с ростом энергии.

г) Процессы с «экзотическим» обменом квант. числами (напр., $\Delta B=2$ или $\Delta I=2$), т. е. обменом такими квант. числами, к-рые не могут реализоваться в системе из кварка и антикварка или из трёх кварков (напр., $p + \tilde{p} \to \tilde{p} + p$). Сечения их очень быстро падают с ростом энергии. Др. важное предсказание Р. п. м.— сужение дифракц. пика. Экспериментально известно, что сечение квазиупругих процессов $a + b \to c + d$ имеет резкий пик в области малых квадратов передач 4-импульса, $|t| < <0{,}1$ (ГэВ/c)^2 (дифракц. пик), и быстро падает с ростом $|t|$. Это падение обычно аппроксимируют экспоненц. зависимостью:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx e^{B(t)} f(s), \qquad (4)$$

а величину B называют наклоном дифракц. конуса. Если учесть, что в области малых t $\alpha(t)=\alpha_0+\alpha'(t)$, где α_0 — высота траектории при $t=0$, а α' — тангенс угла её наклона к оси t (это приближение оправдано, т. к. траектории Редже, как видно из рис. 4, почти прямолинейны), то ф-лу (3) можно привести к виду (4), причём величина B с увеличением энергии будет логарифмически расти: $B(s)=B_0+2\alpha' \ln s$, т. е. рассеянные ч-цы с ростом энергии сосредоточиваются во всё более узкой области передач импульса, так, как будто эфф. радиус r сталкивающихся ч-ц растёт: $r^2=r_0^2+2\alpha' \ln s$ (B_0 и r_0 — величина наклона и радиус при $s=1$ ГэВ^2). Это явление особенно чётко наблюдалось в процессах типа *б* — *г* (см., напр., эксперим. точки в области $t < 0$ на рис. 4).

Р. п. м. нашёл широкое применение и в описании *множественных процессов*. В частности, в рамках этого метода естественно описываются такие явления, как скейлинг Фейнмана (см. *Масштабная инвариантность*), корреляция двух вторичных ч-ц. Одна из загадок физики элем. ч-ц — наблюдаемая в эксперименте прямолинейность всех траекторий Редже и прибл. одинаковые их наклоны.

● Ширков Д. В., Свойства траекторий полюсов Редже, «УФН», 1970, т. 102, в. 1; Коллинз П. Д. Б., Сквайрс Э. Д ж., Полюса Редже в физике частиц, пер. с англ., М., 1971.

А. В. Ефремов, Д. В. Ширков.

РЕДУЦИРОВАННЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ (наз. также эффективными), характеризуют *оптическое излучение* по его воздействию на заданный селективный приёмник. При любом спектр. составе излучения одинаковым реакциям селективного приёмника соответствуют равные значения Р. ф. в. В этом их осн. удобство, особенно при оценке излучения, применяемого в практич. целях. Каждая из Р. ф. в. есть интеграл от произведения *спектральной плотности* соответствующей энергетич. величины, характеризующей излучение, на *спектральную чувствительность* данного приёмника. В систему СИ из Р. ф. в. включены только *световые величины*.

Д. Н. Лазарев.

РЕ́ЗЕРФОРД (Рд, Rd), внесистемная устаревшая ед. *активности* нуклидов (изотопов) в радиоактивных источниках. Названа в честь англ. физика Э. Резерфорда (E. Rutherford). 1 Рд равен активности изотопа, в к-ром за 1 с происходит 10^6 распадов, т. е. 1 Рд = 10^6 Бк = 1/37000 *кюри*.

РЕЗЕРФО́РДА ФО́РМУЛА, ф-ла для эффективного *сечения* рассеяния нерелятив. заряж. точечных ч-ц, взаимодействующих по закону Кулона; получена англ. физиком Э. Резерфордом в 1911. В системе центра инерции сталкивающихся ч-ц Р. ф. имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{Z_1Z_2e^2}{2mv^2}\right)^2\frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)}, \qquad (*)$$

где $d\sigma/d\Omega$ — сечение рассеяния в единичный телесный угол, ϑ — угол рассеяния, $m=m_1m_2/(m_1+m_2)$ — приведённая масса (m_1 и m_2 — массы сталкивающихся ч-ц), v — их относит. скорость, Z_1e и Z_2e — электрич. заряды ч-ц (e — элем. электрич. заряд). Р. ф. справедлива как в классич., так и в квант. теориях. Ф-ла (*) была использована Резерфордом при интерпретации опытов по рассеянию α-частиц тонкими металлич. пластинками на большие углы ($\vartheta>90°$). В результате этих опытов он пришёл к выводу, что почти вся масса атома сконцентрирована в малом положительно заряж. ядре. Этим открытием были заложены основы совр. представлений о строении атома. *С. М. Биленький.*

РЕЗОНА́НС (франц. résonance, от лат. resono — звучу в ответ, откликаюсь), относительно большой селективный (избирательный) отклик колебательной системы (*осциллятора*) на периодич. воздействие с частотой, близкой к частоте её собств. колебаний. При Р. происходит резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний осциллятора. Р. как механич. и акустич. явление впервые описан итал. учёным Г. Галилеем, а в эл.-магн. системах — на примере *колебательного контура* — англ. учёным Дж. Максвеллом (1868). Различают Р., возникающий в результате воздействия внеш. периодич. силы на осциллятор, и параметрич. Р., возникающий вследствие периодич. изменения одного из энергоёмких параметров осциллятора. Данная статья посвящена первому случаю Р.; о параметрич. Р. см. *Параметрический резонанс.*

Р. линейных систем. В простейшем случае Р. наступает, когда внеш.

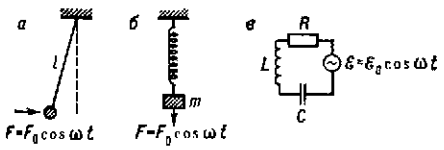


Рис. 1. Пример гармонич. осцилляторов: *а* — маятник; *б* — масса на пружине; *в* — колебательный контур.

периодич. сила F изменяется с частотой ω, равной частоте ω_0 собств. колебаний системы ($\omega=\omega_0$). В ходе раскачки осциллятора (напр., груза с массой m, подвешенного на нити или пружине,— рис. 1, *а*, *б*) его скорость v направлена в ту же сторону, что и сила F, поэтому он получает за период приращение энергии, пропорциональное размаху колебаний. В результате размах колебаний изменяется от периода к периоду в арифметич. прогрессии — линейно (рис. 2, *а*).

Однако в реальных условиях всегда существуют факторы, ограничивающие амплитуду колебаний и определяющие возможность существования Р. Это прежде всего диссипация энер-

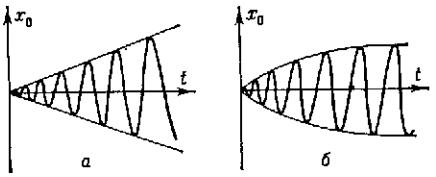


Рис. 2. Нарастание колебаний при $\omega\to\omega_0$: *а* — неограниченное; *б* — при наличии диссипации энергии.

гии (трение) в системе и неточное совпадение вынуждающей силы с собств. частотой осциллятора (т. н. расстройка частоты).

При точном соблюдении условия $\omega=\omega_0$ раскачка осциллятора ограничивается диссипацией энергии (рис. 2, *б*). Колебания нарастают до тех пор, пока внеш. сила не уравновесится силой трения $F_{тр}=-\gamma v$ (где γ — постоянный коэфф.). Если же частота внеш. силы несколько отличается от собств. частоты осциллятора (существует расстройка Р.), то даже при отсутствии трения колебания нарастают лишь до тех пор, пока фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ между скоростью осциллятора и внеш. силой не возрастёт до $\pi/2$. Амплитуда вынужденных колебаний в этом случае будет определяться расстройкой Р., т. е. величиной $\omega-\omega_0$. Т. о., Р. возможен, когда между внеш. силой и вынужденными колебаниями устанавливаются такие фазовые соотношения, при к-рых в систему поступает наибольшая мощность, т. к. скорость системы оказывается в фазе с внеш. силой.

Колебания осциллятора под действием периодич. силы $F=F_0\cos\omega t$ в общем случае при наличии диссипации энергии и расстройки можно описать дифф. ур-нием:

$$\ddot{x}+\alpha\dot{x}+\omega_0^2x=f_0\cos\omega t, \qquad (1)$$

где в случае маятника (рис. 1, *а*)

$$\omega_0^2=g/l,\ \alpha=\gamma/m,\ f_0=F_0/m,$$

l — длина подвеса, g — ускорение силы тяжести; для колебат. контура, возбуждаемого электродвижущей силой $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0\cos\omega t$ (рис. 1, *в*), $\omega_0^2=1/LC$, $\alpha=R/L$, $f_0=\mathcal{E}_0/L$.

Решение ур-ния (1), описывающее установившиеся вынужденные колебания, имеет вид:

$x=x_0\cos(\omega t+\varphi)$, где $\operatorname{tg}\varphi=\alpha\omega/(\omega_0^2-\omega^2)$,

а стационарная амплитуда этих колебаний

$$x_0=\frac{F_0}{m}\frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)+\alpha^2\omega^2}}. \qquad (2)$$

Зависимость амплитуды колебаний x_0 от частоты внеш. силы ω (рис. 3) наз. р е з о н а н с н о й к р и в о й. Ширина этой кривой (т. н. ширина линии Р.) $\Delta\omega$ представляет собой интервал расстроек Р., внутри к-рого x_0^2 отличается от макс. значения не больше, чем вдвое. Ширина линии Р. тем у́же, чем больше добротность ос-

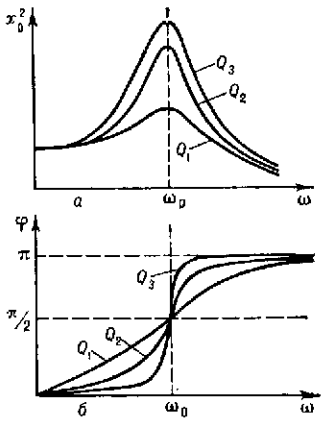


Рис. 3. *а* — резонансные кривые линейных осцилляторов при разл. добротности Q ($Q_3>Q_2>Q_1$); *б* — зависимость фазы φ от частоты при резонансе.

циллятора $Q=\omega/\alpha$, поскольку $\Delta\omega=\omega_0/Q$.

Р. нелинейных систем. При большой амплитуде колебаний осциллятор становится нелинейным, его собств. колебания несинусоидальны, а частота собств. колебаний ω_0 зависит от их амплитуды x_0. Вследствие этого Р. нелинейного осциллятора отличается тем, что в ходе его раскачки внеш. силой расстройка Р. изменяется. Если это изменение больше ширины линии Р. $\Delta\omega$ (при достаточно большой амплитуде силы; рис. 4), то, чтобы из-

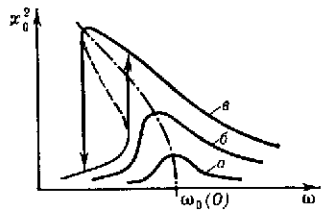


Рис. 4. Резонансная кривая нелинейного осциллятора (схематически) в зависимости от амплитуды внеш. силы: *а* — при малой, *б* — при умеренной, *в* — при большой; штрих-пунктиром дана связь между размахом колебаний x_0 и собств. частотой осциллятора ω_0; пунктиром — неустойчивое значение амплитуды колебаний осциллятора; стрелки — изменение амплитуды при перестройке частоты.

бежать выхода из Р., необходимо подстраивать частоту ω внеш. силы вслед за частотой осциллятора $\omega_0(x_0)$. Макс. амплитуда, к-рую таким образом можно придать осциллятору, определяется, как и для линейных осциллято-

ров, балансом между диссипацией энергии и её поступлением от источника внеш. силы. Зависимость стационарной амплитуды осциллятора от частоты может оказываться в этом случае неоднозначной (верхняя кривая на рис. 4); при перестройке частоты внеш. силы имеют место скачкообразные изменения амплитуды колебаний осциллятора, а конкретное значение амплитуды в области неоднозначности зависит от того, в какой последовательности перестраивалась частота силы при раскачке осциллятора (имеет место гистерезис).

Особую группу нелинейных колебат. систем составляют системы, в к-рых происходит компенсация диссипативных потерь благодаря притоку энергии от внеш. постоянного источника. В таких системах устанавливаются незатухающие колебания с вполне определёнными амплитудой и частотой — *автоколебания*. Внешняя периодич. сила малой амплитуды не может существенно повлиять на амплитуду автоколебаний, но может «навязать» генератору свою частоту ω, если последняя принадлежит узкому интервалу частот, включающему частоту автоколебаний ω_0; этот интервал тем больше, чем больше амплитуда внешней силы. Это резонансное явление наз. *синхронизацией колебаний*.

Р. может наступить не только при совпадении частоты внеш. воздействия с частотой собств. колебаний осциллятора, но и при кратном или дробном соотношении частот (т. н. комбинац. Р.): $p\omega=q\omega_0$, где p и q — любые целые положит. числа. В простейшем случае p и q — это номера *обертонов* (гармоник), представленных соответственно во внеш. силе и в собств. колебаниях осциллятора.

Р. в системах с неск. степенями свободы. В системах с числом степеней свободы $n \geq 2$ и в распределённых системах Р. сохраняет все осн. черты Р. в системе с одной степенью свободы. В линейном приближении собств. колебания этих систем представляют собой набор *нормальных колебаний* (мод). Если отклик системы представляет собой суммарный отклик всех степеней свободы, резонансная кривая будет наложением резонансных кривых отд. норм. колебаний и может иметь сложный характер. Так, в системе с двумя степенями свободы, ввиду того что собств. колебания могут происходить с двумя разл. частотами, Р. наступает при совпадении частоты гармонич. внеш. воздействия как с одной, так и с другой норм. частотой системы (рис. 5). Подбором параметров норм. колебаний можно создать резонансную кривую практически любой формы, что широко используется, напр. в радиотехнике, для создания фильтров частот.

Для резонансного возбуждения к.-л. *моды* в системе с большим числом степеней свободы необходимо не только обеспечить резонансное соотношение между частотой этой моды и частотой

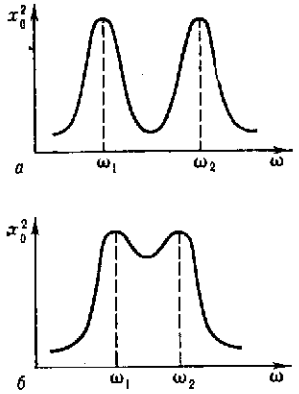


Рис. 5. Резонансная кривая колебат. системы с двумя степенями свободы при сильно разнесённых (*а*) и при близких друг к другу (*б*) частотах норм. колебаний ω_1 и ω_2.

внеш. силы, но и создать такие условия, чтобы воздействие силы на разные элементы системы не оказалось взаимно скомпенсированным (чтобы внеш. сила не была ортогональна норм. колебанию). Напр., при воздействии на струну в точке, где находится узел данного норм. колебания, резонансное возбуждение струны не происходит, т. к. внеш. сила, приложенная к неподвижной точке струны, работы не совершает, колебание струны не возникает и Р. не наблюдается.

Резонансные взаимодействия. В системах с мн. степенями свободы явления резонансного характера могут происходить не только вследствие внеш. воздействия, но и в процессе собств. колебаний системы. Напр., в системе, представляющей собой две слабовзаимодействующие колебат. подсистемы с близкими частотами, может происходить резонансная перекачка энергии из одной подсистемы в другую. В др. случаях моды системы, независимые при малой амплитуде колебаний, с ростом амплитуды могут начать взаимодействовать (обмениваясь энергией) из-за нелинейности системы, если частоты мод ω_i ($i=1, 2, 3, \ldots$) удовлетворяют комбинац. резонансным условиям типа $p\omega_1=q\omega_2$ или $p\omega_1=q\omega_2+r\omega_3$ ($p, q, r=1, 2, 3, \ldots$).

Согласно законам *квантовой механики*, энергия атомов и молекул может принимать дискретные значения. Совокупность этих значений энергии $\mathcal{E}_i$ — энергетич. спектр — определяет спектр частот системы $\omega_{ij}=(\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_j)/\hbar$, где i и j — номера энергетических уровней. При совпадении частоты внешнего воздействия (обычно эл.-магн. поля) с одной из частот ω_{ij} возможен Р. Примерами таких резонансных вз-ствий могут служить *электронный парамагнитный резонанс*, *ядерный магнитный резонанс*, *ферромагнитный резонанс* и др. Резонансные спектры атомов, молекул и их соединений служат основой спектроскопич. анализа самых разнообразных в-в (см. *Спектроскопия*). Резонансный отбор энергии у систем возбуждённых осцилляторов (атомов, молекул, эл-нов, колеблющихся в магн. поле, и т. п.) с помощью перем. эл.-магн. полей — основа действия генераторов когерентного эл.-магн. излучения — мазеров и *лазеров*.

Р. играет большую роль в природе, науке и технике. Р. сооружений и машин при периодич. внешних воздействиях может явиться причиной катастроф. Чтобы избежать резонансного воздействия, подбирают соответствующим образом свойства системы или используют успокоители колебаний, основанные на явлении антирезонанса. В радиотехнике благодаря Р. можно отделить сигналы одной (нужной) радио- или телестанции от всех других.

● Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Ден-Гартог Дж. П., Механические колебания, пер. с англ., М., 1960.

РЕЗОНА́НСНОЕ ПОГЛОЩЕ́НИЕ ГА́ММА-ИЗЛУЧЕ́НИЯ, избирательное поглощение γ-квантов атомными ядрами, обусловленное квантовыми переходами ядер в возбуждённое состояние. При облучении в-ва γ-квантами наряду с обычными процессами вз-ствия с в-вом (см. *Гамма-излучение*) возможно Р. п. г.-и., когда γ-квант исчезает, а ядро возбуждается. Для Р. п. г.-и. необходимо, чтобы энергия γ-кванта равнялась разности внутр. энергий ядра в возбуждённом и основном состояниях. Это условие как будто бы должно автоматически удовлетворяться, если излучающее и поглощающее ядра одинаковы. Однако квант с энергией $\mathcal{E}_\gamma=\hbar\omega$ (ω — частота излучения) обладает импульсом $p=\hbar\omega/c$. В соответствии с законом сохранения импульса, при излучении или поглощении γ-кванта ядром последнее воспринимает этот импульс — испытывает отдачу. Свободное покоящееся ядро массы M, получив импульс, приобретает кинетическую энергию: $\Delta\mathcal{E}=p^2/2M=\hbar^2\omega^2/2Mc^2$. Такая же энергия $\Delta\mathcal{E}$ отбирается у ядра при испускании. При этом линии испускания и поглощения оказываются смещёнными друг относительно друга на величину $2\Delta\mathcal{E}$, значительно превосходящую ширину линии γ-излучения. В результате Р. п. г.-и. не наблюдается. Для наблюдения Р. п. г.-и. искусственно увеличивают перекрытие линий испускания и поглощения. Для этого используют сдвиг линий за счёт *Доплера эффекта* при встречном движении излучающего и поглощающего ядер. Необходимая скорость (сотни м/с) сообщается либо перемещением источника или поглотителя, либо за счёт отдачи, испытываемой ядром при α- или β-распадах, предшествующих излучению γ-кванта, либо нагревани-

ем источника и поглотителя (увеличивается перекрытие линий из-за доплеровского уширения, возникающего при тепловом движении атомов; при комн. темп-ре перекрытие линий незначительно). Более эфф. метод наблюдения Р. п. г.-и., связанный с исключением потерь энергии на отдачу, был обнаружен нем. физиком Р. Мёссбауэром.

● См. лит. при ст. *Мёссбауэра эффект.*

Н. П. Делягин.

РЕЗОНА́НСНОЕ СВЕТОВО́Е ДАВЛЕ́НИЕ, см. *Световое давление.*

РЕЗОНА́НСНЫЕ УСКОРИ́ТЕЛИ, ускорители заряж. ч-ц, в к-рых ускорение производится ВЧ электрич. полем благодаря многократному прохождению ч-ц через ускоряющие промежутки в резонанс с полем, т. е. в той фазе, когда поле производит ускоряющее действие. См. *Ускорители.*

РЕЗОНА́НСЫ (резонансные частицы), короткоживущие возбуждённые состояния адронов. В отличие от др. нестабильных элем. ч-ц, Р. распадаются в осн. за счёт *сильного взаимодействия.* Поэтому их времена жизни лежат в интервале 10^{-22}—10^{-24} с, что по порядку величины близко к характерному яд. времени ($\sim 10^{-23}$ с).

На кривой зависимости полных эфф. сечений σ от энергии $\mathcal{E}$ Р. часто проявляются в виде колоколообразного (т. н. брейт-вигнеровского) максимума:

$$\sigma(\mathcal{E}) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(\mathcal{E}_0-\mathcal{E})^2+(\Gamma/2)^2} \qquad (1)$$

(форма к-рого совпадает, напр., с зависимостью квадрата амплитуды колебаний от частоты для механич. системы в окрестности резонансной частоты). Энергия $\mathcal{E}_0$, соответствующая максимуму сечения, сопоставляется с массой Р. $M=\mathcal{E}_0/c^2$. Полная ширина Γ «колокола» на половине его высоты определяет время жизни Р.: $\tau \approx \hbar/\Gamma$ (в соответствии с *неопределённостей соотношением* между энергией и временем). Для определения спина Р., как правило, необходим более тщат. анализ угл. зависимости дифф. сечения упругого рассеяния с целью нахождения той парц. амплитуды, в которой появляется этот максимум (см. *Рассеяние микрочастиц*).

Первый Р. был открыт в нач. 50-х гг. итал. физиком Э. Ферми с сотрудниками при изучении вз-ствия π^+-мезонов с протонами. В совр. обозначениях это был Р. Δ_1^{++} или Δ_{33} (1232), где цифры индекса обозначают удвоенный изотопич. спин I (первое число) и удвоенный спин J (второе число) Р., а в скобках указана масса Р. в МэВ. Ширина этого Р. составила $\Gamma=116$ МэВ (т. е. $\tau=5{,}7\cdot10^{-23}$ с). В дальнейшем этот же Р. (Δ_1^+) был обнаружен и в системе ($p\gamma$). Осн. часть Р. была открыта в 60-х гг. в экспериментах на протонных ускорителях.

Р. делятся на две группы: б а р и о н н ы е Р., обладающие *барионным зарядом* ($B=1$) и распадающиеся на мезоны и один стабильный барион, и м е з о н н ы е Р. ($B=0$), распадающиеся на мезоны. Р. с ненулевой *странностью* наз. с т р а н н ы м и. К 1981 открыто более 300 Р., к-рые группируются примерно в 40 барионных и 30 мезонных изотопич. мультиплетов (см. *Изотопическая инвариантность*). Массы барионных Р. лежат в интервале от 1,2 до 4 ГэВ, мезонных — от 0,7 до 2 ГэВ. Исключение составляют повые мезонные Р., массы к-рых достигают 9—10 ГэВ (см. *«Очарованные» частицы, Ипсилон-частицы*).

Массовые спектры Р. группируются в семейства двух типов: мультиплеты группы *унитарной симметрии* $SU(3)$, а также ещё и семейства, лежащие на т. н. т р а е к т о р и я х Р е д ж е. Унитарные мультиплеты объединяют Р. и стабильные адроны с одинаковыми значениями барионного заряда, спина и *чётности* (P) и разными значениями изотопич. спина, странности (S) и т. д. Относит. разность масс ч-ц внутри мультиплета ок. 10%. Закономерности массовых спектров и распадных св-в Р. в унитарных мультиплетах привели к гипотезе кваркового строения адронов (см. *Элементарные частицы*).

Редженские семейства характеризуются определённой зависимостью между спином и массой, $J=\alpha(M^2)$, названной траекторией Редже. Остальные квант. числа Р. редженского семейства (B, P, I, S и т. д.) одинаковы. Примечательно, что стабильные и квазистабильные адроны (N, π, K и др.) оказываются членами соответствующих редженских семейств, что также указывает на составную природу этих адронов (см. *Редже полюсов метод*).

Р., лежащие в верхней части спектра масс, обладают большими спинами и ширинами. Наибольший надёжно установленный спин $J=11/2$ [$P.\Delta_{3,11}(2400)$]. Эти Р. могут распадаться мн. способами. Кол-во возможных каналов распада быстро увеличивается с ростом массы Р. Важная особенность многочастичных каналов распада тяжёлых Р.— их каскадность, т. е. многоступенчатость. Напр., в распаде барионного Р. Δ_4, или $\Delta_{3,7}$ (1950), доминирует канал $\Delta_{3,7} \to \pi + \pi + N$, однако этот процесс идёт через распад на $\Delta_{3,3}$ и π-мезон с последующим распадом $\Delta_{3,3}$ на пион и нуклон.

● З е л ь д о в и ч Я. Б., Классификация элементарных частиц и кварки «в изложении для пешеходов», «УФН», 1965, т. 86, в. 2; М а н д е л ь с т а м С., Растущие траектории Редже и динамика резонансов, пер. с англ., там же, 1970, т. 101, в. 3; Ш и р к о в Д. В., Свойства траекторий полюсов Редже, там же, 1970, т. 102, в. 1.

Д. В. Ширков.

РЕЗОНА́ТОР (от лат. resono — звучу в ответ, откликаюсь), колебательная система, способная совершать колебания макс. амплитуды (резонировать) при воздействии внеш. силы определ. частоты и формы. В большинстве случаев Р. отзываются на гармонические (синусоидальные) воздействия, частота к-рых близка к частоте их собств. колебаний. Под действием несинусоидальных сложных воздействий Р. совершает колебания сложного вида, однако при этом в спектре колебаний Р. особенно выделяются колебания тех частот, которые наиболее близки к частотам его собственных колебаний. Примерами Р. могут служить *колебательный контур, объёмный резонатор, оптический резонатор, открытый резонатор, резонатор акустический.* См. также *Резонанс.*

РЕЗОНА́ТОР АКУСТИ́ЧЕСКИЙ (резонатор Гельмгольца), сосуд, сообщающийся с внеш. средой через небольшое отверстие или трубку (горло). Характерная особенность Р. а. в том, что длина волны его низкочастотных собств. колебаний значительно больше размеров Р. а. Собств. частота Р. а. с горлом $f_0=(c/2\pi)\sqrt{S/lV}$, где c — скорость звука в воздухе, S — площадь поперечного сечения, l — длина трубки, V — объём сосуда. Если Р. а. поместить в гармонич. звук. поле с частотой f_0, в нём возникают колебания с амплитудой, во много раз превышающей амплитуду поля (*резонанс*). В негармонич. звук. поле Р. а. реагирует только на колебания с частотой f_0. Поэтому набор резонаторов с различными собств. частотами может применяться для анализа звука. При наличии трения в горле резонатора в нём возникает сильное поглощение звука на частоте f_0, что используется для создания т. н. резонансных звукопоглотителей в архитектурной акустике. Р. а., помещённые на стенках звукопроводов, применяются как элементы резонансных отражателей для уменьшения передачи НЧ шума по звукопроводам. Пузыри в жидкости и возд. полости в нек-рых др. средах (напр., резине) также явл. Р. а., поэтому наличие большого числа пузырей в воде вызывает сильное поглощение звука, что препятствует распространению звук. волн.

Теория Р. а. была разработана нем. учёным Г. Гельмгольцем (1860) и англ. учёным Дж. Рэлеем (1877—78).

РЕ́ЙНОЛЬДСА ЧИСЛО́ [по имени англ. учёного О. Рейнольдса (O. Reynolds)], один из *подобия критериев* для течений вязких жидкостей и газов, характеризующий соотношение между инерц. силами и силами вязкости: $Re=\rho v l/\mu$, где ρ — плотность, μ — коэфф. динамич. вязкости жидкости или газа, v — характерная скорость потока, l — характерный линейный размер. Так, при течении в длинных цилиндрич. трубах обычно $l=d$, где d — диаметр трубы, а $v=v_{ср}$ — средняя по поперечному сечению скорость течения; при обтекании тел l — длина или поперечный размер тела, а

$v = v_\infty$ — скорость невозмущённого потока, набегающего на тело.

Р. ч. является также одной из характеристик течения вязкой жидкости (газа). Для каждого вида течения существует такое критич. Р. ч. $Re_{кр}$, что при $Re < Re_{кр}$ возможно только *ламинарное течение*, а при $Re > Re_{кр}$ течение может стать турбулентным. Напр., для течения вязкой несжимаемой жидкости в круглой цилиндрич. трубе $Re_{кр} = 2300$.

РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО́ МАГНИ́ТНОЕ, см. в ст. *Магнитная гидродинамика*.

РЕКОМБИНА́ЦИЯ (от лат. re — снова, опять и позднелат. combinatio — соединение), 1) Р. ион-электронная, элем. акт воссоединения положит. иона (с зарядом $Z + 1$) и свободного эл-на, приводящий к образованию иона с зарядом Z. В частном случае (при $Z = 0$) образуется нейтр. атом (или молекула). Известно неск. каналов Р.

При р а д и а ц и о н н о й Р. иона $A(Z + 1)$, обычно рассматриваемого в осн. состоянии, с эл-ном, обладающим кинетич. энергией $\mathcal{E}$, образуется ион $A(Z, \gamma)$ в состоянии γ (основном или возбуждённом), а избыточная энергия излучается в виде кванта $h\nu = E_{\gamma и} + \mathcal{E}$, где ν — частота излучения, а $E_{\gamma и}$ — энергия ионизации из состояния γ:

$$A(Z + 1) + e \to A(Z, \gamma) + h\nu.$$

В случае д и э л е к т р о н н о й Р. происходит возбуждение иона и одновременно захват им эл-на на уровень энергии, превышающий норм. энергию ионизации, так что образующийся ион $A(Z, \gamma')$ оказывается в автоионизованном состоянии γ'. Такая Р. может быть устойчива, если эл-н достаточно быстро переходит после захвата на более низкий уровень γ с испусканием кванта $h\nu = E_{\gamma'} - E_\gamma$:

$$A(Z+1) + e \rightleftarrows A(Z, \gamma') \to A(Z, \gamma) + h\nu.$$

Д и с с о ц и а т и в н а я Р. происходит, если рекомбинирующий ион явл. молекулярным и в результате захвата им эл-на образуется молекула в неустойчивом состоянии Г, к-рая затем диссоциирует. Напр.:

$$AB^+ + e \rightleftarrows AB(\Gamma) \to A(\gamma_1) + B(\gamma_2).$$

При тройном вз-ствии иона $A(Z+1)$, эл-на и к.-л. третьей ч-цы (эл-на, атома, иона), когда избыточная энергия уносится этой третьей ч-цей, происходит у д а р н а я Р. Напр.:

$$A(Z+1) + e + e \to A(Z, \gamma) + e.$$

Акты Р. происходят как в объёме плазмы, так и на поверхности стенок, ограничивающих этот объём. В первом случае они наряду с ионизацией и процессами переноса (см. *Переноса явления*) определяют баланс заряж. ч-ц в объёме плазмы. Эффективность того или иного канала Р. зависит от условий (плотности, энергии ч-ц, их состава, внеш. воздействий и т. д.). В разреженной плазме (плотность $n \leqslant 10^{13}$ см$^{-3}$) при отсутствии многозарядных ионов наиболее эффективны процессы радиац. Р. По мере роста n всё большую роль играют процессы ударной Р. и при $n > 10^{17}$ см$^{-3}$ они явл. определяющими. Диссоциативная Р. важна в мол. низкотемпературной плазме, а диэлектронная — в «горячей» плазме, когда имеются многозарядные ионы.

Объёмная Р. существенно влияет на скорость деионизации среды в разрядном промежутке и потому должна учитываться при выборе конструкции и режима работы газоразрядных приборов. Искусственно ускоряя Р., можно получить инверсию населённости возбуждённых уровней атомов (ионов), что используется для создания лазеров на рекомбинирующей плазме (см. *Газовый лазер*).

● Атомные и молекулярные процессы, под ред. Д. Бейтса, пер. с англ., М., 1964; Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А., Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры, М., 1980.

В. Н. Колесников.

2) Р. электронов и дырок в ПП, исчезновение пары электрон проводимости — дырка в результате перехода эл-на из зоны проводимости в валентную зону. Избыток энергии может выделяться в виде излучения (излучательная Р.); возможна также безызлучательная Р., при к-рой энергия расходуется на возбуждение колебаний крист. решётки или передаётся подвижным носителям заряда при тройных столкновениях (ударная Р.). Р. может происходить как при непосредств. столкновении эл-нов и дырок, так и через примесные центры (центры Р.), когда эл-н сначала захватывается из зоны проводимости на примесной уровень в запрещённой зоне, а затем переходит в валентную зону. Скорость Р. (число актов Р. в ед. времени) определяет концентрацию неравновесных носителей заряда, создаваемых внеш. воздействием (светом, быстрыми заряж. ч-цами и т. п.), а также время восстановления равновесной концентрации после выключения этого воздействия. Излучательная Р. проявляется в *люминесценции* кристаллов и лежит в основе действия *полупроводниковых лазеров* и светоизлучающих диодов.

● См. лит. при ст. *Полупроводники*.

Э. М. Эпштейн.

РЕКРИСТАЛЛИЗА́ЦИЯ, процесс образования и роста (или только роста) структурно более совершенных кристаллич. зёрен поликристалла за счёт менее совершенных зёрен той же фазы. Скорость Р. экспоненциально возрастает с повышением темп-ры и сильно зависит от хим. и фазового состава материала. Р. протекает особенно интенсивно в пластически деформированных (на 1—10%) материалах. Различают 3 стадии Р.: первичную, когда в деформированном материале образуются новые неискажённые зёрна, которые растут, поглощая зёрна, искажённые деформацией; собирательную Р.— неискажённые зёрна растут за счёт друг друга, вследствие чего средняя величина зерна увеличивается, и вторичную Р., к-ран отличается от собирательной тем, что способностью к росту обладают только немногие из неискажённых зёрен. В ходе вторичной Р. структура характеризуется разл. размерами зёрен.

Р. устраняет структурные дефекты, изменяет размеры и ориентацию зёрен и иногда их кристаллографич. ориентацию (текстуру). Р. переводит в-во в состояние с большей термодинамич. устойчивостью: при собирательной и вторичной Р.— за счёт уменьшения суммарной поверхности границ между зёрнами, при первичной Р.— также за счёт уменьшения искажений, внесённых деформацией. Р. изменяет все структурно-чувствительные свойства материала и часто восстанавливает исходную структуру, текстуру и свойства (до деформации). Иногда структура и текстура после Р. отличаются от исходных, соответственно отличаются и свойства.

● Горелик С. С., Рекристаллизация металлов и сплавов, 2 изд., М., 1978.

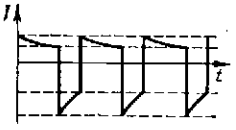
С. С. Горелик.

РЕЛАКСАЦИО́ННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ, *колебания*, возникающие в нелинейных системах, в к-рых существенную роль играют диссипативные силы: внеш. или внутр. трение — в механич. системах, сопротивление — в электрических. Обычно о Р. к. говорят применительно к автоколебат. системам. Каждый период Р. к. может быть разделён на неск. резко разграниченных этапов, соответствующих медленным и быстрым изменениям состояния системы, в к-рой происходят Р. к., что позволяет рассматривать Р. к. как разрывные колебания.

Простейший пример электрич. Р.к.— колебания, возникающие в схеме с газоразрядной лампой, к-рая обладает св-вом зажигаться при нек-ром напряжении $U_з$ и гаснуть при более низком напряжении $U_г$. В этой схеме периодически осуществляется зарядка конденсатора C от источника тока E через сопротивление R до напряжения зажигания лампы, после чего лампа зажигается, и конденсатор быстро разряжается через лампу до напряжения гашения лампы. В этот момент лампа гаснет и процесс начинается вновь. В течение каждого периода этих Р. к. происходят два медленных изменения силы тока I при заряде и разряде конденсатора и два быстрых — скачкообразных — изменения тока $I_с$, когда лампа зажигается и гаснет (рис.).

Упрощённое рассмотрение механизма возникновения Р. к. основано на пренебрежении параметрами системы, влияющими на характер бы-

стрых движений. Методы нелинейной теории колебаний позволяют исследовать не только медленные, но и быстрые движения, не пренебрегая параметрами, от к-рых характер быстрых движений существенно зависит, и не прибегая к спец. постулатам о характере быстрых движений. В зависимости от св-в системы возможно



большое разнообразие форм Р. к. от близких к гармоническим до скачкообразных и импульсных.

Электрич. Р. к. применяются в измерит. технике, телеуправлении, автоматике и др. разделах электроники. Для их создания существуют разнообразные генераторы Р. к., напр. блокинг-генераторы, мультивибраторы, *RC*-генераторы.

● Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [2 изд.], М., 1981, гл. 4, 9; Меерович Л. А., Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, 2 изд., М., 1954, гл. 14; Капчинский И. М., Методы теории колебаний в радиотехнике, М.— Л., 1954.

РЕЛАКСАЦИЯ (от лат. relaxatio — ослабление, уменьшение), процесс установления *равновесия термодинамического* в макроскопич. физ. системах (газах, жидкостях, тв. телах). Состояние макроскопич. системы определяется большим числом параметров, и установление равновесия по каждому из параметров может протекать различно. Количеств. хар-кой Р. служит время релаксации. Строго говоря, время t, необходимое для установления полного термодинамич. равновесия, бесконечно велико, т. к. в процессе Р. всегда наступает период т. н. линейной Р., когда параметры X_i, описывающие состояние системы (плотность ρ, темп-ра T и др.), лишь незначительно отличаются от своих равновесных значений $\bar{X}_i$, а скорости их изменения со временем $\dot{X}_i = dX_i/dt$, пропорц. отклонениям X_i от $\bar{X}_i$:

$$\dot{X}_i = -\frac{1}{\tau_i}(X_i - \bar{X}_i). \qquad (1)$$

Отсюда $X_i(t) - \bar{X}_i = (X_i - \bar{X}_i)_{t=0} e^{-t/\tau_i}$. За времена τ_i малые отклонения параметров X_i от равновесных значений уменьшаются в e раз; τ_i наз. временами Р., а $1/\tau_i = \nu_i$ — частотами Р. Значения τ_i определяются св-вами системы, зависят от её состояния и внеш. условий. Напр., эл-ны проводников приходят в состояние равновесия за $10^{-13} - 10^{-14}$ с, а приближение к равновесию крист. структур в земной коре длится геол. эпохи. Физ. система может, достигнув равновесного состояния по одним параметрам, остаться неравновесной по другим, т. е. находиться в состоянии частичного равновесия. Релаксирующая система проходит, как правило, через состояния частичного равновесия.

Все процессы Р.— *неравновесные процессы*, сопровождающиеся возрастанием *энтропии* системы, их исследованием занимается *кинетика физическая*.

Микроскопическая теория Р. базируется на молекулярно-кинетической теории, рассматривающей процессы в макроскопич. системах как проявление движения и вз-ствия атомных и субатомных ч-ц. Теория Р. наиб. разработана применительно к газам, в к-рых равновесие устанавливается благодаря столкновению ч-ц газа. При столкновениях ч-цы обмениваются энергиями и импульсами. Частоты столкновений и эффективность обмена выражаются через вероятности столкновений. Вероятности обмена энергиями и импульсами при столкновениях для ч-ц разл. сортов могут существенно отличаться, что сказывается на релаксац. процессах в системе. В электронно-ионной плазме, напр., различие масс эл-нов и ионов приводит к тому, что эти ч-цы легко обмениваются импульсами, но обмен энергией между подсистемами эл-нов и ионов затруднён. В самих же подсистемах (при электрон-электронных и ион-ионных столкновениях) обмен импульсами и энергиями идёт в одном темпе. В результате быстро устанавливается равновесие в ионной и электронной подсистемах плазмы в отдельности, но равновесие в плазме в целом устанавливается медленнее. Аналогичная ситуация наблюдается в газах из многоатомных молекул, где подсистемами явл. поступат. и внутр. степени свободы. Обмен энергией между этими видами степеней свободы затруднён. Быстрее всего устанавливается равновесие по поступат. степеням свободы, потом — по внутренним и медленнее всего — между поступат. и внутренними. В этих условиях частично равновесное состояние может быть описано введением разл. темп-р подсистем. Самый медленный процесс — выравнивание темп-р подсистем — последний этап Р. Хар-ками столкновений в газе явл. ср. время свободного пробега ч-ц $\tau_{\text{пр}}$ и его длина $l = v\tau_{\text{пр}}$ (v — ср. скорость ч-ц). По порядку величины $\tau_{\text{пр}}$ совпадает с временем установления локального равновесия в объеме газа $\sim l^3$ (быстрая Р.). Локально-равновесное состояние описывается макроскопич. параметрами (T, ρ и др.), к-рые различны для разных локально-равновесных частей системы, но выравниваются, когда система приходит в полное равновесие. Газ можно считать макроскопич. системой, если $l \ll L$, где L — характерное расстояние (напр., размер сосуда). Переход от локального к полному равновесию (выравниванию темп-р, плотности) требует макроскопически большого числа столкновений (медленная Р.) и из-за случайности столкновений имеет диффузионный хар-р. Этот этап Р. описывается ур-ниями *гидродинамики*, *диффузии*, *теплопроводности* и т. п., содержащими релаксац. и кинетич. коэффициенты. Кинетич. коэфф. могут быть выражены через частоты Р. и длины свободного пробега (или через вероятности столкновений). Так, напр., время выравнивания темп-ры $\tau_T \approx L^2/\chi$, где $\chi \sim lv$ — коэфф. температуропроводности; ф-ле можно придать вид $\tau_T \approx \tau_{\text{пр}}(L/l)^2$, из к-рого следует, что Р. темп-ры происходит в результате $(L/l)^2$ столкновений.

Медленная Р. в жидкостях и тв. телах также описывается ур-ниями гидродинамики, диффузии, теплопроводности и т. д., однако релаксац. и кинетич. коэфф. в случае обычных жидкостей не могут быть в общем случае выражены через вероятности микроскопич. процессов. В случае *квантовых жидкостей* и кристаллов кинетич. коэфф. выражаются через вероятности столкновений *квазичастиц*. Напр., теплопроводность диэлектрика пропорц. длине свободного пробега фононов, а электропроводность металлов и ПП — длине пробега эл-нов проводимости. Квазичастицы имеют конечные времена жизни, к-рые могут служить для оценки времён Р. в тв. телах (напр., время Р. полупроводника после выключения освещения определяется временем рекомбинации эл-нов и дырок).

Связь между кинетич. коэфф. и хар-ками столкновений ч-ц и квазичастиц устанавливается на основе ур-ний (*кинетического уравнения Больцмана*, в сложных случаях — квантового кинетич. ур-ния, ур-ния для матрицы плотности, с привлечением метода функций Грина и т. п.).

Релаксация и резонансное поглощение энергии. Р. в экспериментах проявляется, как правило, косвенно — в затухании макроскопич. движений, в ограничении потоков ч-ц и теплоты, возникающих в телах под воздействием внеш. сил, а также в зависимости кинетич. коэфф. (электропроводности, внутр. трения и др.) от частоты ω, если вынуждающая сила периодически изменяется во времени. Частотная зависимость (дисперсия) кинетич. коэфф.— одно из наиболее непосредств. проявлений релаксац. процессов. Сопротивление среды (её стремление остаться в состоянии равновесия, несмотря на воздействие внеш. силы) приводит к уменьшению эффективности воздействия с ростом ω. Если при статич. силе f_i отклонение X_i от положения равновесия составляет $\Delta X_i = \tau_i f_i$, то при перем. силе той же амплитуды, $f_i(t) = f_i \cos\omega t$, отклонение $\Delta X_i = \frac{\tau_i f_i}{\sqrt{1+\omega^2\tau_i^2}} \cos(\omega t + \varkappa)$, где $\operatorname{tg}\varkappa = \omega\tau_i$.

Эфф. уменьшение воздействия с ростом частоты ω и сдвиг по фазе между f_i и ΔX_i приводят, как правило, к немонотонной зависимости от ω поглощённой за период энергии $Q(\omega) \sim \frac{\omega\tau_i}{1+(\omega\tau_i)^2}$. Наличие у $Q(\omega)$ максимума при $\omega\tau_i=1$ наз. кинематическим (релаксационным) резонансом. Исследование кинематич. резонанса — удобный метод измерения времени Р. Обнаружение неск. максимумов на кривой $Q(\omega)$ свидетельствует о существовании неск. механизмов Р. Связь Р. с частотной зависимостью кинетич. коэфф. проявляется особенно отчётливо в тех случаях, когда в системе наблюдается резонансное поглощение эл.-магн. или звук. энергии: ширина резонансной кривой $\Delta\omega$ пропорц. частоте Р. резонирующего параметра ($\Delta\omega \sim \nu_i$).

Релаксация и фазовые переходы. Р. может сопровождаться *фазовым переходом*. Если переход из неравновесного в равновесное состояние — фазовый переход I рода, то сначала система перейдёт в *метастабильное состояние*, выйти из к-рого она может, только преодолев межфазовый потенц. барьер путём образования и роста (вплоть до критич. размеров) зародышей стабильной фазы. Необходимость достижения критич. зародышами макроскопич. размеров часто делает Р. из метастабильной фазы в стабильную столь медл. процессом, что метастабильные фазы ведут себя как равновесные (см. *Аморфное состояние*, *Неупорядоченные системы*).

С приближением к точке фазового перехода II рода (происходящего при темп-ре T_c) параметр порядка η, характеризующий различие св-в фаз, стремится к нулю, что приводит к увеличению его времени Р. ($\tau_\eta \to \infty$ при $T \to T_c \to 0$). Замедление релаксац. процессов вблизи T_c накладывает отпечаток на все кинетич. хар-ки тел в этой области темп-р (см. *Критические явления*).

Магнитная Р. Сравнительно слабая связь спинов атомных и субатомных ч-ц с движением ч-ц (колебаниями крист. решётки, орбитальным движением эл-нов проводимости в кристалле) делает систему спинов квазинезависимой подсистемой тела. В силу этого равновесие внутри спиновой системы магнитоупорядоч. сред (ферро- и антиферромагнетиков) наступает, как правило, раньше, чем всё тело приходит в состояние равновесия. В этих условиях спиновой подсистеме можно приписать темп-ру (спиновая темп-ра), к-рая будет отличаться от темп-ры тела, обусловленной движением атомов и молекул. Процесс установления равновесия в спиновой подсистеме тела наз. магнитной Р. Магн. Р. усложняется существованием сил разл. природы, действующих между спинами. Обменные силы (см. *Обменное взаимодействие*), наибольшие по величине, не могут изменить ср. магн. момента системы, даже если он имеет неравновесное значение, но выравнивают темп-ру в спиновой подсистеме. Релятив. силы вз-ствия между спинами (спин-орбитальные, магнитодипольные и др., см. *Ферромагнетизм*) ответственны за Р. ср. магн. момента, причём разные компоненты магн. момента релаксируют с разной скоростью.

Р. в парамагнетиках компонента магн. момента, к-рый перпендикулярен приложенному магн. полю, связана со спин-спиновым вз-ствием (время Р. τ_1), а Р. продольного компонента — со спин-решёточным (спин-фононным) вз-ствием (время Р. τ_2). Обычно $\tau_1 > \tau_2$, а разл. природа Р. проявляется не только в числ. различии времён Р., но и в разных зависимостях от темп-ры. Магн. Р. яд. спинов обладает особенностями, обусловленными их сравнительно слабым вз-ствием с др. степенями свободы тв. тела и друг с другом. Из-за этого время ядерной Р., как правило, превосходит др. времена Р.

Магн. Р. проявляется в процессах намагничивания и перемагничивания (см. *Магнитная вязкость*), она определяет ширину линий магн. резонансов и дисперсию магн. восприимчивости. Магн. Р. ограничивает применимость магнетиков в технике и в физ. эксперименте. Т. к. магн. Р. (как и др. релаксац. процессы) существенно зависит от структуры тела и его хим. состава (в кристаллах — от наличия дислокаций и др. дефектов), то время магн. Р. можно изменять технологич. обработкой (легированием, закалкой и т. п.).

● Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Фудзита С., Введение в неравновесную квантовую статистическую механику, пер. с англ., М., 1969; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979.

М. И. Каганов.

РЕЛАКСА́ЦИЯ АКУСТИ́ЧЕСКАЯ, внутренние процессы восстановления термодинамич. равновесия среды, нарушаемого сжатиями и разрежениями в звук. волне (см. *Релаксация*). Энергия поступат. движения ч-ц среды в звук. волне переходит на их внутр. степени свободы, возбуждая их, в результате чего уменьшается энергия, приходящаяся на поступат. движение. Поэтому Р. а. всегда сопровождается *поглощением звука*, а также *дисперсией звука*.

Характерный механизм Р. а. в газах — обмен энергией между поступательными и внутр. степенями свободы молекул. Р. а. может быть колебательной и вращательной, при этом звук. энергия расходуется на возбуждение соответственно колебат. и вращат. степеней свободы молекул. В газах и жидкостях возможна также электронная Р. а., при к-рой возбуждаются электронные уровни молекул; структурная, когда под действием УЗ происходит перестройка внутр. структуры жидкости; химическая, при к-рой под действием УЗ протекают хим. реакции, и т. п. В тв. телах, напр., при распространении УЗ в полупроводниках и металлах акустич. волна нарушает равновесное распределение эл-нов проводимости, что приводит к дополнит. поглощению волны.

Релаксац. процесс обычно характеризуется временем релаксации τ, к-рое зависит от микроскопич. свойств в-ва, таких, как число соударений молекул газа в ед. времени и эффективность передачи энергии при этих соударениях. В газе при заданной темп-ре время τ прямо пропорц. числу соударений, необходимых для возбуждения соответствующих степеней свободы. Величина τ зависит от темп-ры и давления, поскольку при изменении этих величин меняется частота соударений между молекулами.

Влияние релаксац. процессов на акустич. волну зависит от соотношения между её периодом T и величиной τ: чем меньше отношение τ/T, тем полнее успевает восстановиться нарушенное равновесие; чем это отношение больше, тем в меньшей степени равновесие восстанавливается. Наиболее заметно влияние Р. а. на акустич. волну проявляется на частотных зависимостях скорости и поглощения звука: вблизи т. н. частот релаксации $\omega_p=1/\tau$ наблюдаются сильная дисперсия скорости звука и максимум коэфф. поглощения звука на длину волны.

● Мандельштам Л. И., Леонтович М. А., К теории поглощения звука в жидкостях, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, в. 3; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А и Б, М., 1968—69; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964.

А. Л. Полякова.

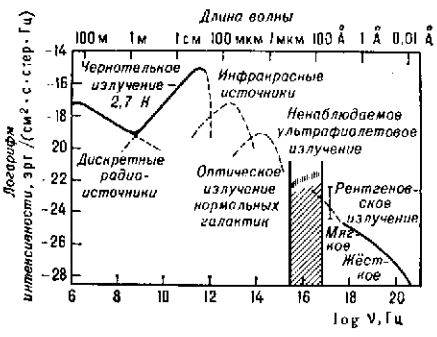
РЕЛАКСА́ЦИЯ НАПРЯЖЕ́НИЙ, в механике деформируемого тв. тела явление самопроизвольного уменьшения напряжения с течением времени при неизменной деформации. Напр., в растянутой проволоке при неизменном удлинении растягивающая сила со временем уменьшается, стремясь к нек-рому предельному значению. Скорость Р. н. возрастает при повышении темп-ры. См. также *Релаксация*.

В. С. Ленский.

РЕЛИ́КТОВОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, одна из составляющих общего фона косм. эл.-магн. излучения. Р. и. равномерно распределено по небесной сфере и по интенсивности соответствует тепловому излучению абсолютно чёрного тела при темп-ре ок. 3 К, обнаружено амер. учёными А. Пензиасом и Р. Уилсоном в 1965 (Нобелевская пр., 1978).

Р. и. является осн. составляющей яркости неба в диапазоне от дециметровых до субмиллиметровых радиоволн (рис.). Оно фактически определяет плотность энергии эл.-магн. излучения во Вселенной, а также плотность числа фотонов (ок. 400 в 1 см^3,

что соответствует 0,25 эВ/см³). На каждый атом во Вселенной приходится более 100 млн. фотонов Р. и. Св-ва Р. и. хорошо согласуются с предложенной в 1946 амер. физиком Г. А. Гамовым гипотезой т. н. горячей модели Вселенной, согласно к-рой плазма и эл.-магн. излучение на ранних стадиях расширения Вселенной обладали



Спектр эл.-магн. фонового излучения Вселенной. Сплошной линией показаны результаты наблюдений, пунктиром — теор. оценки.

высокой плотностью и темп-рой (>10^9 К и выше; см. *Космология*). В ходе космологич. расширения Вселенной темп-ра горячей плазмы и находящегося с ней в термодинамич. равновесии излучения падала. При достижении темп-ры ~ 4000 К произошла *рекомбинация* протонов и электронов, после чего равновесие образовавшегося нейтр. в-ва (водорода и гелия) с излучением нарушилось — кванты излучения уже не обладали необходимой для ионизации в-ва энергией и проходили через него, как через прозрачную среду. Темп-ра обособившегося излучения продолжала снижаться и к нашей эпохе составила ок. 3 К. Т. о., это излучение сохранилось до наших дней как реликт от эпохи рекомбинации и образования нейтр. атомов H и He.

Р. и. участвовало и участвует в важнейших крупномасштабных процессах во Вселенной и поэтому должно нести на себе отпечаток этих процессов. Одно из св-в Р. и.— изотропность — показывает, что значительных по величине неоднородностей плотности, способных затем привести к образованию галактик, в момент рекомбинации не было (давление излучения мешало конденсации в-ва). Если бы на ранних стадиях развития Вселенной заметную роль играли процессы, сопровождающиеся значит. энерговыделением (*аннигиляция пар* и др.), то они исказили бы хар-р спектра Р. и., близкий к спектру излучения абсолютно чёрного тела. Обнаружение таких особенностей в спектре Р. и. позволило бы уточнить тепловую эволюцию Вселенной. В совр. эпоху Р. и. благодаря своей высокой плотности определяет время существования релятив. эл-нов и др. ч-ц *космических лучей* со сверхвысокими энергиями в межгалактич. пр-ве. Эл-ны, сталкиваясь с фотонами Р. и., отдают им энергию и тормозятся. Энергия реликтовых фотонов при этом возрастает во много раз (обратный *Комптона эффект*), и они могут попасть в рентг. диапазон. Таково, возможно, происхождение косм. фонового рентг. излучения. При столкновении с фотонами Р. и. протонов и ядер косм. лучей ядра расщепляются, а соударения с протонами приводят к рождению электрон-позитронных пар, π-мезонов и др. ч-ц. С этими процессами связывают практич. отсутствие в косм. лучах ч-ц с энергией $\gtrsim 10^{20}$ эрг, а также малое кол-во тяжёлых ядер.

Эксперименты показали, что темп-ра Р. и. практически не зависит от направления наблюдения. Однако обнаружен эффект, связанный с движением Солнечной системы и Галактики относительно фона Р. и. Вследствие *Доплера эффекта* фотоны Р. и., летящие навстречу наблюдателю, кажутся более энергичными, чем догоняющие наблюдателя. На небесной сфере удалось выделить две диаметрально противоположные области, в к-рых отмечается относит. повышение и понижение темп-ры Р. и., вызванное движением Солнца относительно системы координат, связанной с Р. и. Оказалось, что Солнце движется со скоростью 390±60 км/с в направлении созвездия Льва. В связи с этим Р. и. можно рассматривать как своеобразную выделенную систему координат во Вселенной.

● Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981; Физика космоса, М., 1976 (Маленькая энциклопедия).

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ (лоренц-инвариантность), инвариантность (неизменность) законов природы относительно преобразований Лоренца, вытекающая из *относительности теории*. Р. и. выражает равноправие всех *инерциальных систем отсчёта*; в силу Р. и. ур-ния, описывающие любые физ. процессы, имеют во всех таких системах одинаковый вид. Р. и. жёстко ограничивает класс допустимых физ. ур-ний и поэтому играет фундам. роль при поисках новых физ. закономерностей.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ КВА́НТОВАЯ МЕХА́НИКА, раздел теор. физики, в к-ром рассматриваются релятив. квант. законы движения микрочастиц (эл-нов и др.) в т. н. *одночастичном приближении*. Релятив. эффекты велики при энергиях ч-цы, сравнимых с её энергией покоя. При таких энергиях может происходить рождение ч-ц (реальных или виртуальных), поэтому рассмотрение одной ч-цы в общем случае неправомерно. Последоват. описание свойств релятив. квант. ч-ц возможно только в рамках *квантовой теории поля*. Однако в нек-рых задачах образование ч-ц можно не учитывать и использовать волн. ур-ния, описывающие движение одной ч-цы (одночастичное приближение). Так находят, напр., релятив. поправки к ат. уровням энергии (определяющие тонкую структуру). Такой подход явл. логически незамкнутым, поэтому Р. к. м., в к-рой рассматриваются задачи подобного типа, в отличие от релятив. квант. теории поля и нерелятив. квант. механики, не существует как последоват. теория. Основой расчётов в Р. к. м. служат релятив. обобщения *Шрёдингера уравнения*: *Дирака уравнение* для эл-нов и др. ч-ц со спином $^1/_2$ (в ед. $\hbar$) и *Клейна — Гордона — Фока уравнение* для ч-ц со спином 0.

И. Ю. Кобзарев.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ МЕХА́НИКА, раздел теор. физики, рассматривающий классич. законы движения тел (ч-ц) при скоростях движения v, сравнимых со скоростью света c. Р. м. основана на спец. теории относительности. Осн. ур-ния Р. м.— релятив. обобщение 2-го закона Ньютона и релятив. закон сохранения энергии-импульса — удовлетворяют требованиям принципа относительности Эйнштейна. Из них, в частности, следует, что скорость матер. объектов не может превышать c. При $v \ll c$ Р. м. переходит в классич. механику Ньютона. См. *Относительности теория*.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ СКОРОСТЬ, скорость v, близкая к скорости света c. Ч-ца, движущаяся с Р. с., наз. р е л я т и в и с т с к о й. Энергия свободной релятивистской частицы $\mathcal{E} = m_0c^2/\sqrt{1-v^2/c^2}$ сравнима или больше удвоенной *энергии покоя* ч-цы: $\mathcal{E} \geqslant 2\,m_0c^2$ (m_0 — масса покоя ч-цы); если $\mathcal{E} \gg m_0c^2$, ч-ца наз. у л ь т р а р е л я т и в и с т с к о й.

РЕЛЯТИВИ́СТСКИЕ ЭФФЕ́КТЫ, физ. явления, наблюдаемые при скоростях тел (ч-ц) v, сравнимых со скоростью света c. К ним относятся: релятив. сокращение продольных (в направлении движения тела) длин, релятив. замедление времени, увеличение массы тела с ростом его энергии и т. п., рассматриваемые в частной (специальной) *относительности теории*. Для квант. систем ч-ц (атомов, ат. ядер и др.), в к-рых относит. движение ч-ц происходит со скоростями $v \ll c$, Р. э. дают поправки к уровням энергии, пропорц. степеням отношения v/c (см. *Спин-орбитальное взаимодействие*). Релятивистскими наз. также эффекты общей теории относительности (релятив. теории тяготения), напр. эффект замедления течения времени в сильном гравитац. поле (см. *Тяготение*).

РЕНОРМАЛИЗАЦИО́ННАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ, требование самосогласованности процедуры перенормировки, состоящее в том, что наблюдаемые физ. величины, вычисленные с помощью первоначальных и ренормированных параметров, должны совпадать. Ренормированные параметры можно вводить по-разному (см. *Пере-*

нормировка); переходы от одного способа введения параметров к другому составляют р е н о р м а л и з а ц и о н н у ю г р у п п у. *А. В. Ефремов.*

РЕНОРМИРОВКА, то же, что *перенормировка*.

РЕНТГЕ́Н (Р, R), внесистемная ед. экспозиц. *дозы* рентг. и гамма-излучений, определяемая по их ионизирующему действию на сухой атм. воздух. Названа в честь нем. физика В. К. Рентгена (W. K. Röntgen). При дозе 1 Р в объёме воздуха 1 см^3 образуется такое число положит. и отрицат. ионов, что суммарно они несут 1 ед. заряда СГС каждого знака. 1 Р = =2,57976·10^{-4} Кл/кг.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ КА́МЕРА, прибор для изучения и контроля ат. структуры образца путём регистрации на фотоплёнке картины, возникающей при *дифракции рентгеновских лучей* на исследуемом образце. Применяется в *рентгеновском структурном анализе*, *рентгенографии материалов*, *рентгеновской топографии*. Назначение Р. к.— обеспечить выполнение условий дифракции рентг. лучей согласно *Брэгга — Вульфа условию* и получение *рентгенограмм*.

Источником излучения для Р. к. служит *рентгеновская трубка*. Р. к. конструктивно различны в зависимости от их назначения (камеры для исследования монокристаллов, поликристаллов, для рентг. топографии, для получения малоугловых рентгенограмм и др.). Все Р. к. (см. приведённые ниже рис.) содержат коллиматор, узел установки образца, кассету (плоскую или цилиндрическую) с фотоплёнкой, механизм движения образца (а иногда и кассеты). Коллиматор формирует рабочий пучок первичного излучения. Вместо него иногда применяется кристалл-монохроматор, к-рый создаёт узкий пучок рентг. излучения определённых длин волн (монохроматич. излучение). В качестве монохроматора используют также селективно поглощающие фильтры.

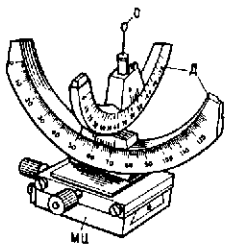


Рис. 1. Гониометрич. головка: О — образец; Д—дуговые направляющие для наклона образца во взаимно перпендикулярных направлениях; МЦ — механизм центрировки образца, служащий для выведения центра дуг, в к-ром находится образец, на ось вращения камеры.

Узел установки образца служит для закрепления образца в держателе и задания ему определённого положения относительно первичного пучка, для выведения образца на ось вращения (центрировки), а в Р. к. для исследования монокристаллов — для наклона образца на гониометрич. головке (рис. 1).

В Р. к. для исследования поликристаллов (рис. 2) применяют как параллельный первичный пучок (дебаевские Р. к.; см. *Дебая — Шеррера метод*), так и расходящийся (фокусирующие Р. к.). Р. к. для исследования монокристаллов конструктивно различны в зависимости от назначения (Р. к. для получения *лауэграмм*, Р. к. вращения-колебания для измерения параметров крист. решётки, Р. к. для определения типа элем. ячейки; рис. 3). Р. к., регистрирующие все дифракц. максимумы (рефлексы) отдельно один от другого (развёртки слоевых линий), наз. *рентгеновскими гониометрами*. В рентг. гониометрах и Р. к. для рентг. топографии кассета перемещается или вращается синхронно с образцом.

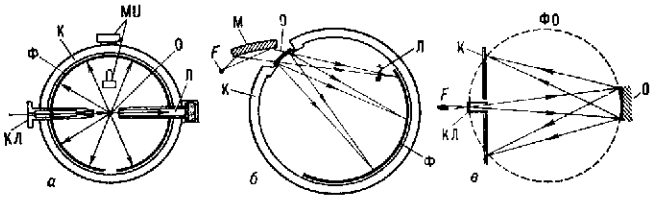


Рис. 2. Осн. схемы рентг. камер для исследования поликристаллов: *а* — дебаевская камера; *б* — фокусирующая камера с изогнутым кристаллом-монохроматором для исследования образцов «на просвет» (область малых углов дифракции); *в* — фокусирующая камера для обратной съёмки (большие углы дифракции) на плоскую кассету. Стрелками показаны направления прямого и дифрагированного пучков. О — образец; *F* — фокус рентг. трубки; М — кристалл-монохроматор; К — кассета с фотоплёнкой Ф; Л — ловушка, перехватывающая первичный пучок; ФО — окружность фокусировки, по к-рой располагаются дифракц. максимумы; КЛ — коллиматор; МЦ — механизм центрировки образца.

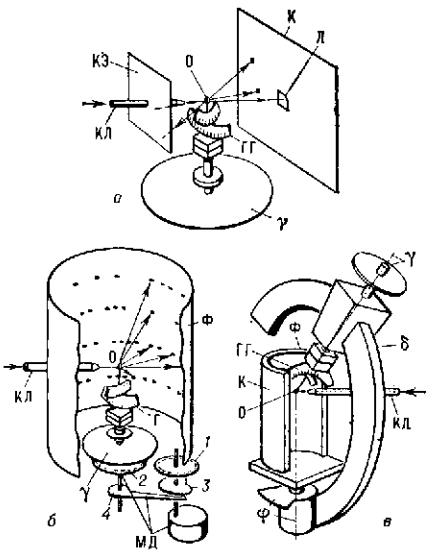


Рис. 3. Схемы осн. типов рентг. камер для исследования монокристаллов: *а* — камера для исследования неподвижных кристаллов по методу Лауэ; *б* — камера вращения; вращение образца осуществляют с помощью шестерёнок *1* и *2*, колебание — через капроид *3* и рычаг *4*; *в* — рентг. камера для определения размеров и формы элем. ячейки. О — образец; ГГ — гониометрич. головка; γ — лимб и ось поворота гониометрич. головки; КЛ — коллиматор; К — кассета с фотоплёнкой Ф; КЭ — кассета для съёмки эпиграмм (обратная съёмка); МД — механизм вращения и колебания образца; φ — лимб и ось колебания образца; δ — дуговая направляющая наклонов оси гониометрич. головки.

Для исследования аморфных и стеклообразных тел и р-ров применяют Р. к., регистрирующие рассеяние рентг. лучей под малыми углами дифракции (малоугловые Р. к.).

● У м а н с к и й М. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960; Г и н ь е А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; Ф и н к е л ь В. А., Высокотемпературная рентгенография металлов, М., 1968; е г о ж е, Низкотемпературная рентгенография металлов, М., 1971.

В. В. Зубенко.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ, совокупность методов исследования микроскопич. строения объектов с помощью *рентгеновского микроскопа*. Р. м. находит применение для исследования строения разл. объектов в медицине, минералогии (рис. 1), металло-

Рис. 1. Рентгеновская микрофотография железной руды: *а* — силикат железа; *б* — магнетит. Увеличение в 50 раз.

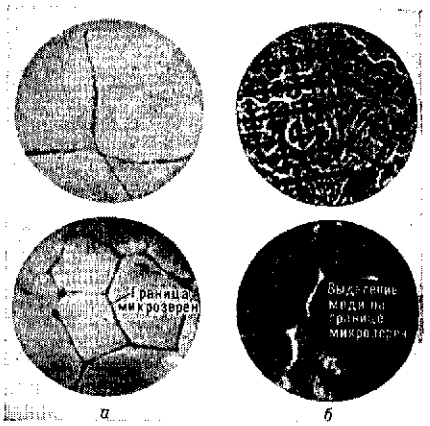


Рис. 2. Снимки микроструктуры одних и тех же участков сплава алюминия с 5% меди, полученные с помощью оптич. (*а*) и рентг. (*б*) микроскопов. Вверху и внизу представлены снимки сплавов, кристаллизовавшихся при разной скорости охлаждения (180 град/мин и 1 град/мин соотв.). Снимок в рентг. излучении выявляет более тонкое строение микрозёрен сплава (микродендриты — тёмные полосы, скопления атомов по границам субзёрен — светлые линии). На верхних снимках увеличение в 250 раз, на нижних — в 100 раз.

ведении (рис. 2) и др. областях науки и техники. С помощью рентг. микроскопа можно оценить кач-во окраски или тонких покрытий, оклейки или отделки миниатюрных изделий, получать микрорентгенографии биол. срезов толщиной до 200 нм. Его используют для анализа сплавов лёгких и тяжёлых металлов, при изучении внутр. строения непрозрачных для света и электронов объектов. Образцы при этом не нужно помещать в вакуум: они не подвергаются разрушению.

● См. лит. при ст. *Рентгеновский микроскоп.*

В. Г. Лютцау.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я, получение *рентгеновских спектров* испускания и поглощения и их использование в исследованиях электронной энергетич. структуры атомов, молекул и тв. тел. К Р. с. относят также рентгеноэлектронную спектроскопию, исследование зависимости интенсивности тормозного и характеристич. спектров от напряжения на рентг. трубке (метод изохромат), спектроскопию потенциалов возбуждения.

Характеристич. спектры испускания регистрируются рентг. спектрометрами (см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*). Их исследуют по зависимости интенсивности излучения от энергии рентг. фотона. Форма и положение линий в рентг. спектрах испускания несут информацию об энергетич. распределении плотности состояний внеш. эл-нов атома, позволяют экспериментально выявить симметрию их *волновых функций* и их распределение между сильно связанными локализованными эл-нами атома и коллективизированными эл-нами твёрдого тела.

Исследуя по рентг. спектрам поглощения зависимость коэфф. поглощения от энергии рентг. фотонов, получают сведения об энергетич. распределении плотности свободных электронных состояний. Спектр. положение границы спектра поглощения и максимумов его тонкой структуры позволяют найти кратность зарядов ионов в соединениях (её можно определить во мн. случаях и по смещениям осн. линий спектра испускания). Р. с. даёт возможность также установить симметрию ближнего окружения атома, а также природу хим. связи. Далёкая тонкая структура Р. с., исследуемая с помощью *синхротронного излучения*, даёт информацию о типе и расположении атомов в ближайшем окружении от того атома, спектр к-рого получают, а также об их расстояниях друг от друга. Рентг. спектры, возникающие при бомбардировке атомов мишени тяжёлыми ионами высокой энергии, дают возможность судить о распределении излучающих атомов по кратности внутр. ионизаций. Спектры самих летящих ионов позволяют исследовать динамику распада состояний внутр. ионизации ионов с сильно ободранной электронной оболочкой. Рентгеноэлектронная спектроскопия находит применение для определения энергии внутренних уровней атомов, для химического анализа и изучения валентных состояний атомов в химических соединениях.

● Барицкий Р. Л., Нефедов В. И., Рентгено-спектральное определение заряда атомов в молекулах, М., 1966; Зимкина Т. М., Фомичев В. А., Ультрамягкая рентгеновская спектроскопия, Л., 1971; Немошкаленко В. В., Рентгеновская эмиссионная спектроскопия металлов и сплавов, К., 1972; Azaroff L. V. (ed.), X-ray spectroscopy, N. Y.—[a. o.], 1974; Рентгеновские спектры молекул, под ред. А. В. Николаева, Новосиб., 1977; Майзель А., Леонхардт Г., Саргант Р., Рентгеновские спектры и химическая связь, пер. с нем., К., 1981.

М. А. Блохин.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ ТОПОГРА́ФИЯ, совокупность рентг. дифракц. методов изучения разл. дефектов строения в почти совершенных кристаллах. К таким дефектам относятся: блоки и границы структурных элементов, дефекты упаковки, дислокации, скопления атомов примесей. Осуществляя *дифракцию рентгеновских лучей* на кристаллах разл. методами «на просвет» и «на отражение» в спец. *рентгеновских камерах*, регистрируют дифракц. изображение кристалла — т о п о г р а м м у, расшифровывая к-рую получают информацию о дефектах в кристаллах.

Физ. основу методов Р. т. составляет дифракц. контраст в изображении разл. областей кристалла в пределах о д н о г о д и ф р а к ц и о н н о г о п я т н а. Этот контраст формируется вследствие различий интенсивностей или направлений лучей от разных точек кристалла в соответствии с совершенством или ориентацией крист. решётки в этих точках. Эффект, вызываемый изменением хода лучей, позволяет оценивать размеры и дезориентации элементов субструктуры в кристаллах (фрагментов, блоков), а различие в интенсивностях пучков используется для выявления дефектов упаковки, дислокаций, сегрегаций примесей и напряжений. Р. т. отличается от др. рентг. структурных методов (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Рентгенография материалов*) высокой разрешающей способностью и чувствительностью, а также возможностью исследования объёмного расположения дефектов в сравнительно крупных (до десятков см), почти совершенных кристаллах.

Линейное разрешение мн. методов Р. т. составляет от 20 до 1 мкм, угл. разрешение — от 1′ до 0,01″. Чувствительность определяется контрастом в интенсивностях дифрагиров. лучей от «удачно» и «неудачно» ориентированных областей и от «совершенных» и «искажённых» областей кристалла.

Методы Р. т. различаются по области используемых углов дифракции, по хар-ру выявляемых дефектов, степени несовершенства и дефектности кристаллов, чувствительности и разрешающей способности. Преобразование рентг. изображений в видимые с последующей их передачей на телевиз. экран позволяет осуществлять контроль дефектности кристаллов в процессе разл. воздействий на них при технологич. обработке или при исследовании их св-в.

В. Г. Лютцау.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ ТРУ́БКА, электровакуумный прибор, служащий источником *рентгеновского излучения*, к-рое возникает при вз-ствии испускаемых катодом эл-нов с в-вом анода (антикатода). В Р. т. энергия эл-нов, ускоренных электрич. полем, частично переходит в энергию рентг. излучения. Спектр излучения Р. т. представляет собой спектр тормозного рентг. спектра, а при достаточных энергиях эл-нов на него накладывается характеристич. спектр в-ва анода.

Р. т. применяют в *рентгеновском структурном анализе*, *спектральном анализе рентгеновском*, дефектоскопии, рентгенотерапии и рентгенодиагностике, *рентгеновской микроскопии*, микрорентгенографии и рентг. литографии. В зависимости от области применения Р. т. могут различаться по типу конструкции, способу получения и фокусировки пучка эл-нов, вакуумированию, охлаждению анода, размерам и форме фокуса (области

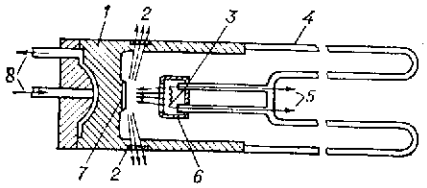


Схема рентгеновской трубки для структурного анализа: *1* — металлич. анодный стакан (обычно заземляется); *2* — окна из бериллия для выхода рентг. излучения; *3* — термоэмиссионный (подогревный) катод; *4* — стеклянная колба; *5* — выводы катода, к к-рым подводится напряжение накала, а также высокое (относительно анода) напряжение; *6* — электростатич. система фокусировки эл-нов; *7* — анод; *8* — патрубки для охлаждающей системы.

излучения на поверхности анода) и др. Наиб. широко применяются т. н. отпаянные Р. т. с термоэмиссионным катодом, водяным охлаждением анода, электростатич. фокусировкой эл-нов (рис.). Термоэмиссионный катод Р. т. обычно представляет собой спираль или прямую нить из вольфрамовой проволоки, накаливаемую электрич. током. Рабочий участок анода — металлич. зерк. поверхность — расположен перпендикулярно или под некрым углом к потоку эл-нов. Для получения сплошного тормозного спектра рентг. излучения высоких энергий и интенсивностей применяются аноды из Au, W; в структурном анализе используются Р. т. с анодами из Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Mo, Ag. Осн. хар-

ки Р. т.— предельно допустимое ускоряющее напряжение (1—500 кВ), электронный ток (0,01 мА — 1 А), уд. мощность, рассеиваемая анодом ($10—10^4$ Вт/мм^2), общая потребляемая мощность (0,002 Вт — 60 кВт). Кпд Р. т. составляет 0,1—3%.

● Тейлор А., Рентгеновская металлография, пер. с англ., М., 1965; Уманский Я. С., Рентгенография металлов и полупроводников, М., 1969; Шмелев В. К., Рентгеновские аппараты, 4 изд., М., 1973.

РЕНТГЕ́НОВСКИЕ ЛУЧИ́, см. *Рентгеновское излучение.*

РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕ́КТРЫ, спектры испускания и поглощения рентг. излучения, т. е. эл.-магн. излучения в области длин волн от 10^{-4} до 10^3 Å. Для исследования Р. с. применяют спектрометры с диспергирующим элементом (кристаллом-анализатором или дифракц. решёткой) либо бездифракц. аппаратуру, состоящую из детектора (сцинтилляционного, газового пропорционального или полупроводникового счётчика) и амплитудного анализатора импульсов (см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*).

Спектр излучения *рентгеновской трубки* представляет собой наложение тормозного и характеристического Р. с. Тормозной Р. с. возникает при торможении заряж. ч-ц, бомбардирующих мишень (см. *Тормозное излучение*). Интенсивность тормозного спектра быстро растёт с уменьшением массы бомбардирующих ч-ц и достигает значит. величины при возбуждении эл-нами. Тормозной Р. с.— сплошной, он непрерывно распределён по всем дл. волн λ вплоть до КВ границы $\lambda_0 = hc/eV$ (здесь e — заряд бомбардирующей ч-цы, V — пройденная ею разность потенциалов). С возрастанием энергии ч-ц интенсивность тормозного Р. с. I растёт, а λ_0 смещается в сторону коротких волн (рис. 1); с увеличением порядкового номера Z атомов мишени I также растёт.

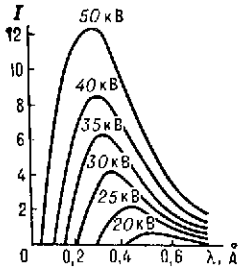


Рис. 1. Распределение интенсивности I тормозного излучения W по длинам волн λ при разл. напряжениях V на рентг. трубке.

Характеристич. Р. с.— дискретные, их испускают атомы мишени при столкновении с заряж. ч-цей высокой энергии (первичные Р. с.) или рентг. фотоном (флуоресцентные Р. с.). В результате столкновения с одной из внутр. оболочек атома (K-, L-, M-, ... оболочек) вылетает эл-н. Состояние атома с вакансией во внутр. оболочке (его нач. состояние) неустойчиво. Эл-н одной из внеш. оболочек может заполнить эту вакансию, и атом при этом переходит в конечное состояние с меньшей энергией, испуская избыток энергии в виде фотона характеристич. излучения. Поскольку энергии начального $\mathcal{E}_1$ и конечного $\mathcal{E}_2$ состояний атома квантованы, возникает линия Р. с. с частотой $\nu = (\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2)/h$. Все возможные излучательные квант. переходы атома из нач. K-состояния образуют наиболее жёсткую (коротковолновую) K-серию.

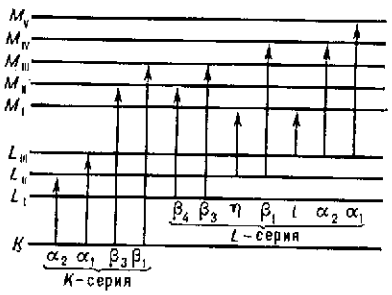


Рис. 2. Схема K-, L-, M-уровней атома и осн. линии K- и L-серий.

Аналогично образуется L-, M-, N-серии (рис. 2). Положение линий характеристич. Р. с. зависит от ат. номера элемента, составляющего мишень (см. *Мозли закон*).

Каждая серия характеристич. Р. с. возбуждается при прохождении бомбардирующими ч-цами определённой разности потенциалов — потенциала возбуждения V_q (q — индекс возбуждаемой серии, рис. 3). При дальнейшем росте V интенсивность I линий этого спектра растёт пропорционально $(V - V_q)^2$, затем рост интенсивности замедляется и при $V \approx 11V_q$ начинает падать. Относит. интенсивности линий одной серии определяются *вероятностями квантовых переходов* и, следовательно, соответствующими *отбора правилами*.

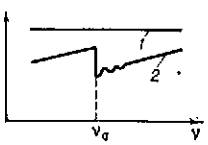


Рис. 3. Зависимость I интенсивности I тормозного рентгеновского спектра от частоты ν вблизи ν_q: *1* — без поглотителя, *2* — после прохождения поглотителя.

Спектр поглощения получают, пропуская рентг. излучение непрерывного спектра через тонкий поглотитель. При этом распределение интенсивности по спектру изменяется — наблюдаются скачки и флуктуации поглощения, к-рые и представляют собой спектры поглощения. Для каждого уровня Р. с. поглощения имеют резкую низкочастотную (длинноволновую) границу $\nu_q (h\nu_q = eV_q)$, при к-рой происходит скачок поглощения.

В Р. с. поглощения наблюдаются небольшие флуктуации интенсивности (далёкая тонкая структура), обусловленные вз-ствием эл-на, удалённого из исследуемого атома, с соседними атомами.

Р. с. нашли применение в *рентгеновской спектроскопии*, *спектральном анализе рентгеновском*, *рентгеновском структурном анализе*.

● См. лит. при ст. *Рентгеновское излучение.*

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ ГОНИОМЕ́ТР, прибор, с помощью к-рого можно одновременно регистрировать направление дифрагированного на исследуемом образце *рентгеновского излучения* и положение образца в момент возникновения дифракции. Р. г. может быть самостоят. прибором, регистрирующим на фотоплёнке дифракц. картину; в этом случае он представляет собой *рентгеновскую камеру*. Р. г. называют также все гониометрич. устройства, являющиеся составной частью *рентгеновских дифрактометров* и служащие для установки образца в положения, соответствующие условиям возникновения *дифракции рентгеновских лучей*, и детектора в направлении дифрагир. лучей.

В Р. г. с фоторегистрацией для исследования монокристаллов или текстур выделяют дифракц. конус, соответствующий исследуемой кристаллографич. плоскости. Фотоплёнка и образец движутся синхронно, поэтому одна из координат на плёнке соответствует азимутальному углу дифрагир. луча, вторая — углу поворота образца [так работает Р. г. Вайсенберга (рис. 1) и текстурный Р. г. Жданова].

В Р. г. для дифрактометров может быть использована аналогичная схема, однако угол поворота образца и углы поворота и наклона детектора в этом случае отсчитываются непосредственно по лимбам или датчикам, установленным на соответствующих валах.

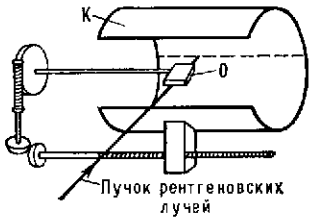


Рис. 1. Схема рентг. гониометра типа Вайсенберга. Зубчатые передачи и ходовой винт обеспечивают синхронное движение исследуемого образца (О) и цилиндрич. кассеты (К) с рентг. плёнкой.

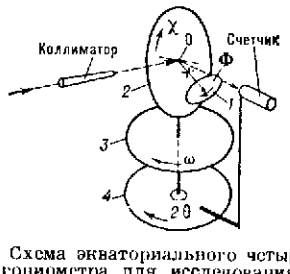


Рис. 2. Схема экваториального четырёхкружного гониометра для исследования монокристаллов. Лимб *1* измеряет Φ_2— угол поворота кристалла вокруг оси гониометрич. головки; лимб *2* регистрирует χ — угол наклона оси Φ; лимб *3* измеряет ω — угол вращения относительно гл. оси гониометра; лимб *4* измеряет угол поворота счётчика 2θ.

В рентг. дифрактометрах для исследования монокристаллов и текстур применяется т. н. экваториальная геометрия: счётчик перемещается только в одной плоскости, а образец нужно поворачивать вокруг трёх взаимно перпендикулярных осей (рис. 2) т. о., чтобы дифрагир. пучок попал в плоскость движения счётчика. В Р. г. для исследования поликристаллич. образцов используют слегка расходящийся пучок, к-рый после дифракции на объекте сходится в одну точку.

● Уманский М. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960; Хейкер Д. М., Рентгеновская дифрактометрия монокристаллов, Л., 1973.

Д. М. Хейкер.

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ ДИФРАКТО́МЕТР, прибор для измерения интенсивности и направления рентг. пучков, дифрагированных на крист. объекте (см. *Дифракция рентгеновских лучей*). Р. д. применяется для решения разл. задач *рентгеновского структурного анализа*, *рентгенографии материалов*. Он позволяет измерять интенсивность дифрагированного в заданном направлении излучения с точностью до десятых долей % и угол дифракции с точностью до десятых долей мин.

Р. д. состоит из источника *рентгеновского излучения*, *рентгеновского гониометра*, в к-рый помещают исследуемый образец, детектора излучения и электронного измерительно-регистрирующего устройства. Детектором в Р. д. служат не фотоматериалы, как в *рентгеновской камере*, а сцинтилляционные, пропорциональные и ПП счётчики. В процессе измерения счётчик перемещается и регистрирует в каждой точке энергию излучения за определённый интервал времени. Используются также одномерные и двумерные позиционно-чувствительные детекторы, фиксирующие одновременно интенсивность и координаты неск. отражений. По сравнению с рентг. камерами Р. д. обладают более высокой точностью, чувствительностью, большей экспрессностью. Процесс получения информации в Р. д. может быть полностью автоматизирован, поскольку в нём отсутствует необходимость проявления фотоплёнки, причём в автоматич. Р. д. ЭВМ управляют прибором и обрабатывают полученные данные. Универс. Р. д. можно использовать для разл. рентгеноструктурных исследований, заменяя приставки к гониометрич. устройству. В больших лабораториях применяются специализир. Р. д., предназначенные для решения к.-л. одной задачи.

● См. лит. при ст. *Рентгеновский гониометр.*

Д. М. Хейкер.

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ МИКРОСКО́П, микроскоп, предназначенный для исследования микроструктуры объектов в *рентгеновском излучении*. Предел разрешения Р. м. может превышать разрешение световых микроскопов на 2—3 порядка в соответствии с отношением длин волн λ рентг. и видимого излучений. Специфичность вз-ствия рентгеновского излучения с в-вом обусловливает отличие рентг. оптич. систем от световых. Малое отклонение показателя преломления рентг. лучей от единицы (меньше чем на 10^{-4}) практически не позволяет использовать для их фокусировки линзы и призмы. Электрич. и магн. линзы для этой цели также неприменимы, т. к. рентг. излучение инертно к электрич. и магн. полям. Поэтому в Р. м. для фокусировки рентг. лучей используют явление их полного внеш. отражения изогнутыми зеркальными плоскостями или отражение их от кристаллографич. плоскостей (в отражательном Р. м.). Оказалось также возможным построить Р. м. по принципу теневой проекции объекта в расходящемся пучке лучей от точечного источника (проекционный, или теневой, Р. м.).

Отражательный Р. м. содержит микрофокусный источник рентг. излучения, изогнутые зеркала-отражатели из стекла (кварца с напесённым на него слоем золота) или изогнутые монокристаллы и детекторы изображения (фотоплёнки, *электронно-оптические преобразователи*). На рис. 1 приведена схема хода лучей в Р. м. с двумя зеркалами, повёрнутыми друг относительно друга на 90°. Получение высокого разрешения в таком Р. м. ограничивается малым углом полного

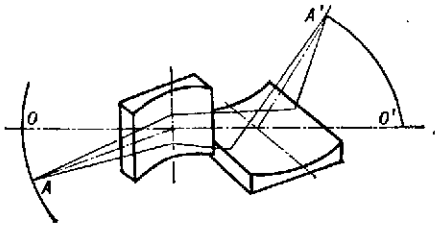


Рис. 1. Схема фокусировки рентг. лучей в отражательном Р. м. с двумя скрещенными зеркалами: *OO'*-оптич. ось системы; *A* — объект, *A'* — его изображение. Увеличение *O'A'/OA*.

внеш. отражения (угол скольжения $<0{,}5°$), следовательно, большим фокусным расстоянием (>1 м) и очень жёсткими требованиями к профилю и качеству обработки поверхностей зеркал (допустимая шероховатость ~ 1 нм). Полное разрешение таких Р. м. зависит от λ и угловой апертуры, не превышающей угла скольжения. Напр., для излучения с $\lambda=0{,}1$ нм и угла скольжения 25′ дифракц. разрешение не превышает 8,5 нм (увеличение до 10^5). При использовании для фокусировки рентг. излучения изогнутых монокристаллов, помимо разл. *аберраций оптических систем*, на качество изображения влияют несовершенства крист. структуры, а также конечная величина брегговских углов *дифракции рентгеновских лучей*.

Проекционный Р. м. включает в себя рентг. источник со сверхмикрофокусом диаметром $d \cong 0{,}1-1$ нм, камеру для размещения исследуемого объекта и регистрирующее устройство. Увеличение M проекц. Р. м. определяется отношением расстояний от источника излучения до объекта (a) и до детектора (b): $M=b/a$ (рис. 2). Линейное разрешение проекц. Р. м. достигает 0,1—0,5 нм. Геом. разрешение определяется величиной нерезкости (полутени) края объекта $P_г$, зависящей от размера источника рентг. лучей и увеличения M: $P_г=Md$. Дифракц. разрешение зависит от дифракц. френелевской бахромы на крае $P_д=a\lambda^{1/2}$, где a — расстояние от

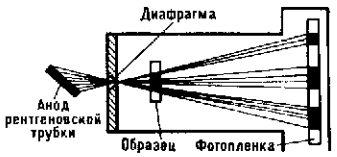


Рис. 2. Схема проекц. Р. м.

источника до объекта. Поскольку a не может быть меньше 1 нм, разрешение при $\lambda=0{,}1$ нм составит 10 нм (если размеры источника обеспечат такое же геом. разрешение). Контраст в изображении возникает благодаря различию в поглощении излучения разл. участками объекта. Этим различием определяется и чувствительность теневого Р. м.

Р. м. может быть оснащён разл. преобразователями рентг. изображения в видимое в сочетании с телевизионными системами.

● Уманский Я. С., Рентгенография металлов и полупроводников, М., 1969; Cosslett V. E., Nixon W. C., X-ray microscopy, Camb., 1960.

В. Г. Лютцау.

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ СТРУКТУ́РНЫЙ АНА́ЛИЗ, методы исследования структуры в-ва по распределению в пр-ве и интенсивностям рассеянного на анализируемом объекте *рентгеновского излучения*. Р. с. а. наряду с *нейтронографией* и *электронографией* явл. дифракц. структурным методом; в его основе лежит вз-ствие рентг. излучения с эл-нами в-ва, в результате к-рого возникает *дифракция рентгеновских лучей*. Дифракц. картина зависит от дл. волны используемого излучения и ат. строения объекта. Для исследования ат. структуры применяют излучение с дл. волны ~ 1Å ($\sim 0{,}1$ нм), т. е. порядка размеров атомов. Методами Р. с. а. изучают металлы, сплавы, минералы, неорганич. и органич. соединения, полимеры, аморфные материалы, жидкости и газы, молекулы белков, нуклеиновых к-т и т. д. Наиболее успешно Р. с. а. применяют для установления ат. структуры крист. тел, т. к. *кристаллы* обладают строгой периодичностью строения и представляют собой созданную самой природой *дифракционную решётку* для рентг. излучения.

Историческая справка. Дифракция рентг. лучей на кристаллах открыта в

1912 нем. физиком М. Лауэ и его сотрудниками В. Фридрихом и П. Книппингом. Разработанная Лауэ теория дифракции рентг. лучей на кристаллах позволила связать λ излучения, параметры элем. ячейки кристалла a, b, c (см. *Кристаллическая решётка*), углы падающего (α_0, β_0, γ_0) и дифракционного (α, β, γ) лучей соотношениями:

$$a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = h\lambda,$$
$$b(\cos\beta - \cos\beta_0) = k\lambda, \quad (1)$$
$$c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) = l\lambda,$$

где h, k, l — целые числа (*индексы кристаллографические*). Ур-ния (1) наз. условием Лауэ для возникновения дифракции рентг. лучей, они требуют, чтобы разность хода между параллельными лучами, рассеянными атомами, отвечающими соседним узлам решётки, была равна целому числу λ.

В 1913 англ. физик У. Л. Брэгг и одновременно с ним Г. В. Вульф показали, что дифракц. пучок можно рассматривать как отражение падающего луча от одной из систем кристаллографич. плоскостей (см. *Брэгга — Вульфа условие*). В том же году У. Г. и У. Л. Брэгги впервые исследовали ат. структуры простейших кристаллов рентг. дифракц. методами. В 1916 в Германии П. Дебай и П. Шеррер предложили дифракц. метод исследования структуры поликристаллич. материалов. В последующие годы были предложены разл. эксперим. методы изучения монокристаллов, развита теория дифракции и теория методов определения по эксперим. данным ат. структуры кристаллов, полимеров, аморфных тел и жидкостей, а также газов. В 50-х гг. начали бурно развиваться методы Р. с. а. с использованием ЭВМ в технике эксперимента и при обработке рентг. дифракц. информации.

Эксперим. методы Р. с. а. Для создания условий дифракции и регистрации излучения служат *рентгеновские камеры*, *рентгеновские дифрактометры* и *рентгеновские гониометры*. Рассеянное рентг. излучение в них фиксируется на фотоплёнке или измеряется *детекторами* ядерных излучений. В зависимости от состояния исследуемого образца и его св-в, а также от характера и объёма информации, к-рую необходимо получить, применяют разл. методы Р. с. а. Монокристаллы, отбираемые для исследования ат. структуры, должны иметь размеры ~0,1 мм и по возможности обладать совершенной структурой. Исследованием дефектов в сравнительно крупных почти совершенных кристаллах занимается *рентгеновская топография*, к-рую иногда относят к Р. с. а.

Метод Лауэ — простейший метод получения рентгенограмм от монокристаллов. Кристалл в эксперименте Лауэ неподвижен, а используемое рентг. излучение имеет непрерывный спектр. Расположение дифракц. пятен на лауэграммах (см. рис. в ст. *Лауэграмма*) зависит от *симметрии кристалла* и его ориентации относительно падающего луча, что позволяет установить его принадлежность к одной из 11 лауэвских групп симметрии и определять направление его кристаллографич. осей (ориентировать) с точностью до неск. угловых минут. По характеру пятен на лауэграммах, и особенно появлению *астеризма*, можно выявить внутр. напряжения и нек-рые др. дефекты кристаллич. структуры. Методом Лауэ проверяют качество монокристаллов при выборе образца для его более полного структурного исследования (см. также *Лауэ метод*).

Методы качания и вращения образца используют для определения периодов повторяемости (постоянной решётки) вдоль кристаллографич. направления в монокристалле. Они позволяют, в частности, установить параметры a, b, c элем. ячейки кристалла. В этом методе используют монохроматич. рентг. излучение, образец приводится в колебат. или вращат. движение вокруг оси, совпадающей с кристаллографич. направлением, вдоль к-рого и исследуют параметры a, b, c. Пятна на рентгенограммах качания и вращения, полученных в цилиндрич. кассетах, располагаются на семействе параллельных линий (рис. 1). Зная расстояние между этими линиями, λ и диаметр кассеты можно вычислить искомые параметры кристалла. Условия (1) для дифракц. лучей в этом методе выполняются за счёт изменения углов при качании или вращении образца.

Рентгенгониометрические методы. Для полного исследования структуры монокристалла методами Р. с. а. необходимо не только установить положение, но и измерить интенсивности как можно большего числа дифракц. отражений, к-рые могут быть получены от кристалла при данной λ и всех возможных ориентациях образца. Интенсивность определяют фотографически, измеряя микрофотометром степень почернения каждого пятна на рентгенограмме, или регистрируют непосредственно с помощью счётчиков рентг. квантов, что повышает чувствительность и точность измерений. Чтобы иметь полный набор отражений, в рентг. гониометрах получают серию рентгенограмм. На каждой из них фиксируются дифракц. отражения, на кристаллографич. индексы к-рых накладываются определ. ограничения (напр., на разных рентгенограммах регистрируются отражения типа $hk0$, $hk1$ и т. д., рис. 2).

Для установления ат. структуры ср. сложности (~50—100 атомов в элем. ячейке) необходимо измерить интенсивности неск. сотен и даже тысяч дифракц. отражений. Эту весьма трудоёмкую и кропотливую работу автоматич. микроденситометры и дифрактометры, управляемые ЭВМ, иногда выполняют в течение неск. недель (например, при анализе структур белков, когда число отражений ~10^5). Значительно сокращают время эксперимента многоканальные дифрактометры.

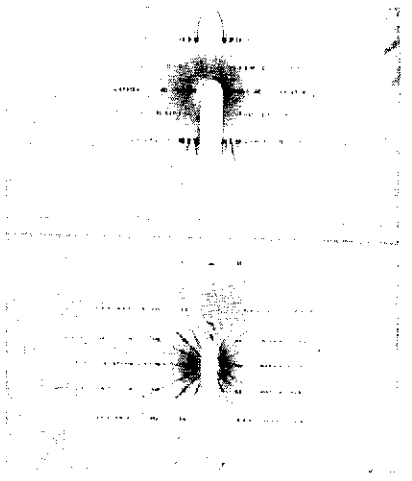


Рис. 1. Рентгенограммы минерала сейдозерита, полученные методами вращения (вверху) и качания (внизу) кристалла. Уменьшая угол качания, можно зафиксировать отд. отражения без перекрытия.

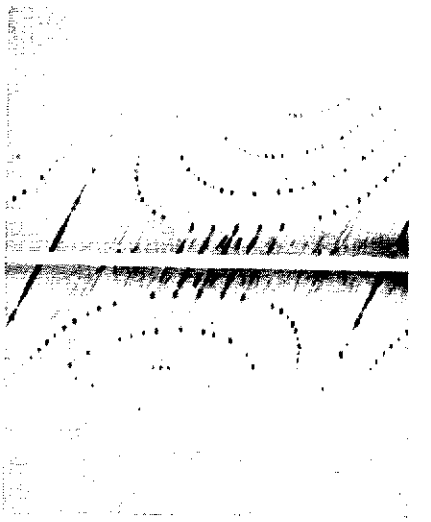


Рис. 2. Рентгенограмма минерала сейдозерита, полученная в рентг. гониометре Вайсенберга. Зарегистрированные отражения имеют индексы $hk0$. Отражения, расположенные на одной кривой, характеризуются постоянными h.

Метод исследования поликристаллов (метод Дебая — Шеррера). Для исследования металлов, сплавов, крист. порошков, состоящих из множества мелких монокристаллов, используют монохроматич. излучение. Рентгенограмма поликристаллов (*дебаеграмма*) представляет собой неск. концентрич. колец,

каждое из к-рых состоит из отражений от определённой системы плоскостей различно ориентированных кристаллов. Дебаеграммы разл. в-в имеют индивидуальный характер и позволяют идентифицировать соединения, определять фазовый состав образцов, размеры и преимуществ. ориентацию (текстурирование) зёрен в в-ве, осуществлять контроль за напряжениями в образце и др. (см. *Рентгенография материалов*, *Дебая — Шеррера метод*).

Исследование аморфных материалов и частично упорядоченных объектов. Рентгенограмму с чёткими дифракц. максимумами можно получить только при полной трёхмерной периодичности образца. Чем ниже степень упорядоченности его ат. строения, тем более размытый, диффузный характер имеет рассеянное им рентг. излучение. Диаметр диффузного кольца на рентгенограмме аморфного в-ва (рис. 3) может служить для грубой оценки ср. межатомных расстояний в нём. С ростом степени упорядоченности (см. *Дальний*

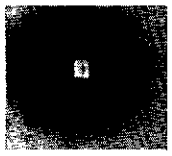


Рис. 3. Рентгенограмма аморфного в-ва (ацетата целлюлозы).

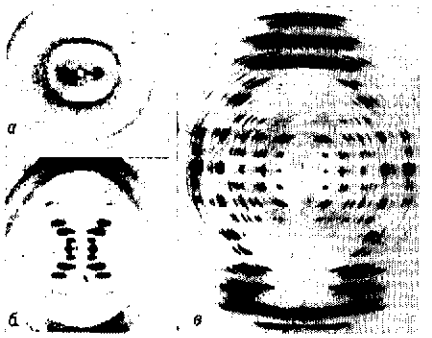


Рис. 4. Рентгенограммы биол. объектов: *а* — волоса; *б* — натриевой соли ДНК во влажном состоянии; *в* — текстуры натриевой соли ДНК.

и ближний порядок) в строении объектов дифракц. картина усложняется (рис. 4) и, следовательно, содержит больше структурной информации.

Метод малоуглового рассеяния позволяет изучать пространств. неоднородности в-ва, размеры к-рых превышают межатомные расстояния и составляют от 5—10 до $\sim 10^4$ Å. Размеры неоднородностей в этом случае во много раз превышают длину волны используемого излучения, поэтому рассеянное рентг. излучение концентрируется вблизи первичного пучка — в области малых углов рассеяния. Распределение интенсивности в этой области отражает особенности структуры исследуемого объекта. Малоугловое рассеяние применяют для изучения пористых и мелкодисперсных материалов, сплавов и сложных биол. объектов. Для изолир. молекул белка и нуклеиновых к-т метод позволяет определять форму, размеры, мол. массу; в вирусах — характер взаимной укладки составляющих их компонент (белка, нуклеиновых к-т, липидов); в синтетич. полимерах — упаковку полимерных цепей; в порошках и сорбентах — распределение ч-ц и пор по размерам; в сплавах — возникновение и размеры фаз; в текстурах (в частности, в жидких кристаллах) — форму упаковки ч-ц (молекул) в различного рода надмолекулярные структуры. Рентг. малоугловой метод применяется и в пром-сти при контроле процессов изготовления катализаторов, высокодисперсных углей и т. д. В зависимости от строения объекта измерения производят для углов рассеяния от долей мин до нескольких град.

Определение ат. структуры по данным дифракции рентг. лучей. Расшифровка ат. структуры кристалла включает: установление размеров и формы его элем. ячейки; определение принадлежности кристалла к одной из 230 фёдоровских групп *симметрии кристаллов*; получение координат базисных атомов структуры. Первую и частично вторую задачи можно решить методами Лауэ и качания или вращения образца. Окончательно установить группу симметрии и координаты базисных атомов сложных структур возможно только с помощью сложного анализа и трудоёмкой матем. обработки значений интенсивностей всех дифракц. отражений от данного кристалла. Конечная цель — вычисление по эксперим. данным значений электронной плотности $\rho(x, y, z)$ в любой точке ячейки кристалла с координатами x, y, z. Периодичность строения кристалла позволяет записать электронную плотность в нём через ряд Фурье:

$$\rho(x, y, z)=\frac{1}{V}\sum_{hkl} F_{hkl}\exp[-2\pi i(hx+ky+lz)], \qquad (2)$$

где V — объём элем. ячейки, F_{hkl} — коэфф. Фурье, к-рые в Р. с. а. наз. структурными амплитудами, $i=\sqrt{-1}$. Каждая структурная амплитуда характеризуется тремя целыми числами h, k, l и связана с тем дифракц. отражением, к-рое определяется условиями (1). Назначение суммирования (2) — математически собрать дифракц. рентг. отражения, чтобы получить изображение ат. структуры (производить синтез изображения т. о. приходится из-за отсутствия в природе линз для рентг. излучения).

Дифракц. отражение — волн. процесс. Он характеризуется амплитудой, равной $|F_{hkl}|$, и фазой α_{hkl} (сдвигом фазы отражённой волны по отношению к падающей), через к-рую выражается структурная амплитуда:

$$F_{hkl}=|F_{hkl}|(\cos\alpha_{hkl}+i\sin\alpha_{hkl}).$$

Дифракц. эксперимент позволяет измерять только интенсивности отражений, пропорциональные $|F_{hkl}|^2$, но не их фазы. Определение фаз составляет осн. проблему расшифровки структуры кристалла, одинаковую в принципиальном отношении для кристаллов, состоящих и из атомов, и из молекул. Определив координаты атомов в молекулярном крист. в-ве, можно выделить его молекулы и установить их размер и форму.

Легко решается задача, обратная структурной расшифровке: матем. расчёт структурных амплитуд по известной ат. структуре, а по ним — интенсивностей дифракц. отражений. Метод проб и ошибок, исторически первый метод расшифровки структур, состоит в сопоставлении экспериментально полученных $|F_{hkl}|_{эксп}$ с вычисленными на основе пробной модели значениями $|F_{hkl}|_{выч}$. В зависимости от величины фактора расходимости

$$R=\frac{\sum_{hkl}\big||F_{hkl}|_{эксп}-|F_{hkl}|_{выч}\big|}{\sum_{hkl}|F_{hkl}|_{эксп}}$$

пробная модель принимается или отвергается. Для некрист. объектов этот метод явл. практически единственным средством интерпретации дифракц. картины.

Другой путь к расшифровке ат. структур монокристаллов — применение т. н. ф-ций Патерсона (ф-ций межатомных векторов). Для построения ф-ций Патерсона нек-рой структуры, состоящей из N атомов, перенесём её параллельно самой себе так, чтобы в фиксир. начало координат попал сначала первый атом. Векторы от начала координат до всех атомов структуры (включая вектор нулевой длины до первого атома) укажут положения N максимумов ф-ции межатомных векторов, совокупность к-рых наз. изображением структуры в атоме 1. Добавим к ним ещё N максимумов, положение к-рых укажет N векторов от второго атома, помещённого с помощью параллельного переноса в то же начало координат. Проделав эту процедуру со всеми N атомами (рис. 5), получим N^2 векторов. Ф-ция, описывающая их положение, и есть ф-ция Патерсона $P(u, v, w)$ (u, v, w — координаты точек в пр-ве межатомных векторов).

Для ф-ции $P(u, v, w)$ можно получить выражение:

$$P(u, v, w)=\frac{2}{V}\sum_{hkl}|F_{hkl}|^2\cos 2\pi(hu+kv+lw),$$

из к-рого следует, что она определяется модулями структурных амплитуд,

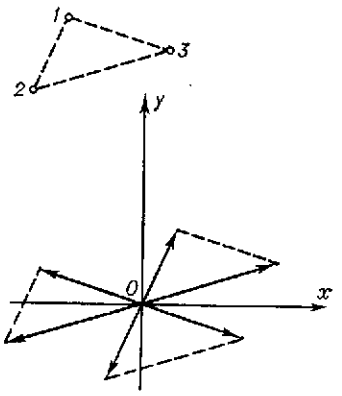


Рис. 5. Схема построения ф-ции Патерсона для структуры, состоящей из трёх атомов.

не зависит от их фаз и, следовательно, может быть вычислена непосредственно по данным дифракц. эксперимента. Трудность интерпретации ф-ции $P(u, v, w)$ состоит в необходимости нахождения координат N атомов из N^2 её максимумов, многие из к-рых сливаются из-за того, что межатомные векторы часто перекрываются. Наиболее прост для расшифровки случай, когда в структуре содержится один тяжёлый и неск. лёгких атомов. Изображение такой структуры в тяжёлом атоме будет значительно отличаться от др. её изображений. Среди разл. методик, позволяющих определить модель исследуемой структуры по ф-ции Патерсона, наиболее эффективными оказались т. н. суперпозиц. методы, к-рые позволили формализовать анализ и выполнять его на ЭВМ.

Другой класс методов нахождения структуры по рентг. дифракц. данным — т. н. прямые методы определения фаз. Учитывая условие положительности электронной плотности в кристалле, можно получить большое число неравенств, к-рым подчиняются коэфф. Фурье (структурные амплитуды). Методами неравенств можно сравнительно просто анализировать структуры, содержащие до 20—40 атомов в элем. ячейке кристалла. Для более сложных структур применяются методы, к-рые основаны на вероятностном подходе, реализованы на ЭВМ и позволяют расшифровывать структуры, содержащие 100—200 и более атомов в элем. ячейке кристалла.

Итак, если фазы структурных амплитуд установлены, то может быть вычислено по (2) распределение электронной плотности в кристалле, причём максимумы этого распределения соответствуют положениям атомов в структуре (рис. 6). Заключит. уточнение координат атомов проводится на ЭВМ, в зависимости от качества эксперимента и сложности структуры их получают с точностью до тысячных долей Å. С помощью совр. дифракц. эксперимента можно вычислять также количеств. хар-ки тепловых колебаний атомов в кристалле с учётом анизотропии этих колебаний. Р. с. а. даёт возможность установить и более тонкие хар-ки ат. структур, напр. распределение валентных эл-нов в кристалле (эта задача решена пока только для простейших структур). Весьма перспективно для этой цели сочетание нейтронографич. и рентгенографич. исследований: нейтронографич. данные о координатах ядер атомов сопоставляют с распределением в пр-ве электронного облака. Для мн. физ. и хим. задач совместно используют Р. с. а. и резонансные методы (см. *Электронный парамагнитный резонанс*, *Ядерный магнитный резонанс*). Фазы структурных амплитуд белковых кристаллов можно определить только в результате совместных рентгеноструктурных и биохим. исследований. При исследовании белков методами Р. с. а. необходимо закристаллизовать как сам белок, так и его производные, полученные введением в них низкомолекулярных соединений, содержащих тяжёлые атомы. Таким способом исследуют белковые кристаллы, в элем. ячейке к-рых может находиться до десятков тысяч атомов.

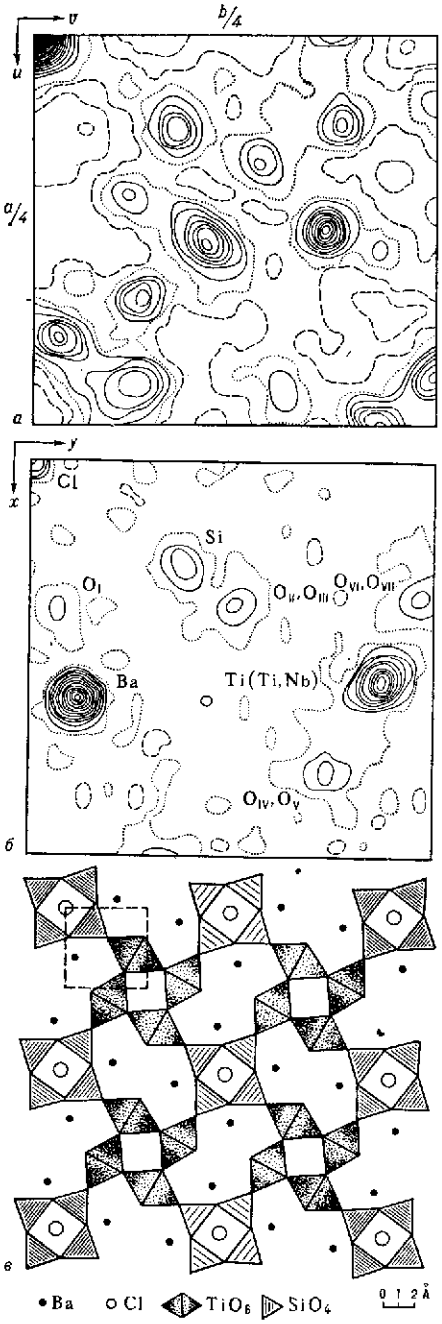


Рис. 6. *а* — проекция на плоскость *ab* ф-ции межатомных векторов минерала баотита $[Ba_4Ti_4(Ti, Nb)_4 [Si_4O_{12}]O_{16}Cl]$. Линии проведены через одинаковые значения ф-ции межатомных векторов (линии равного уровня); *б* — проекция электронной плотности баотита на плоскость *ab*, полученная расшифровкой ф-ции межатомных векторов. Максимумы электронной плотности (сгущения линий равного уровня) отвечают положениям атомов в структуре; *в* — изображение модели ат. структуры баотита. Каждый атом Si расположен внутри тетраэдра, образованного четырьмя атомами O; атомы Ti и Nb в октаэдрах, составленных атомами O. Тетраэдры SiO_4 и октаэдры $Ti(Nb)O_6$ в структуре баотита соединены, как показано на рис. Часть элем. ячейки кристалла, соответствующая рис. *а* и *б*, выделена штриховой линией. Точечные линии на рис. *а* и *б* определяют нулевые уровни значений соответствующих ф-ций.

О многочисл. применениях методов Р. с. а. для исследования нарушений структуры тв. тел см. в ст. *Рентгенография материалов*.

● Беллов Н. В., Структурная кристаллография, М., 1951; Бокий Г. Б., Порай-Кошиц М. А., Рентгеноструктурный анализ, 2 изд., т. 1, М., 1964; Китайгородский А. И., Теория структурного анализа, М., 1957; Линсон Г., Кокрен В., Определение структуры кристаллов, пер. с англ., М., 1956; Бюргер М., Структура кристаллов и векторное пространство, пер. с англ., М., 1961; Гинье А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; Woolfson M. M., An introduction to X-ray crystallography, Camb., 1970; Crystallographic computing, ed. F. R. Ahmed, Cph., 1970; Stout G. H., Jensen L. H., X-ray structure determination, N.Y.— L., [1968]; Хейкер Д. М., Рентгеновская дифрактометрия монокристаллов, Л., 1973; Бландел Т., Джонсон Л., Кристаллография белка, пер. с англ., М., 1979; Вайнштейн Б. К., Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии, М., 1979; Electron and magnetization densities in molecules and crystals, ed. by P. Becker, N.Y.— L., 1980.

В. И. Симонов

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ ТЕЛЕСКО́П, прибор для исследования временны́х и спектр. св-в источников косм. рентг. излучения, а также для определения координат этих источников и построения их изображения.

Существующие Р. т. работают в диапазоне энергий ε фотонов рентг. излучения от 0,1 до сотен кэВ, т. е. в интервале длин волн от 10 нм до сотых долей нм. Для проведения астрономич. наблюдений в этой области длин волн Р. т. поднимают за пределы земной атмосферы на ракетах или ИСЗ, т. к. рентг. излучение сильно поглощается атмосферой. Излучение с $\varepsilon > 20$ кэВ можно наблюдать начиная с высот $\sim$30 км с аэростатов.

Р. т. позволяет: 1) регистрировать с высокой эффективностью рентг. фо-

тоны; 2) отделять события, соответствующие попаданию фотонов нужного диапазона энергий от сигналов, вызванных воздействием заряж. ч-ц и гамма-фотонов; 3) определять направление прихода рентг. излучения.

В Р. т. для диапазона 0,1—30 кэВ детектором фотонов служит *пропорциональный счётчик*, наполненный газовой смесью (Ar+CH_4, Ar+CO_2 или Xe+CO_2). Поглощение рентг. фотона атомом газа сопровождается испусканием фотоэлектрона (см. *Фотоэлектронная эмиссия*), оже-электронов

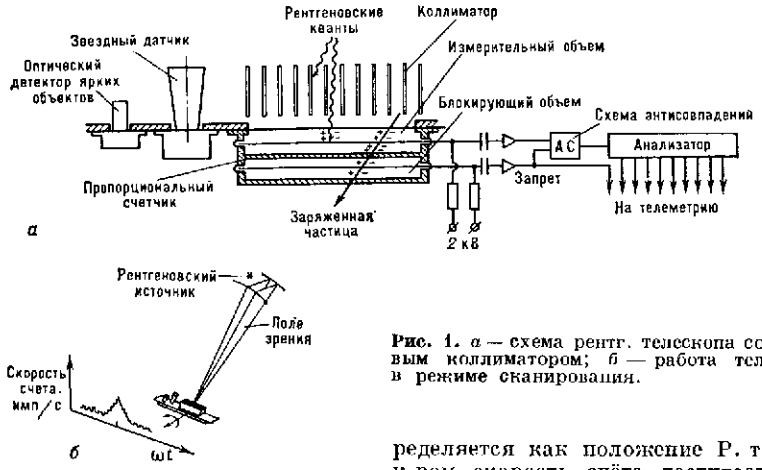


Рис. 1. *а* — схема рентг. телескопа со щелевым коллиматором; *б* — работа телескопа в режиме сканирования.

(см. *Оже-эффект*) и флуоресцентных фотонов (см. *Флуоресценция*). Фотоэлектрон и оже-электрон быстро теряют свою энергию на ионизацию газа, флуоресцентные фотоны также могут быстро поглотиться газом благодаря *фотоэффекту*. В этом случае полное число образовавшихся электронно-ионных пар пропорц. энергии рентг. фотона. Т. о., по импульсу тока в цепи анода восстанавливается энергия рентг. фотона.

В обычных условиях Р. т. облучается мощными потоками заряж. ч-ц и гамма-фотонов разл. энергий, к-рые детектор Р. т. регистрирует вместе с рентг. фотонами от исследуемого источника излучения. Для выделения рентг. фотонов из общего фона применяется метод антисовпадений (см. *Совпадений метод*). Приход рентг. фотонов фиксируют также по форме создаваемого ими импульса электрич. тока, поскольку заряж. ч-цы дают сигналы, более затянутые во времени, чем те, что вызываются рентг. фотонами.

Для определения направления на рентг. источник служит устройство, состоящее из щелевого коллиматора и жёстко закреплённого с ним на одной раме звёздного датчика. Коллиматор (набор пластин) ограничивает поле зрения Р. т. и пропускает рентг. фотоны, идущие лишь в небольшом телесном угле (~10—15 квадратных градусов). Рентг. фотон, прошедший коллиматор (рис. 1, *а*), регистрируется верх. объёмом счётчика. Возникший импульс тока по цепи верх. анода проходит схему антисовпадений (поскольку нет запрещающего сигнала с ниж. анода) и подаётся на анализатор для определения временны́х и энергетич. хар-к фотона. Затем по телеметрии информация передаётся на Землю. Одновременно передаётся информация звёздного датчика о ярчайших звёздах, попавших в его поле зрения. Эта информация позволяет установить положение осей Р. т. в пр-ве в момент прихода фотона.

При работе Р. т. в режиме сканирования направление на источник определяется как положение Р. т., при к-ром скорость счёта достигает максимума. Угл. разрешение Р. т. со щелевым коллиматором или аналогичным сотовым коллиматором составляет несколько десятков угловых минут.

Значительно лучшим угл. разрешением (~ неск. десятков секунд) обладают Р. т. с модуляц. коллиматорами (рис. 2, *а*). Модуляц. коллиматор представляет собой две (или больше) проволочные одномерные сетки, устанавливаемые между детектором и щелевым коллиматором, для чего последний поднимается над детектором на высоту ~1 м и наблюдения ведутся в режиме либо сканирования (рис. 1, *б*), либо вращения относительно оси, перпендикулярной плоскости сеток. Проволочки в каждой сетке коллиматора устанавливаются параллельно друг другу на расстоянии, равном диаметру проволочки. Поэтому при движении источника по полю зрения Р. т. тени от верх. проволочек скользят по ниж. сетке, попадая то на проволочки, и тогда скорость счёта максимальна, то между ними, и тогда она минимальна (фон).

Угл. распределение скорости счёта Р. т. с модуляц. коллиматором (ф у н к ц и я о т к л и к а) показано на рис. 2, *б*. Для n-сеточного модуляц. коллиматора угол между соседними максимумами $\theta_0=2^{n-1}\theta_r$, где $\theta_r=d/l$ — угл. разрешение Р. т. В большинстве случаев Р. т. с модуляц. коллиматорами дают точность локализации рентг. источников, достаточную для их отождествления с небесными объектами, излучающими в иных диапазонах эл.-магн. волн.

С модуляц. коллиматорами начинает конкурировать методика кодиров. апертуры, позволяющая получить $\theta_r<1'$. В Р. т. с кодиров. апертурой поле зрения перекрывается экраном, обладающим неоднородным пропусканием по всей площади. Детектор излучения в таком Р. т. позиционно-чувствительный, т. е. кроме энергии рентг. фотона измеряют и координаты точки, где он был зарегистрирован. При таком экране точечный источник излучения, находящийся на бесконечности, даёт распределение скорости счёта по поверхности детектора, соответствующее функции пропускания экрана. Положение источника рентг. излучения в поле зрения Р. т. определяется по положению максимума корреляц. функции между полученным распределением скорости счёта по поверхности детектора и функцией пропускания экрана.

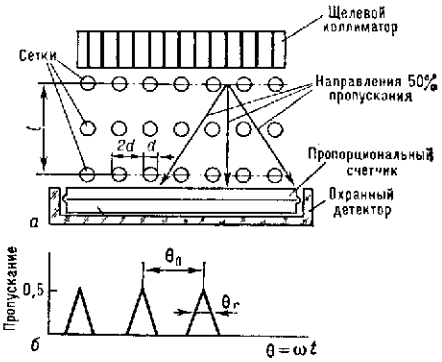


Рис. 2. *а* — устройство рентг. телескопа с модуляц. коллиматором; *б* — угл. распределение скорости счёта.

В области энергий $\varepsilon>15$ кэВ в кач-ве детекторов Р. т. применяют крист. сцинтилляторы NaI(Tl) (см. *Сцинтилляционный счётчик*); для подавления фона заряж. ч-ц высоких энергий и гамма-фотонов служат устанавливаемые на антисовпадения с первыми крист. сцинтилляторы CsI(Tl). Для ограничения поля зрения в таких Р. т. применяют активные коллиматоры — цилиндры из сцинтилляторов, включённые на антисовпадения со сцинтилляторами NaI(Tl).

В диапазоне энергий от 0,1 до неск. кэВ наиболее эффективны Р. т., в к-рых осуществляется фокусировка излучения, падающего под малыми углами на фокусирующее зеркало (рис. 3). Чувствительность такого Р. т. в ~10^3 раз превосходит Р. т. др. конструкций благодаря его способности собирать излучение со значит. площади и направлять на детектор малых размеров, что существенно повышает отношение сигнал/шум. Р. т., построенный по такой схеме, даёт двумерное изображение источника рентг.

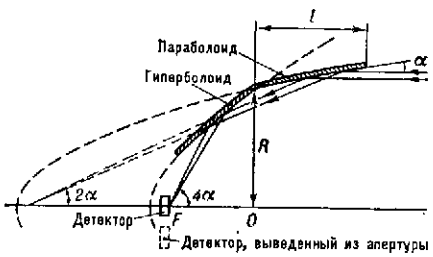


Рис. 3. Схема фокусирующего рентг. телескопа.

излучения подобно обычному оптич. телескопу. Для построения изображения в фокусирующем Р. т. в кач-ве детекторов используют позиционно-чувствительные пропорц. камеры, микроканальные детекторы, а также приборы с зарядовой связью (ПЗС). Угл. разрешение в первом случае определяется гл. обр. пространств. разрешением камеры и составляет ~1′, микроканальные детекторы и ПЗС дают 1—2″ (для близких к оси пучков). При спектрометрич. исследованиях применяют ПП детекторы, брэгговские крист. спектрометры и дифракц. решётки с позиционно-чувствит. детекторами.

Косм. источники рентг. излучения очень разнообразны. Рентг. излучение Солнца было открыто в 1948 в США с ракеты, поднявшей *Гейгера счётчики* в верх. слои атмосферы. В 1962 группой Р. Джиаккони (США) также с ракеты был обнаружен первый источник рентг. излучения за пределами Солнечной системы — «Скорпион X-1», а также диффузный рентг. фон, по-видимому, внегалактич. происхождения. К 1966 в результате экспериментов на ракетах было открыто ок. 30 дискретных рентг. источников. С выводом на орбиту серии спец. ИСЗ («УХУРУ», «Ариэль», «САС-3», «Вела», «Коперник», «ХЕАО» и др.) с Р. т. разл. типов были обнаружены сотни рентг. источников (галактич. и внегалактических, протяжённых и компактных, стационарных и переменных). Мн. из этих источников ещё не отождествлены с источниками, проявляющими себя в оптич. и др. диапазонах эл.-магн. излучения. Среди отождествлённых галактич. объектов: тесные двойные звёздные системы, один из компонентов к-рых — рентг. пульсар; одиночные *пульсары* (Crab, Vela); остатки *сверхновых звёзд* (протяжённые источники); врéменные (транзиентные) источники, резко увеличивающие светимость в рентг. диапазоне и вновь угасающие за время от неск. минут до неск. месяцев; т. н. б а р с т е р ы — мощные вспыхивающие источники рентг. излучения с характерным временем вспышки порядка неск. секунд. К отождествлённым внегалактич. объектам относятся ближайшие галактики (Магеллановы облака и Туманность Андромеды), радиогалактики Дева-А (M87) и Центавр-А (NGC 5128), квазары (в частности, 3C 273), сейфертовские и др. галактики с активными ядрами; скопления галактик — самые мощные источники рентг. излучения во Вселенной (в них за излучение ответствен горячий межгалактич. газ с темп-рой 50 млн. К). Подавляющее большинство косм. рентг. источников явл. объектами, совершенно непохожими на те, что были известны до начала рентг. астрономии, и прежде всего они отличаются огромным энерговыделением. Светимость галактич. рентг. источников достигает 10^{36}—10^{38} эрг/с, что в 10^3—10^5 раз превышает энерговыделение Солнца во всём диапазоне длин волн. У внегалактич. источников была зарегистрирована светимость до 10^{45} эрг/с, что указывает на необычность проявляющихся здесь механизмов излучения. В тесных двойных звёздных системах, напр., в кач-ве осн. механизма энерговыделения рассматривают перетекание в-ва от одного компонента (звезды-гиганта) к другому (*нейтронной звезде* или *чёрной дыре*) — дисковую *аккрецию*, при к-рой падающее на звезду в-во образует около этой звезды диск, где в-во благодаря трению разогревается и начинает интенсивно излучать. Среди вероятных гипотез происхождения диффузного рентг. фона, наряду с предположением о *тепловом излучении* горячего межгалактич. газа, рассматривается обратный *Комптона эффект* эл-нов на ИК фотонах, испущенных активными галактиками, или на фотонах *реликтового излучения*. Данные наблюдений с ИСЗ ХЕАО-В свидетельствуют о том, что значительный вклад (>35%) в диффузный рентг. фон дают далёкие дискретные источники, гл. обр. *квазары*.

● X-ray astronomy, ed. R. Giacconi, H. Gursky, Dordrecht—Boston, 1974; Ш к л о в с к и й И. С., Звёзды: их рождение, жизнь и смерть, 2 изд., М., 1977; К а п л а н С. А., П и к е л ь н е р С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979. *Н. С. Ямбуренко.*

РЕНТГЕ́НОВСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (рентгеновские лучи), эл.-магн. ионизирующее излучение, занимающее спектр. область между гамма- и УФ излучением в пределах дл. волн от 10^{-4} до 10^3 Å (от 10^{-12} до 10^{-5} см). Открыты в 1895 нем. физиком В. К. Рентгеном. Р. и. с $\lambda<2$ Å условно наз. жёстким, с $\lambda>2$ Å — мягким.

Источники Р. и. Наиболее распространённый источник Р. и.— *рентгеновская трубка*, в к-рой ускоренные электрич. полем эл-ны бомбардируют металлич. анод. Р. и. может быть получено при бомбардировке мишени ионами высокой энергии. В кач-ве источников Р. и. могут служить также нек-рые радиоактивные изотопы: одни из них непосредственно испускают Р. и., яд. излучения других (эл-ны или α-частицы) бомбардируют металлич. мишень, к-рая испускает Р. и.; интенсивность Р. и. изотопных источников на неск. порядков меньше интенсивности излучения рентг. трубки, а габариты, вес и стоимость значительно меньше, чем установки с рентг. трубкой.

Источниками мягкого Р. и. в области десятков и сотен Å могут служить синхротроны и накопители эл-нов (см. *Синхротронное излучение*). По интенсивности синхротронное Р. и. превосходит в указанной области спектра излучение рентг. трубки на 2—3 порядка. В рентг. диапазоне может лежать *ондуляторное излучение* и *переходное излучение*. Естеств. источниками Р. и. явл. Солнце и др. косм. объекты (см. *Рентгеновский телескоп*).

Спектр Р. и. может быть непрерывным или линейчатым. Н е п р е р ы в н ы й (т о р м о з н о й) с п е к т р испускают быстрые заряж. ч-цы в результате их торможения при вз-ствии с атомами мишени (см. *Тормозное излучение*). Интенсивность тормозного Р. и. распределена по всем частотам ν (или длинам волн $\lambda=c/\nu$) до высокочастотной границы ν_0 (коротковолновой границы λ_0), на к-рой энергия фотонов $h\nu_0$ равна энергии eV бомбардирующих эл-нов (e — заряд эл-на, V — разность потенциалов ускоряющего поля, пройденная им).

Л и н е й ч а т ы й с п е к т р Р. и. возникает после ионизации атома с выбрасыванием эл-на с одной из его внутр. оболочек при столкновениях атома с быстрой заряж. ч-цей (п е р в и ч н о е Р. и.) или при поглощении им кванта эл.-магн. излучения (ф л у о р е с ц е н т н о е Р. и.). Ионизов. атом из нач. возбуждённого состояния (с возбуждённого высокого уровня энергии) через 10^{-16}–10^{-15} с переходит в кон. состояние с меньшей энергией (на более низкий уровень энергии). При этом избыток энергии атом может испустить в виде кванта излучения определённой частоты. Часто́ты ν такого Р. и. характерны для атомов каждого элемента, поэтому линейчатый спектр Р. и. наз. х а р а к т е р и с т и ч е с к и м. Зависимость ν от ат. номера Z определяется *Мозли законом*.

Взаимодействие Р. и. с в-вом. При вз-ствии Р. и. с в-вом могут наблюдаться ф о т о э ф ф е к т, сопровождающее его поглощение Р. и., а также рассеяние излучения. *Фотоэффект* возникает в том случае, когда атом, поглотив квант Р. и., выбрасывает один из своих внутр. эл-нов, после чего может либо совершить излучательный переход, испуская характеристич. Р. и., либо выбросить второй эл-н (оже-электрон) при безызлучательном переходе (см. *Оже-эффект*). При воздействии Р. и. на неметаллич. кристаллы могут возникать дефекты крист. решётки, представляющие собой ионы с дополнит. положит. зарядом, вблизи к-рого находятся избыточные эл-ны (рентг. экситон), они явл. *центрами окраски* и исчезают лишь при значит. повышении темп-ры.

При прохождении Р. и. через слой в-ва толщиной x его нач. интенсивность I_0 уменьшается за счёт погло-

щения и рассеяния до величины $I = I_0 e^{-\mu x}$, где μ — коэфф. ослабления. В ДВ области спектра преобладает поглощение Р. и., в коротковолновой — его рассеяние. Степень поглощения растёт с Z.

Рассеяние Р. и. в области больших Z и λ происходит в осн. без изменения λ (когерентное рассеяние), а в области малых Z и λ, как правило, λ возрастает — происходит некогерентное рассеяние (комптоновское или комбинационное). При комптоновском рассеянии, носящем хар-р неупругого корпускулярного рассеяния, за счёт частично потерянной фотоном энергии из оболочки атома вылетает эл-н отдачи (см. *Комптона эффект*). При этом уменьшается энергия фотона и изменяется его направление; изменение λ зависит от угла рассеяния. При комбинац. рассеянии рентг. фотона высокой энергии на лёгком атоме небольшая часть его энергии затрачивается на ионизацию атома и меняется направление движения фотона. Изменение λ таких фотонов не зависит от угла рассеяния.

Показатель преломления в-ва n для Р. и. отличается от единицы на очень малую величину $\delta = 1 - n \approx 10^{-6} - 10^{-5}$. Фазовая скорость Р. и. в среде больше скорости света в ней. Отклонение Р. и. при переходе из одной среды в другую очень мало (неск. угловых мин). При падении Р. и. из вакуума на поверхность тела под очень малым углом происходит полное внешнее отражение.

Регистрация Р. и. Изображение предметов в Р. и. получают на спец. рентг. фотоплёнке, содержащей повышенное кол-во AgBr (см. *Рентгенограмма*).

Р. и. больших интенсивностей можно регистрировать с помощью *ионизационной камеры*, средних и малых интенсивностей при $\lambda < 3$ Å — *сцинтилляционным счётчиком* с кристаллом NaI (Tl) при $0{,}5 < \lambda < 5$ Å — отпаянным *пропорциональным счётчиком*, при $1 < \lambda < 100$ Å — проточным пропорц. счётчиком, при $\lambda < 120$ Å — *полупроводниковым детектором*. В области очень больших λ ($\sim 10 - 10^3$ Å) для регистрации Р. и. могут быть использованы вторично-электронные умножители (ВЭУ) или канальные электронные умножители (КЭУ), а также координатно-чувствительные микроканальные пластины.

Применение Р. и. Наиболее широкое применение Р. и. нашло в медицине для рентгенодиагностики и рентгенотерапии, в дефектоскопии, в *рентгеновском структурном анализе*, *рентгеновской топографии*, *рентгеновской микроскопии*, *рентгеновской спектроскопии*, *спектральном анализе рентгеновском*, рентг. астрономии.

● Блохин М. А., Физика рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1957; его же, Методы рентгено-спектральных исследований, М., 1959; Рентгеновские лучи. Сб. под ред. М. А. Блохина, пер. с нем. и англ., М., 1960; Хараджа Ф., Общий курс рентгенотехники, 3 изд., М.—Л., 1966; Миркин Л. И., Рентгеноструктурный анализ. Справочное руководство, М., 1976; Майзель А., Леонхардт Г., Сарган Р., Рентгеновские спектры и химическая связь, пер. с нем., К., 1981; Блохин М. А., Швейцер И. Г., Рентгеноспектральный справочник, М., 1982.

М. А. Блохин.

РЕНТГЕНОГРА́ММА, зарегистрированное на фотоплёнке (фотопластинке) изображение объекта, возникающее в результате вз-ствия с ним *рентгеновского излучения*. При таком вз-ствии может происходить поглощение, отражение или *дифракция рентгеновских лучей*. Пространств. распределение интенсивности излучения после вз-ствия, фиксируемое на Р., отражает строение объекта.

Абсорбционные Р. регистрируют «теневое» изображение объекта, возникающее вследствие неодинакового поглощения рентг. излучения разными участками объекта. Они применяются в медицине, биологии, дефектоскопии, *рентгеновской микроскопии*.

Дифракционные Р. получаются в рентг. камерах и регистрируют дифракц. рассеяние рентг. излучения крист. образцами. Они используются для решения задач *рентгеновского структурного анализа*, *рентгенографии материалов*, *рентгеновской топографии*. В зависимости от типа исследуемого в-ва (поли- или монокристаллы), характера излучения (непрерывного спектра или монохроматическое), а также от геом. условий съёмки дифракц. Р. наз. *дебаеграммами*, *лауэграммами*, Р. вращения или качания (получаются в результате вращения или качания кристалла во время съёмки), вайсенбергограммами и кфорограммами (Р., получаемые при синхронном вращении монокристалла и перемещении фотоплёнки), косселеграммами (Р., получаемые в широкорасходящемся пучке монохроматич. рентг. излучения), рентг. топограммами.

К дифракционным относятся также Р. малоуглового рассеяния, к-рые регистрируют дифракц. картину при малых углах рассеяния (вблизи первичного пучка), создаваемую крист. телами с большим периодом решётки, а также возникающую в результате диффузного рассеяния на микронеоднородностях исследуемого в-ва.

Р., фиксирующие распределение интенсивности рентг. излучения, испытавшего полное внешн. отражение от поверхности исследуемого тела, используются в рентг. рефлектометрии для оценки физ. и геом. параметров поверхностных слоёв и тонких плёнок.

Съёмка Р. осуществляется на разл. светочувствит. материалы, выбор к-рых зависит от целей исследования. Чаще всего Р. не требуют дальнейшего оптич. увеличения, и поэтому их съёмка производится на рентг. или полярoидную плёнку с невысоким разрешением. Дифракц. и абсорбц. микрорентгенограммы и рентг. топограммы, нуждающиеся в последующем оптич. увеличении, снимают на мелкозернистые фотоплёнки и пластинки, имеющие высокое разрешение. *Е. П. Костюкова.*

РЕНТГЕНОГРА́ФИЯ МАТЕРИА́ЛОВ, область исследований, занимающаяся решением разнообразных задач материаловедения на основе рентг. дифракц. методов (см. *Дифракция рентгеновских лучей*, *Рентгеновский структурный анализ*). В Р. м. исследуют как равновесные, так и неравновесные состояния материалов, изучают их крист. структуру, фазовый состав и его изменения, строят фазовые диаграммы, исследуют состояние деформированных (или подвергнутых к.-л. др. воздействиям) материалов, процессы упорядочения и явления ближнего порядка.

В Р. м. используют дифракцию рентгеновских лучей, получая в *рентгеновских камерах* рентгенограммы моно- или поликрист. образцов или регистрируя распределение рассеянного рентг. излучения в *рентгеновских дифрактометрах*. Рассмотрим нек-рые методы Р. м.

Определение числа, размеров и разориентировки кристаллитов. Размеры кристаллитов поликрист. материалов существенно влияют на их механич. св-ва. Число N достаточно крупных ($\sim 0{,}5 - 5$ мкм) кристаллитов, участвующих в отражении рентг. лучей, определяется числом n точечных рефлексов, составляющих дебаевское кольцо рентгенограммы (см. *Дебая — Шеррера метод*): $N = 2n/a \cos\theta$, где a — пост. величина (параметр аппаратуры), θ — брэгговский угол. Средний объём кристаллита — отношение объёма образца к N.

Рентгенографич. методы позволяют определять углы разориентировки и размеры блоков мозаичной структуры — областей с правильным строением, повёрнутых одна относительно другой (разориентированных) на очень малые углы. Хар-ки мозаичности определяют прочность материалов и связаны с плотностью дислокаций. О ср. размерах D блоков мозаики $\sim 0{,}05 - 0{,}1$ мкм судят по размытию (уширению) дебаевских колец: $D = \lambda/\beta \cos\theta$, где β — полуширина размытой линии. Ср. угол δ разориентировки блоков определяют по эффектам двойного рассеяния рентг. излучения в малоугловой области (при $\varepsilon = 2\theta \leqslant 0{,}5°$), когда первично отражённый луч отражается ещё раз от подходящим образом ориентированного блока в направлении исходного пучка. В окрестности первичного луча появляется дополнит. диффузное рассеяние, интенсивность к-рого $I(\varepsilon)$ определяет δ:

$$I(\varepsilon) = A\varepsilon^{-1} \exp\{-B\varepsilon^2/\delta^2\},$$

где A и B — пост. величины.

Определение остаточных напряжений. Рентгенографич. определение макронапряжений в простейшем случае сводится к измерению смещения дебаев-

ской линии $\Delta\vartheta$. При норм. напряжениях σ смещение $\Delta\vartheta$ связано с σ выражением: $\sigma = E \operatorname{ctg}\vartheta \cdot \Delta\vartheta/\mu$, где E — Юнга модуль, μ — Пуассона коэффициент (см. *Модули упругости*).

Микронапряжения, как и измельчение блоков мозаики, приводят к уширению дебаевских линий. Если уширение обусловлено только микронапряжениями, то ср. их величина (для кристаллов кубич. сингонии): $\Delta a/a = \beta/4 \operatorname{ctg}\theta$.

Фазовый анализ. Р. м. позволяет производить качеств. и количеств. фазовый анализ гетерогенных смесей. Каждая фаза данного в-ва даёт на рентгенограмме характерное отражение, что позволяет осуществлять качеств. фазовый анализ. В количеств. фазовом анализе по отношению интенсивностей отражений определяемой фазы и эталона, находящихся в смеси, определяют концентрацию фазы.

Фазовые превращения. Р. м. применяют для исследования изменений в пресыщенном тв. растворе, обусловленных его распадом (старением) и, следовательно, возникновением новых фаз и (или) исчезновением старых. Распад тв. растворов сопровождается изменением их физ. и механич. св-в. Температурно-временная зависимость концентрации фаз даёт возможность изучать кинетику процессов и научно выбирать режимы термообработок, определять энергию активации процесса и т. д.

Определение типа тв. раствора и границы растворимости. Для установления типа тв. раствора в Р. м. определяют кол-во n атомов в элем. ячейке раствора, используя рентгенографич. данные о её объёме Q и значении плотности раствора ρ: $n = Q\rho/A \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$, где A — ср. взвешенная ат. масса. Сопоставляя n с числом атомов в элем. ячейке растворителя N, определяют тип раствора (при $n = N$ — раствор замещения, при $n > N$ — раствор внедрения, при $n < N$ — раствор вычитания).

Для установления границы растворимости в тв. состоянии в Р. м. анализируют изменения периодов крист. решётки при повышении концентрации раствора. Концентрация, при к-рой период решётки (для двух компонентных растворов) перестаёт меняться при дальнейшем изменении состава, определяет предельную растворимость для данной темп-ры. По найденным значениям предельной растворимости для разл. темп-р строят границу растворимости.

Исследование ближнего и дальнего порядка. В тв. растворах атомы компонентов распределены, как правило, не хаотично, а с нек-рой корреляцией (см. *Дальний и ближний порядок*). Когда корреляция существует только в ближайших координац. сферах, возникает либо ближнее упорядочение (напр., в сплавах Fe—Si и Fe—Al), либо ближнее расслоение (в Cr—Mo и Si—Ge). Рентгенографически это можно обнаружить по появлению дополнит. диффузного фона. С помощью Р. м. установлено, что при понижении темп-ры в тв. растворах с ближним расслоением происходит распад на два твёрдых раствора (напр., Al—Zn), а в растворах с ближним упорядочением при этом возникает дальний порядок (напр., Fe_3Al).

Рентгенографич. исследование тепловых колебаний. Для исследования используют рентгенографич. методику измерения диффузного рассеяния рентг. лучей, вызванного тепловыми колебаниями на монокристаллах. Эти измерения позволяют получить дисперсионные кривые $\nu = f(k)$ (где ν — частота, а k — волновой вектор упругих волн в кристалле) по разл. направлениям. Знание дисперсионных кривых даёт возможность определить упругие константы кристалла, вычислить константы межатомного вз-ствия и рассчитать фононный спектр кристалла.

Исследование радиац. повреждений. Р. м. позволяет установить изменения структуры кристаллич. тел под действием проникающей радиации (напр., изменение периодов решётки, возникновение диффузных максимумов), а также исследовать структуру радиоактивных в-в. Дефекты в достаточно крупных и почти совершенных монокристаллах исследуют методами рентг. топографии.

● Уманский Я. С., Рентгенография металлов и полупроводников, М., 1969; его же, Рентгенография металлов, М., 1967; Иверонова В. И., Ревкевич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, М., 1972; Хачатурян А. Г., Теория фазовых превращений и структура твёрдых растворов, М., 1974; Кривоглаз М. А., Применение рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов для исследования несовершенств в кристаллах, К., 1974; Конобеевский С. Т., Действие облучения на материалы, М., 1967; Уманский Я. С., Чириков Н. В., Диффузия и образование фаз, М., 1974; Warren B. E., X-ray diffraction, Reading (Mass.), 1964; Schulze G. R., Metallphysik, 2 Aufl., B., 1974.

Я. С. Уманский, Н. В. Чириков.

РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возбуждаемая рентгеновским и γ-излучениями; частный случай *радиолюминесценции*. Наиб. важное применение Р. (первое технич. применение люминесценции вообще) — получение изображений на рентг. экранах.

РЕНТГЕНОСТРУКТУ́РНЫЙ АНА́ЛИЗ, см. *Рентгеновский структурный анализ*.

РЕНТГЕ́Н-ЭКВИВАЛЕ́НТ физический (РЭФ), см. *ФЭР*.

РЕОЛО́ГИЯ (от греч. rhéos — течение, поток и lógos — слово, учение), наука о деформациях и *текучести* в-ва. В Р. рассматривают процессы, связанные с необратимыми остаточными деформациями и течением разнообразных вязких и пластич. материалов (неньютоновских жидкостей, дисперсных систем и др.), а также явления *релаксации* напряжений, упругого последействия и т. д. Р. тесно переплетается с гидромеханикой, теориями упругости, пластичности и ползучести. В основу Р. легли законы И. Ньютона о сопротивлении движению вязкой жидкости и *Навье — Стокса уравнения* движения несжимаемой вязкой жидкости.

С проблемами Р. приходится встречаться при разработке технологии разнообразных производств. процессов, при проектных работах и конструкторских расчётах, относящихся к самым разл. материалам: металлам (особенно при высоких темп-рах), композиц. материалам, полимерным системам, нефтепродуктам, глинам и др. грунтам, горным породам, строит. материалам (бетонам, силикатам и др.), пищевым продуктам и т. д.

В Р. существует неск. подразделов. Теор. Р. (феноменологич. Р., или макрореология) может рассматриваться как часть *механики сплошных сред*, она занимает промежуточное положение между гидромеханикой и теорией упругости, пластичности и ползучести. В Р. устанавливают зависимости между механич. напряжениями и деформациями, а также исследуют их изменения во времени. При обычных в механике сплошных сред допущениях об однородности и сплошности материала в теор. Р. решают разные краевые задачи деформирования и течения твёрдых, жидких и иных тел. Осн. внимание обращается на сложное реологич. поведение в-ва, напр. когда одновременно проявляются вязкие и упругие св-на или вязкие и пластические. Общее реологич. ур-ние состояния в-в пока не установлено, имеются ур-ния лишь для отд. частных случаев. Для описания реологич. поведения материалов пользуются механич. моделями, для к-рых составляют дифференц. уравнения, куда входят разл. комбинации упругих и вязких хар-к. Реологич. моделями пользуются при изучении механич. св-в полимеров, внутр. трения в тв. телах и др. св-в реальных тел.

Эксперим. Р. (реометрия) определяет различные реологич. св-ва в-в с помощью спец. приборов и испытат. машин.

Микрореология исследует деформации и течение в микрообъёмах, напр. в объёмах, соизмеримых с размерами ч-ц дисперсной фазы в дисперсных системах или с размерами атомов и молекул.

Биореология исследует течение разнообразных биол. жидкостей (напр., крови, синовиальной и плевральной жидкостей), деформации разл. тканей (мышц, костей, кровеносных сосудов) у человека и животных.

● Рейнер М., Реология, пер. с англ., М., 1965; Воларович М. П., Малинин Н. И., Исследования в области феноменологической реологии, «Инженерно-физический журнал», 1969, т. 16, № 2; Виноградов Г. В., Мал-

кин А. Я., Реология полимеров, М., 1977; Бибик Е. Е., Реология дисперсных систем, Л., 1981. *Н. И. Малинин.*

РЕОМЮРА ШКАЛА, *температурная шкала*, предложенная в 1730 франц. учёным Р. А. Реомюром (R. A. Réaumur). Единицей Р. ш. явл. градус Реомюра (°R), равный 1/80 части температурного интервала между точками таяния льда (0°R) и кипения воды (80°R): 1°R=1,25°C. Р. ш. практически вышла из употребления.

РЕ́ПЛИКА (от лат. replico — отражаю, повторяю), 1) в оптике — копия с *дифракционной решётки*, получаемая изготовлением отпечатка решётки на желатине или спец. пластмассе; 2) в *электронной микроскопии* — копия-отпечаток (в виде тонкой плёнки углерода, коллодия и др.) поверхности исследуемого объекта, к-рую рассматривают в *электронном микроскопе* вместо самого объекта.

РЕФРАКТОМЕ́ТРИЯ (от лат. refractus — преломлённый и греч. metréo — измеряю), раздел оптич. техники, посвящённый методам и средствам измерения показателя преломления n твёрдых, жидких и газообразных сред в разл. участках спектра *оптического излучения*.

Осн. методами Р. являются: 1) методы прямого измерения углов преломления света при прохождении им границы раздела двух сред; 2) методы, основанные на явлении *полного внутреннего отражения* (ПВО) света; 3) интерференц. методы (см. *Интерференция света*).

Для измерения n по углу преломления образцу из исследуемого материала придают форму призмы с преломляющим углом α и определяют n, добиваясь поворотом призмы миним. угла отклонения луча δ (рис. 1, *а*), что имеет место при равенстве углов входа луча в призму i_1 и выхода из неё i_2. При этом n определяют по формуле $n=\sin[(\alpha+\delta)/2]/\sin(\alpha/2)$. Для определения этим методом n жидкости её заливают в тонкостенную

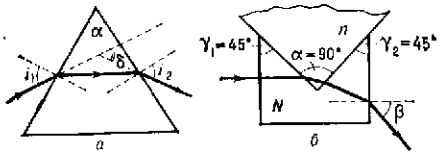


Рис. 1. Измерение n по углу преломления.

призматич. кювету или в призматич. выемку в материале с известным показателем преломления N (рис. 1, *б*). При $\alpha=90°$ и $\gamma_1=\gamma_2=45°$ величина n жидкости связана с измеряемым углом выхода β соотношением $n=\sqrt{N^2+\sin\beta\sqrt{N^2-\sin^2\beta}}$. Точность определения n этим методом $\sim10^{-5}$, а минимально измеряемые разности n двух в-в $\sim10^{-7}$.

При использовании для измерения n явления ПВО образец измеряемого материала приводится в *оптический контакт* с эталонной призмой из материала с высоким и заранее точно известным показателем преломления N (рис. 2). Свет может направляться как со стороны образца, так и со стороны призмы. В обоих случаях в опре-

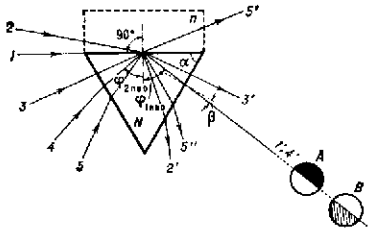


Рис. 2. Измерение n с использованием явления ПВО.

делённом и очень узком интервале углов падения пучка лучей на границу раздела образца и призмы в поле зрения наблюдат. зрительной трубы появится граница, разделяющая тёмный и светлый участки поля и соответствующая предельному, или критическому, углу падения луча. 1—1′, 2—2′— ход лучей при освещении со стороны исследуемого образца. 1—1′— предельный луч, соответствующий углу $\varphi_{1\text{ПВО}}$ в материале призмы; 3—3′, 4—4′, 5—5′— ход лучей при освещении со стороны призмы; 4—4′ — предельный луч, при падении к-рого под углом $\varphi_{2\text{ПВО}}$ на границу раздела призмы и образца происходит ПВО. *А* и *В* — схематич. изображения поля зрения наблюдательной трубы. n связан с измеряемым углом β между направлением предельного угла и нормалью к грани призмы формулой:

$$n=\sin\alpha\sqrt{N^2-\sin\beta}\pm\cos\alpha\sin\beta,$$

где α — преломляющий угол призмы. Точность метода, использующего ПВО, $\sim10^{-5}$.

В интерференц. методах разность Δn сравниваемых сред определяют по числу *порядков интерференции* лучей, прошедших через эти среды. На рис. 3 дана схема, поясняющая

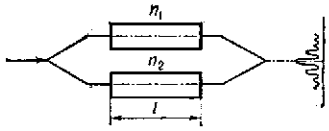


Рис. 3. Принцип действия интерференц. рефрактометра.

принцип действия интерференц. рефрактометра. Две части светового луча, проходя через кюветы длиной l, заполненные в-вами с различными n, приобретают разность хода и, сведённые вместе, дают на экране интерференц. картину (схематически показана справа). Разность $\Delta n=n_2-n_1=k\lambda/2$, где λ — длина волны света. Точность этих методов достигает 10^{-7}—10^{-8}. Их применяют, напр., при измерениях n газов и разбавленных растворов.

Приборы для определения n методами Р. наз. *рефрактометрами*.

Р. нашла широкое применение в физ. химии для определения состава и структуры в-ва, а также для контроля кач-ва и состава разл. продуктов в хим., фармацевтич., пищ. и др. отраслях пром-сти. Знание градиентов n позволяет производить расчёт градиентов плотности и концентрации. Методы Р. используют при проверке однородности тв. образцов и жидкостей в аэро- и гидродинамич. исследованиях. Особую роль играет Р. в оптич. пром-сти, т. к. n и дисперсия стекла и др. оптич. материалов явл. их важнейшими хар-ками.

● Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 2 изд., Л., 1974. *М. В. Лейкис.*

РЕФРАКТО́МЕТРЫ, приборы для измерения показателей преломления в-в (твёрдых, жидких и газообразных). О принципах их работы см. *Рефрактометрия*.

РЕФРА́КЦИЯ ВОЛН, см. *Преломление волн*.

РЕФРА́КЦИЯ ЗВУ́КА (от позднелат. refractio — преломление), искривление звук. лучей в неоднородной среде (атмосфера, океан), скорость звука в к-рой зависит от координат. Звук. лучи загибаются всегда в сторону слоя с меньшей скоростью звука, и рефракция выражена тем сильнее, чем больше градиент скорости звука.

Р. з. в атмосфере обусловлена пространств. изменениями темп-ры воздуха, скорости и направления ветра. С высотой темп-ра обычно понижается (до высот 15—20 км) и скорость звука уменьшается, поэтому лучи от источника звука, находящегося вблизи земной поверхности, загибаются кверху и звук, начиная с нек-рого расстояния, перестаёт быть слышен (рис. 1, *а*). Если же темп-ра воздуха с высотой увеличивается (температурная инверсия, часто возникающая ночью), то лучи загибаются книзу и звук рас-

Рис. 1. *а* — ход звук. лучей при убывании темп-ры с высотой; *б* — ход звук. лучей при возрастании темп-ры с высотой.

пространяется на бо́льшие расстояния (рис. 1, *б*). При распространении звука против ветра лучи загибаются кверху, а при распространении по ветру — к земной поверхности, что существенно улучшает слышимость звука во втором случае (рис. 2). Р. з. в верх. слоях атмосферы может привести к образованию *зон молчания* и зон аномальной слышимости.

Р. з. в океане связана с пространств. изменениями темп-ры, солёности

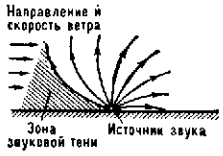


Рис. 2. Влияние ветра на ход звук. лучей.

и гидростатич. давления. Она обусловливает образование подводного звук. канала, зон тени, фокусировку звука и ряд др. особенностей распространения звука (см. *Гидроакустика*).

● Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, 3 изд., М., 1960, гл. 6, § 3, гл. 7.

РЕФРАКЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНАЯ (R), связывает электронную поляризуемость $\alpha_{эл}$ в-ва (см. *Поляризуемость* атомов, ионов и молекул) с его *преломления показателем* n. В пределах применимости выражений для Р. м. она, характеризуя, как и n, способность в-ва преломлять свет, отличается от n тем, что практически не зависит от плотности, темп-ры и агрегатного состояния в-ва. Осн. ф-ла для Р. м. имеет вид

$$R=\frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{M}{\rho}=4/3\pi N_A\alpha_{эл}, \qquad (*)$$

где M — молекулярная масса в-ва, ρ — его плотность, N_A — *Авогадро постоянная*. Ф-ла (*) явл. эквивалентом *Лоренц — Лоренца формулы* (с теми же ограничениями на применимость), но во мн. случаях более удобна для практич. приложений. Часто Р. м. можно представить как сумму «рефракций» атомов или групп атомов, составляющих молекулу сложного в-ва, или их связей в такой молекуле. Напр., Р. м. предельного углеводорода C_kH_{2k+2} равна $kR_C+(2k+2)R_H$. Это важное св-во Р. м. — аддитивность — позволяет успешно применять рефрактометрич. методы для исследования структуры соединений, определения *дипольных моментов* молекул, изучения водородных связей, определения состава смесей и для др. физ.-хим. задач.

● Волькенштейн М. В., Молекулы и их строение, М.—Л., 1955; Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 2 изд., Л., 1974. См. также лит. при ст. *Лоренц — Лоренца формула*. *В. А. Зубков.*

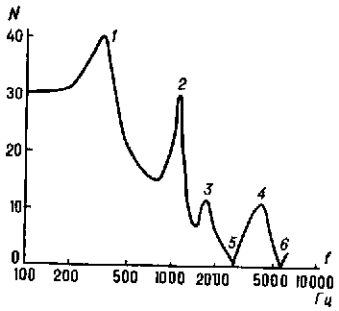
РЕФРА́КЦИЯ СВЕ́ТА, в широком смысле — то же, что *преломление света*, т. е. изменение направления световых лучей при изменении показателя преломления n среды, через к-рую эти лучи проходят. Чаще термином «Р. с.» пользуются при описании распространения оптич. излучения в средах с плавно меняющимся n от точки к точке (траектории лучей света в таких средах — плавно искривляющиеся линии), а термином «преломление» чаще называют резкое изменение направления лучей на границе раздела двух однородных сред с разными n. В атмосферной оптике, очковой оптике и оптике глаза традиционно используют именно термин «рефракция».

РЕЧЬ в акустике, последовательность звуков речи, произносимых, как правило, слитно, с паузами только после отд. слов или групп звуков. Слитность произношения звуков Р., вследствие непрерывности движений артикуляц. органов Р., вызывает взаимное влияние смежных звуков друг на друга. Артикуляц. органы имеют неодинаковые размеры у разных людей, и каждому человеку свойственна своя манера произнесения звуков Р., поэтому звуки Р. каждого человека имеют индивидуальный характер. Но при всём их многообразии они явл. физ. реализациями (произнесением) небольшого числа фонем (наименьшая звук. единица данного языка, существующая в Р. в целом ряде конкретных звуков). В русской Р. их насчитывается 41 : 6 гласных («а», «о», «у», «э», «и», «ы»), 3 твёрдых согласных («ш», «ж», «ц»), 2 мягких («ч», «й») и 15 в твёрдом и мягком видах; звуки Р. «я», «ю», «е», «ё» относятся к составным («йа», «йу», «йэ», «йо»).

Звуки Р. неодинаково информативны. Так, гласные звуки содержат малую информацию о смысле Р., а согласные наиболее информативны. Напр., в слове «посылка»: последовательность «о.ы.а» ничего не говорит, а — «п.с.лк.» даёт почти однозначный ответ о смысле слова. Точность передачи Р. (напр., в системах связи) оценивают с помощью артикуляц. метода: передают набор элементов Р. (напр., слов или слогов), отражающий состав звуков Р. данного языка, и определяют относит. кол-во принятых элементов. Разборчивость Р. при этом в значит. мере определяется разборчивостью глухих согласных.

Импульсы потока воздуха, создаваемые голосовыми связками при произнесении звонких звуков Р., с достаточной точностью могут считаться периодическими. Соответствующий период колебаний наз. периодом осн. тона голоса, а обратная величина — частотой осн. тона (она лежит обычно в пределах от 70 до 450 Гц). При произнесении звуков Р. частота осн. тона изменяется. Это изменение наз. интонацией. У каждого человека свой диапазон изменения осн. тона (обычно немного более октавы) и своя интонация. Последняя имеет большое значение для узнаваемости голоса. Импульсы осн. тона имеют пилообразную форму, и поэтому при их периодич. повторении получается дискретный спектр с большим числом обертонов, или гармоник. При произнесении взрывных и щелевых звуков Р. поток воздуха проталкивается через узкие участки (щели) речевого тракта, поэтому образуются завихрения, создающие шумы с широкополосным сплошным спектром. Т. о., при произнесении Р. через речевой тракт проходит сигнал с тональным или шумовым, или с тем и др. спектром.

Речевой тракт представляет собой сложный акустич. фильтр с рядом резонансных полостей, создаваемых артикуляц. органами Р., поэтому выходной сигнал, т. е. произносимая Р., имеет спектр с огибающей сложной волнообразной формы (рис.). Максимумы концентрации энергии в спектре звука Р. наз. формантами, а резкие провалы — антиформантами. В речевом тракте для каждого звука Р. есть свои резонансы и антирезонансы, поэтому спектр. огибающие этого звука имеют индивидуальную форму. Для большинства гласных звуков Р. характерно своё расположение формант и соотношение их уровней; для согласных важен также ход изменения формант во времени (формантные переходы).



Спектр. огибающая фонемы «э»: *1—4* — форманты, *5*, *6* — антиформанты.

Звонкие звуки Р., особенно гласные, имеют высокий уровень интенсивности, глухие — самый низкий. Поэтому при произнесении Р. громкость её непрерывно изменяется, особенно резко при произнесении взрывных звуков. Диапазон уровней Р. находится в пределах 35—45 дБ. Гласные звуки Р. имеют длительность в среднем ок. 0,15 с, согласные — ок. 0,08 с, звук «п» — ок. 0,03 с.

Образование звуков Р. происходит в результате подачи команд в виде электрич. биосигналов мышцам артикуляц. органов Р. от речевого центра мозга. Этих сигналов не более 10, при этом они изменяются медленно (в темпе смены звуков Р., т. е. от 5 до 20 звуков в с), поэтому общий поток этих сигналов составляет до 100 информац. единиц (бит/с), тогда как весь речевой сигнал имеет поток в 1000 раз больше. Объясняется это тем, что речевой сигнал представляет собой своего рода модулир. широкополосную несущую (см. *Модуляция колебаний*). Вся информация заключается в спектр. модуляции (в изменении формы огибающих спектра и уровня Р.), а в самой несущей информация о смысле Р. содержится только в интонации.

Осн. назначение Р. — передача информации от человека к человеку как при их непосредств. общении, так и с помощью средств связи. Т. к. для передачи натуральной Р. требуется пропускная способность тракта связи ок. 50000—70000 бит/с, то с целью её экономии и соответственно увеличения кол-ва возможных переговоров

стремятся сжимать поток речевого сигнала на передающем конце тракта с последующим его расширением на приёмном конце. Напр., ослабляя уровень громких звуков Р., уменьшают разность уровней между громкими и слабыми звуками (сжимают динамич. диапазон). Также можно сжимать частотный диапазон речевого сигнала. Наконец, можно исключать из Р. участки сигнала, не несущие информации (средние участки длит. звуков), т. е. компрессировать Р. во времени. На приёмном конце соответственно восстанавливают диапазоны и заполняют исключённые участки звуков. Если отделить модулирующий сигнал от несущей, то потребуется ещё меньшая пропускная способность тракта связи для передачи Р. Подобную задачу в системах связи решают т. н. вокодеры.

В совр. исследованиях по общению человека с машиной решаются две проблемы: автоматич. управление машинами и процессами с помощью Р. (устный ввод в ЭВМ, автоматич. пишущая машинка и т. п.) и синтез Р. по разл. кодовым сигналам (устный вывод из ЭВМ, говорящие машины для чтения текста слепым и т. п.).

Исследования механизмов слухового и фонетич. анализа Р. относятся к акустике, психоакустике и фонетике.

● Фант Г., Акустическая теория речеобразования, пер. с англ., М., 1964; Физиологии речи. Восприятие речи человеком, Л., 1976; Фланаган Дж. Л., Анализ, синтез и восприятие речи, пер. с англ., М., 1968; Сапожков М. А., Речевой сигнал в кибернетике и связи, М., 1963.

М. А. Сапожков.

РИГИ — ЛЕДЮ́КА ЭФФЕ́КТ (термомагнитный эффект), состоит в том, что в проводнике с перепадом темп-ры, помещённом в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$, перпендикулярное тепловому потоку, возникает вторичная разность темп-р в направлении, перпендикулярном первичному тепловому потоку и полю $\boldsymbol{H}$. Открыт почти одновременно в 1887 итал. физиком А. Риги (A. Righi) и франц. физиком С. Ледюком (S. Leduc). Обусловлен, как и др. *термогальваномагнитные явления*, искривлением траектории носителей тока в магн. поле. Количеств. хар-кой Р.—Л. э. явл. коэфф. Риги — Ледюка $A_{RL}=\frac{\partial T}{\partial y}\Big/H\frac{\partial T}{\partial x}$. Здесь $\partial T/\partial x$ — нач. градиент темп-ры, $\partial T/\partial y$ — градиент темп-ры, возникающий при приложении поля $\boldsymbol{H}$. Согласно простейшим представлениям, $A_{RL}=e\tau/m^*c$, где τ — время свободного пробега носителей, e — их заряд, m^* — *эффективная масса*. Знак A_{RL} зависит от типа носителей: для эл-нов $A_{RL}<0$, для дырок $A_{RL}>0$. Существует приближённое соотношение между A_{RL}, константой Холла R (см. *Холла эффект*) и удельной электропроводностью σ: $A_{RL}=\sigma R$.

● См. лит. при ст. *Термогальваномагнитные явления.*

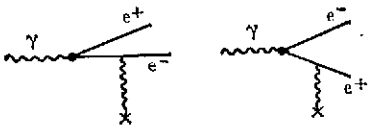
М. И. Каганов.

РИДБЕРГ (Ry), внесистемная ед. энергии, применяемая в ат. физике и оптике. Названа в честь швед. физика Й. Р. Ридберга (J. R. Rydberg). 1 Р. = 13,60 эВ, т. е. энергии ионизации атома водорода (см. *Атом*). 1 Р. = $=2{,}1796\cdot10^{-11}$ эрг $=\frac{1}{2}$ ед. энергии в *Хартри системе единиц*.

РИДБЕРГА ПОСТОЯ́ННАЯ (R), фундаментальная физическая константа, входящая в выражения для уровней энергии и частот излучения атомов (см. *Спектральные серии*); введена швед. физиком Й. Р. Ридбергом (1890). Если припять, что масса ядра атома бесконечно велика по сравнению с массой эл-на (ядро неподвижно), то, согласно квантовомеханич. расчёту, $R_\infty=2\pi^2me^4/ch^3=$ $=10973731{,}77\pm0{,}83\ \text{м}^{-1}$ (на 1980), где e и m — заряд и масса эл-на, $R_\infty hc=$ $=13{,}605804(36)$ эВ. При учёте движения ядра масса эл-на заменяется приведённой массой эл-на и ядра, тогда $R_i=R_\infty/(1+m/M_i)$, где M_i — масса ядра.

РОЖДЕ́НИЕ ПА́РЫ частица-античастица, один из видов взаимопревращения элем. ч-ц, в к-ром в результате эл.-магн. или к.-л. др. вз-ствия одновременно возникают ч-ца и *античастица*. Возможность Р. п. (как и *аннигиляция пары*) предсказывалась как следствие релятив. *Дирака уравнения*. В 1933 франц. физики И. и Ф. Жолио-Кюри с помощью камеры Вильсона, помещённой в магн. поле, наблюдали рождение электрон-позитронных пар γ-квантами от радиоактивного источника.

Согласно законам сохранения энергии-импульса, Р. п. одиночным фотоном невозможно. Процессы Р. п. фотоном происходят в кулоновском поле (на рис. помечено крестиком) ядра и ат. эл-нов при энергии фотона $\mathcal{E}_\gamma$, превышающей удвоенную энергию



покоя ч-цы, и при $\mathcal{E}_\gamma$, большей 10—30 МэВ (в зависимости от в-ва), являются гл. механизмом потери энергии γ-квантов при их прохождении через в-во (см. рис. в ст. *Гамма-излучение*). Возможен также процесс Р. п. виртуальным фотоном γ^* (см. *Виртуальные частицы*), образованным в процессе столкновения или распада ч-ц. Такой механизм Р. п. наз. также конверсией фотона. Если энергия фотона (реального или виртуального) очень велика, то он может породить любую пару частица-античастица, напр. пару мюонов $\mu^+\mu^-$.

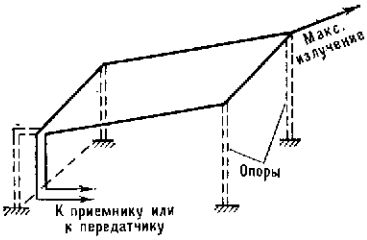
Если при эл.-магн. переходе в ядре образование реального фотона запрещено законом сохранения полного момента, то такой переход происходит только за счёт процесса внутр. конверсии γ-кванта на ат. эл-не или (при достаточно большой энергии) за счёт конверсии γ в электрон-позитронную пару.

В столкновениях ч-ц высоких энергий наблюдается также рождение мюонных пар. В адронных столкновениях Р. п. $\mu^+\mu^-$ связывают с эл.-магн. аннигиляцией *кварков* и антикварков, входящих в состав адронов, или с процессами конверсии фотонов тормозного излучения, образованных при столкновениях кварков с кварками или *глюонами*. Поэтому процессы Р. п. $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- с большими поперечными (по отношению к оси соударения) импульсами анализируют в рамках *квантовой хромодинамики* и кварк-партонной модели (см. *Партоны*). В Р. п. $\mu^+\mu^-$ с малыми поперечными импульсами важную роль могут играть эл.-магн. распады адронов (напр., $\eta\to\gamma+$ $+\mu^++\mu^-$, $\omega\to\pi^0+\mu^++\mu^-$). Изучение процессов Р. п. (конверсии) в эл.-магн. распадах адронов позволяет получить информацию об эл.-магн. *формфакторах* адронов. Процессы Р. п. новых тяжёлых ч-ц — c- и b-кварков или $\tau^\pm$-лептонов и их последующие лептонные распады явл. источником пар т. н. прямых лептонов в адронных столкновениях.

В общем случае любой процесс образования пары ч-ц с противоположными лептонными или барионными зарядами можно рассматривать как процесс Р. п. лептонов или кварков, напр. $e\bar{\nu}_e$, $u\bar{d}$.

● Тинг С., Открытие J-частицы, пер. с англ., «УФН», 1978, т. 125, в. 2.

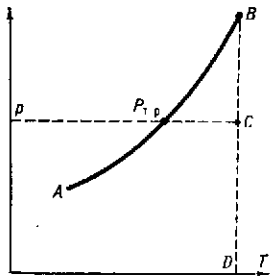
РОМБИ́ЧЕСКАЯ АНТЕ́ННА, проволочная *антенна* в виде ромба, стороны к-рого велики по сравнению с длиной волны. К одному из острых углов подключено сопротивление, равное *волновому сопротивлению* среды (для получения волны тока, близкой к бегущей),



а к другому — линия передачи. Р. а. имеет однолепестковую диаграмму направленности, вытянутую вдоль большой диагонали ромба (см. рис.). Р. а. широкополосна, применяется как приёмная антенна в линиях радиосвязи на коротких волнах.

РОСЫ ТО́ЧКА, темп-ра ($T_{т.р.}$), до к-рой должен охладиться воздух, чтобы находящийся в нём водяной пар достиг состояния насыщения (при данной влажности воздуха и неизм. давлении; рис.). При достижении Р. т. в воздухе или на предметах, с к-рыми он соприкасается, начинается конденсация водяного пара. Р. т.

может быть вычислена по значениям темп-ры и влажности воздуха или определена непосредственно конденсац. гигрометром. При относит. влажности воздуха $r=100\%$ Р. т. совпадает с темп-рой воздуха (r определяется отношением давления водяного пара



Положение точки росы на диаграмме зависимости давления p насыщения водяного пара от темп-ры T: AB — кривая насыщения водяного пара; $r=CD/BD=p_C/p_B$ — относит. влажность воздуха; $P_{т.р.}$ — точка росы для водяного пара, находящегося в состоянии C (при темп-ре T и давлении p).

к давлению пара, насыщающего воздух при той же темп-ре). При $r<100\%$ Р. т. всегда ниже фактич. темп-ры воздуха. Так, при темп-ре воздуха 15°С и относит. влажности (%) 100, 80, 60, 40 Р. т. оказывается равной 15,0; 11,6; 7,3; 1,5°С.

РОТА́ТОР [от лат. roto — вращаю(сь)] в физике, механич. система, состоящая из материальной точки массы μ, удерживаемой с помощью невесомого жёсткого стержня на пост. расстоянии r от неподвижной в пр-ве точки O — центра Р. (или система таких точек, вращающихся вокруг общей оси с одинаковой частотой). В классич. механике возможное движение для Р.— вращение вокруг точки O. Энергия Р. $\mathcal{E}=M^2/2I$, где M — его момент кол-ва движения, I — *момент инерции*.

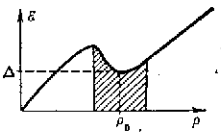
В *квантовой механике* состояния Р. характеризуются определ. дискр. значениями квадрата орбит. момента кол-ва движения $M_l^2=\hbar^2 l(l+1)$ и его проекции $M_{lz}=m\hbar$ на ось квантования z, где $l=0, 1, 2, \ldots$ — орбит. *квантовое число*, $m=l, l-1, \ldots, -l$ — магнитное квантовое число. Возможные значения энергии Р. равны: $\mathcal{E}=\hbar^2 l(l+1)/2I$. Р. играет большую роль как идеализир. модель при описании вращат. движения молекул и ядер. Так, энергетич. состояния вращения молекулы как целого (ротац., или вращат., спектр) описываются ф-лой для энергии квант. Р.

РОТАЦИО́ННЫЕ СПЕ́КТРЫ, то же, что *вращательные спектры*.

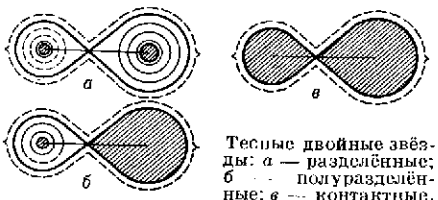
РОТО́Н, *квазичастица*, соответствующая элементарному возбуждению в сверхтекучем гелии с импульсом $p=p_0\approx 1{,}9\cdot 10^8\ \hbar$ и энергией:

$$\mathcal{E}=\Delta+\frac{(p-p_0)^2}{2\mu}.$$

Для ^{4}He $\Delta=8{,}6$ К, $\mu=0{,}16\ m$, где m — масса атома ^{4}He. Р. и *фононы* соответствуют разным участкам единого *дисперсии закона* (см. рис.). Р. проявляются при темп-ре $T>0{,}6$К и обусловливают экспоненциально зависящие от температуры слагаемые *теплоёмкости*, *энтропии* норм. плотности и др. Кинетич. свойства сверхтекучего ^{4}He (вязкость, поглощение звука и т. д.) объясняются столкновениями и взаимными превращениями Р. и фононов (см. *Сверхтекучесть*, *Квантовая жидкость*, *Гелий жидкий*).



РО́ША ПРЕДЕ́Л [по имени франц. астронома Э. Роша (E. Roche)], предельная эквипотенц. поверхность, определяющая наибольшие возможные размеры компонентов тесной двойной звёздной системы (пары) при сохранении системой устойчивости. Тесными двойными наз. звёздные системы, у к-рых расстояние между компонентами сравнимо с суммой радиусов звёзд и между звёздами возможен обмен массой. Для тесных систем становятся существенными приливные гравитац. эффекты и центробежные силы. В системе координат, вращающейся вместе с линией, соединяющей звёзды, поверхности равного потенциала наз. поверхностями Роша (потенциал здесь включает как гравитац., так и центробежные силы). Внутр. поверхности Роша мало отличаются от сфер, охватывающих каждую звезду



Тесные двойные звёзды: *а* — разделённые; *б* — полуразделённые; *в* — контактные. Сплошная линия — предельная поверхность Роша; штриховые линии — внеш. и внутр. поверхности Роша; заштрихованы объёмы, занимаемые звёздами.

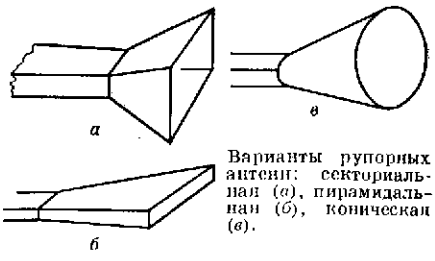
отдельно. Предельной поверхностью Роша (Р. п.) наз. пара поверхностей, соприкасающихся между собой в одной точке (внутр. точка Лагранжа) и напоминающих в совокупности песочные часы (рис.). Положение внутр. точки Лагранжа зависит от отношения масс звёзд, она ближе к менее массивной звезде. Затраты энергии на переход ч-ц из окрестности одной звезды через внутр. точку Лагранжа внутрь предельной поверхности Роша 2-й звезды меньше, чем при переходах к.-л. др. путём. Поэтому в тесной двойной системе, в к-рой одна звезда заполняет предел Роша, происходит перетекание в-ва от одной звезды к другой. Если 2-я звезда системы явл. нейтронной, то из-за происходящей на неё *аккреции* в-ва она может быть рентг. *пульсаром*.

● Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 2 изд., М., 1971; Курс астрофизики и звездной астрономии, т. 2, М., 1962.

РУБИ́Н, кристалл корунда Al_2O_3, в к-ром часть (от сотых долей до 2%) атомов Al замещена парамагн. атомами Cr^{3+} (см. *Изоморфизм*). *Точечная группа симметрии* $\bar{3}\,m$, $T_{пл}=2020$—2040°С, плотность 3,92 г/см^3, твёрдость по шкале Мооса 9. Обладает оптич. анизотропией (*двойное лучепреломление*, для $\lambda=58{,}9$ нм $n_0=1{,}768$, $n_e=1{,}760$), а также анизотропией тепловых, механич. и др. св-в. Р. применяется как лазерный материал (см. *Твердотельные лазеры*). Из Р. делают опорные камни для часов, хронометров, нитеводителей для текстильной и химической промышленности и др.

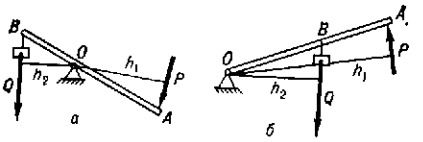
РУ́ПОР (голл. roeper, от roepen — кричать), расширяющаяся труба, обычно круглого или прямоугольного сечения. Р., приставленный к излучателю звука, концентрирует звук. энергию в направлении своей оси в пределах нек-рого телесного угла и увеличивает мощность излучения благодаря улучшению условий согласования излучателя с окружающей средой. Применяется в рупорных громкоговорителях и в мегафонах.

РУ́ПОРНАЯ АНТЕ́ННА, *антенна* в виде отрезка *радиоволновода*, расширяющегося к открытому концу. Форма раскрыва рупора выбирается в соответствии с требуемой диаграммой направленности (рис.). Согласование Р. а. с открытым пр-вом определяется размером раскрыва, формой и длиной рупора.



Варианты рупорных антенн: секториальная (*а*), пирамидальная (*б*), коническая (*в*).

РЫЧА́Г, простейший механизм, позволяющий меньшей силой уравновесить бо́льшую; представляет собой тв. тело, вращающееся вокруг неподвижной опоры. Основное св-во Р. (любой формы) выражается равенством $Ph_1=Qh_2$ (рис.), где P и Q — приложенные силы, h_1 и h_2 — расстояния по перпендикулярам, опущенным из точки опоры Р. на линии действия сил (плечи сил). Если опора располагается между точками приложения сил, то это Р. 1-го рода (рис., *а*). Если же обе силы приложены с одной стороны опоры, то это Р. 2-го рода (рис., *б*). Для равновесия Р. 1-го рода силы должны быть направлены в одну сторону, а для равновесия Р. 2-го рода — в разные



стороны. Теория равновесия Р. под действием сил тяжести была дана Архимедом, а общее условие равновесия франц. учёным Р. П. Вариньоном в 1687. Часто Р. используют в кач-ве простейшего подъёмного приспособления.

РЭЛЕ́ЕВСКОЕ РАССЕ́ЯНИЕ, когерентное *рассеяние света* на оптич. неоднородностях, размеры к-рых значительно меньше длины волны возбуждающего света. В отличие от *флуоресценции*, происходящей с частотами собств. колебаний эл-нов, возбуждённых световой волной, Р. р. происходит с частотами колебаний возбуждающего света.

РЭЛЕ́Я ВО́ЛНЫ, *упругие волны*, распространяющиеся в тв. теле вдоль его свободной границы и затухающие с глубиной. Их существование было предсказано англ. физиком Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1885. Примеры Р. в.— волны на земной поверхности, возникающие при землетрясениях; УЗ волны, применяемые для контроля поверхностного слоя разл. деталей и образцов материалов. Толщина слоя локализации Р. в. составляет (1—2) длины волны λ. На глубине λ плотность энергии в волне $\approx 0{,}05$ плотности у поверхности. Движение ч-ц в Р. в. происходит по эллипсам, большая полуось к-рых перпендикулярна поверхности тв. тела, а малая — параллельна направлению распространения волны. Фазовая скорость Р. в. меньше фазовых скоростей продольных и сдвиговых волн.

В анизотропных средах структура и св-ва Р. в. зависят от типа анизотропии и направления распространения волн, причём имеются такие среды, напр. кристаллы триклинной *сингонии*, в которых Р. в. вообще не могут существовать. Иногда под Р. в. понимают поверхностные волны более общего типа, возникающие на границе твёрдого тела с жидкостью и на границе системы твёрдых или жидких слоёв с тв. полупространством.

● Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М., 1981.

РЭЛЕ́Я ЗАКО́Н рассеяния света, гласит, что интенсивность I рассеиваемого средой света обратно пропорц. 4-й степени длины волны λ падающего света ($I \sim \lambda^{-4}$) в случае, когда среда состоит из частиц-диэлектриков, размеры к-рых много меньше λ. Установлен Дж. У. Рэлеем в 1871. См. *Рассеяние света*.

РЭЛЕ́Я ЗАКО́Н НАМАГНИЧИВАНИЯ, установленная англ. физиком Дж. У. Рэлеем (1887) зависимость *намагниченности* J (или *магнитной индукции* B) ферромагнетиков от напряжённости магн. поля H в слабых полях (когда напряжённость поля, действующего на образец, много меньше *коэрцитивной силы* H_c). Р. з. н. может быть выражен след. ф-лами: а) для кривой первого *намагничивания* $J = \varkappa_{обр} H \pm RH^2$, где $\varkappa_{обр}$ — обратимая *магнитная восприимчивость*, к-рая характеризует обратимую линейную часть процесса, R — постоянная Рэлея, характеризующая необратимые нелинейные процессы намагничивания; б) для восходящих и нисходящих петель *гистерезиса* $|\Delta J| = \varkappa_{обр} |\Delta H| + R |\Delta H|^2/2$, где $|\Delta J|$ и $|\Delta H|$ — абс. величины приращений J и H. Р. з. н. выполняется не только вблизи размагнич. состояния ($J=0$, $H=0$), но и при др. исходных значениях J или B, лишь бы значение H и его изменение ΔH были бы малыми по сравнению с H_c. При этом параметры $\varkappa_{обр}$ и R меняются. Вблизи размагнич. состояния $\varkappa_{обр}$ совпадает с обратимой начальной магн. восприимчивостью $\varkappa_a$ и обусловлена обратимыми смещениями границ между доменами. При исходных $J \neq 0$ и $H \neq 0$ значение $\varkappa_{обр} \neq \varkappa_a$, но $\varkappa_{обр}$ и в этом случае определяется обратимыми процессами смещения доменных границ. Параметр R характеризует необратимые смещения доменных границ. Область применимости Р. з. н. для различных магн. материалов соответствует значениям H от неск. мЭ (*ферриты*) до неск. *эрстед* (пермиинвары, см. *Магнитные материалы*).

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

О. В. Росицкий.

РЭЛЕ́Я КРИТЕ́РИЙ, условие, введённое Дж. У. Рэлеем, согласно к-рому изображение двух близлежащих точек можно видеть раздельно, если расстояние между центрами дифракц. пятен каждого из изображений не меньше радиуса первого тёмного дифракц. кольца. Подробнее см. в ст. *Разрешающая способность*.

РЭЛЕ́Я — ДЖИ́НСА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ, закон распределения энергии в спектре излучения *абсолютно чёрного тела* в зависимости от темп-ры:

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT,$$

где u_ν — плотность излучения, соответствующая частоте ν. Р.— Д. з. и. был выведен в 1900 Дж. У. Рэлеем из классич. представлений о равномерном распределении энергии по степеням свободы. В 1905—09 англ. учёный Дж. Джинс (J. Jeans), применив методы классич. статистич. физики к волнам в полости, пришёл к той же ф-ле, что и Рэлей. Р.— Д. з. и. хорошо согласуется с экспериментом лишь для малых ν (в длинноволновой области спектра). С ростом ν энергия излучения по Р.— Д. з. и. вопреки опыту должна неограниченно расти, достигая чрезвычайно больших значений в далёкой УФ области спектра (т. н. ультрафиолетовая катастрофа). Распределение энергии в спектре абсолютно чёрного тела, справедливое для всего спектра, получается только на основе квант. представлений (см. *Планка закон излучения*). Р.— Д. з. и. явл. частным случаем закона Планка для малых ν; его применяют при рассмотрении достаточно длинноволнового излучения и в тех случаях, когда не требуется высокая точность вычислений.

● Планк М., Теория теплового излучения, пер. с нем., 2 изд., М., 1935; Ипольский Э. В., Атомная физика, 6 изд., т. 1, М., 1974.

С

САВА́Р, устаревшая ед. частотного интервала. Названа в честь франц. физика Ф. Савара (F. Savart). 1 С. равен интервалу частот с таким отношением f_2/f_1 граничных частот интервала, что $\lg|f_2/f_1|=0{,}001$; при этом $f_2/f_1=1{,}0023$. 1 С.$=3{,}32\cdot10^{-3}$ *октавы* $=3{,}98$ *цента*. С. применялся для измерения интервалов *высоты звука*.

САДО́ВСКОГО ЭФФЕ́КТ, возникновение механич. вращательного момента у тела, облучаемого эллиптически поляризованным светом. Как показал впервые А. И. Садовский (1898), эллиптически поляризованная световая волна обладает моментом импульса (*моментом количества движения*), к-рый она и передаёт телу, поглощающему её или изменяющему состояние её поляризации. Напр., когда на крист. пластинку в $^1/_4$ длины волны падает световая волна, поляризованная по кругу, появляется вращат. момент, стремящийся повернуть пластинку в сторону вращения эл.-магн. векторов эл.-магн. волны; при падении плоскополяризованного света на такую же пластинку появляется момент вращения, действующий в обратную сторону.

Величина вращат. момента, возникающего под действием поляризов. света, прямо пропорц. длине волны излучения и плотности эл.-магн. энергии в падающем пучке (*яркости* светового пучка). Несмотря на то что С. э. очень мал, он наблюдался на опыте как для видимого света, так и в сантиметровом диапазоне волн (впервые амер. учёным Р. Бетом в 1935—36). С появлением *лазеров*, излучение к-рых имеет большую плотность энергии, стало возможным наблюдать значительную величину вращательного момента.

Доказательство существования С.э. явилось указанием на то, что к вз-ствию эл.-магн. излучения с в-вом применим закон сохранения момента кол-ва движения. Впоследствии это положение стало неотъемлемой частью квант. теории таких вз-ствий, позволило описать мн. особенности процессов излучения и поглощения света атомами и молекулами, предсказать и открыть др. эффекты (см., напр., *Оптическая ориентация*).

С квант. точки зрения, С. э. объясняется изменением импульса фотонов при вз-ствии излучения с в-вом. Наличие у потока *фотонов* момента импульса связано с тем, что при эллиптич. поляризации вероятности ориентации спина фотона в направлении его движения и навстречу ему неодинаковы.

САМОДИФФУ́ЗИЯ, частный случай *диффузии* в чистом в-ве или р-ре пост. состава, при к-ром диффундируют собственные ч-цы в-ва. При С. атомы, участвующие в диффузионном движении, обладают одинаковыми хим. св-вами, но могут различаться, напр., ат. массой (см. *Изотопы*). За процессом С. можно наблюдать, применяя радиоакт. изотопы или анализируя изотопный состав при помощи *масс-спектрометров*. Изменение концентрации данного изотопа в рассматриваемом объёме в-ва в зависимости от времени описывается обычными уравнениями диффузии, а скорость процесса характеризуется соответствующим коэфф. С. Диффузионные перемещения ч-ц тв. тела могут приводить к изменению его формы и к др. явлениям, если на образец длительно действуют силы поверхностного натяжения, тяжести, упругие, электрич. силы и т. д. При этом может наблюдаться сращивание двух пришлифов. образцов одного и того же в-ва, спекание порошков, растягивание тел под действием подвешенного к ним груза (диффузионная ползучесть материалов) и т. д. Изучение кинетики этих процессов позволяет определить коэфф. С. в-ва.

● См. лит. при ст. *Диффузия*.

САМОИНДУ́КЦИЯ, возникновение эдс индукции в проводящем контуре при изменении в нём силы тока; частный случай *электромагнитной индукции*. При изменении тока в контуре меняется поток магн. индукции через поверхность, ограниченную этим контуром, в результате чего в нём возбуждается эдс С. Направление эдс С. определяется *Ленца правилом*, т. е. при увеличении в цепи силы тока эдс С. препятствует его возрастанию, а при уменьшении тока — его убыванию. Т. о., С. подобна явлению инерции в механике. Эдс С. e_z пропорц. скорости изменения силы тока i и индуктивности L контура: $e_z = -Ldi/dt$.

В электрич. цепи, содержащей постоянную эдс, при замыкании цепи сила тока за счёт эдс С. устанавливается не мгновенно, а через нек-рый промежуток времени, при выключении источника ток не прекращается мгновенно; возникающая при размыкании цепи эдс С. может во много раз превысить эдс источника. В цепи перем. тока вследствие С. сила тока в катушке, обладающей индуктивностью, отстаёт по фазе от напряжения на концах катушки на $\pi/2$ (см. *Переменный ток*).

Явление С. играет важную роль в электротехнике и радиотехнике. Благодаря С. происходит перезарядка конденсатора, соединённого последовательно с катушкой индуктивности (см. *Колебательный контур*), в результате в контуре возникают свободные эл.-магн. колебания.

● Калашников С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977 (Общий курс физики).

Г. Я. Мякишев.

САМОИНДУЦИ́РОВАННАЯ ПРОЗРА́ЧНОСТЬ, эффект пропускания коротких мощных когерентных импульсов света резонансно поглощающими средами. При С. п. глубина проникновения импульса в среду значительно превосходит обычную длину поглощения света в среде, а скорость его распространения, как правило, значительно меньше *групповой скорости* света в среде. С. п. наблюдается, когда длительность импульса света меньше времени *релаксации*, а интенсивность его превышает нек-рое пороговое значение. При выполнении этих условий световой импульс любого вида после прохождения в среде определённой длины приходит в стационарное состояние, в к-ром длительность, энергия и форма его остаются неизменными. Стационарный импульс имеет симметричную форму; в течение первой его половины резонансные атомы переводятся из осн. состояния в возбуждённое, в течение второй половины импульса происходит обратный процесс. Если энергия падающего на среду импульса достаточна для перевода в возбуждённое состояние всех атомов в области его влияния, то такой импульс придёт в стационарное состояние; в противном случае — затухнет. Этим и определяется пороговое значение интенсивности падающего импульса.

● См. лит. при ст. *Фотонное эхо*, *Нелинейная оптика*.

А. В. Андреев.

САМОСОГЛАСО́ВАННОЕ ПО́ЛЕ, усреднённое поле сил вз-ствия с данной ч-цией всех др. ч-ц квантовомеханич. системы. Задача вз-ствия многих ч-ц очень сложна, при её решении пользуются приближёнными методами расчёта. Один из наиб. распространённых приближённых методов квант. механики основан на введении С. п., позволяющего свести задачу многих ч-ц к задаче одной ч-цы, движущейся в среднем С. п., создаваемом всеми др. ч-цами. Разл. варианты введения С. п. отличаются способом усреднения вз-ствия. Метод С. п. широко применяется для приближённого описания состояний многоэлектронных атомов, молекул, тяжёлых ядер, эл-нов в металле, системы спинов в ферромагнетике и т. д.

В квантовомеханич. системе многих взаимодействующих ч-ц движение любой ч-цы сложным образом взаимосвязано (коррелировано), с движением всех остальных ч-ц системы. Вследствие этого каждая ч-ца не находится в определённом состоянии и не может быть описана своей (одночастичной) *волновой функцией*. Состояние системы в целом описывается волн. ф-цией, зависящей от координатных и спиновых переменных всех ч-ц системы. В методе С. п. для приближённого описания системы вводят волн. ф-ции для каждой ч-цы системы; при этом вз-ствие с др. ч-цами приближённо учитывается введением поля, усреднённого по движениям остальных ч-ц системы (по их одночастичным волн. ф-циям). Одночастичные волн. ф-ции, с одной стороны, явл. решением *Шрёдингера уравнения* для одной ч-цы, движущейся в ср. поле, создаваемом др. ч-цами, с другой — определяют ср. потенциал поля, в к-ром движутся ч-цы. Термин «С. п.» связан с этим согласованием.

Простейший метод введения С. п. (в котором определяются не волновые функции, а плотность распределения частиц в пространстве)—метод Томаса — Ферми, предложенный английским физиком Л. Томасом (1927) и итальянским физиком Э. Ферми (1928). В многоэлектронных атомах ср. потенциал, действующий на данный эл-н, изменяется достаточно медленно. Поэтому внутри объёма, где относит. изменение потенциала невелико, находится ещё много эл-нов, и эл-ны, к-рые подчиняются *Ферми — Дирака статистике*, можно рассматривать как вырожденный ферми-газ (см. *Вырожденный газ*). При этом действие всех остальных эл-нов на данный можно заменить действием некрого центрально-симметричного С. п., к-рое добавляется к полю ат. ядра. Это поле подбирают так, чтобы оно было согласовано с распределением ср. плотности заряда (пропорц. распределению ср. плотности эл-нов в атоме), т. к. потенциал электрич. поля связан с распределением заряда *Пуассона уравнением*. Ср. плотность эл-нов

в свою очередь рассматривается как плотность вырожденного идеального ферми-газа, находящегося в этом ср. поле, и связана с ним через *Ферми энергию*. Это означает, что выбор ср. потенциала поля должен быть «самосогласованным». На основе С. п. Томаса — Ферми удалось объяснить порядок заполнения электронных оболочек в атомах, а следовательно, и периодич. систему элементов. Этот метод применим также в теории тяжёлых ядер. Он позволяет объяснить порядок заполнения нуклонами яд. оболочек; при этом, кроме центрально-симметричного С. п., нужно учитывать С. п., вызванное вз-ствием орбит. движения нуклонов с их спином *(спин-орбитальное взаимодействие)*.

Другой, более точный, метод введения С. п.— м е т о д Х а р т р и (предложен в 1927 англ. физиком Д. Хартри). В этом методе волн. ф-цию многоэлектронного атома представляют приближённо в виде произведения волн. ф-ций отд. эл-нов, соответствующих разл. квант. состояниям эл-нов в атоме. Такому распределению эл-нов отвечает нек-рое ср. С. п., к-рое зависит от выбора одноэлектронных ф-ций, а эти ф-ции в свою очередь зависят от ср. поля. Одноэлектронные волн. ф-ции выбирают из условия минимума ср. энергии, что обеспечивает наилучшее приближение для выбранного типа волн. ф-ций. С. п. в этом случае получаются с помощью усреднения по орбит. движениям всех др. эл-нов и для разл. состояний эл-нов в атоме оказываются различными. Волн. ф-ции эл-нов определяются теми же ср. потенциалами, что и означает их самосогласованность.

В методе Хартри не учитывается *Паули принцип*, из к-рого следует, что полная волн. ф-ция эл-пов в атоме должна быть антисимметричной. Более совершенный метод введения С. п. даёт Х а р т р и — Ф о к а м е т о д (В. А. Фок, 1930), к-рый исходит из волн. ф-ции (эл-нов в атоме) правильной симметрии в виде определителя из одноэлектронных орбит. волн. ф-ций, что обеспечивает выполнение принципа Паули. Одноэлектронные ф-ции находят, как и в методе Хартри, из минимума ср. энергии. При этом получается С. п. с усреднением, в к-ром учитывается корреляция орбит. эл-нов, связанная с их обменом (см. *Обменное взаимодействие*).

Кроме простой обменной корреляции возможна корреляция пар ч-ц с противоположно направленными спинами; в случае притяжения такая корреляция приводит к образованию коррелированных пар ч-ц (связанных пар). Обобщение метода Хартри — Фока, учитывающее эту корреляцию, было сделано Н. Н. Боголюбовым (1958); обобщённый метод применяется в теории *сверхпроводимости* и в теории тяжёлых ядер.

В теории металлов также пользуются понятием «С. п.». В рамках этой теории принимается, что эл-ны металла движутся независимо друг от друга в С. п., создаваемом всеми ионами крист. решётки и остальными эл-нами. В простейших вариантах теории это поле считается известным. Наиб. совершенный способ введения С. п. в теории металлов даёт т. н. метод псевдопотенциала, применяемый для щелочных и щёлочноземельных металлов (в этом случае С. п. не является потенц. полем).

Др. примером самосогласования в физике тв. тела явл. своеобразное поведение эл-на в ионном непроводящем кристалле. Эл-н своим полем поляризует окружающую среду, причём поляризация, связанная со смещением ионов, создаёт потенц. яму, в к-рую попадает сам эл-н. Такое самосогласованное состояние эл-на и диэлектрической среды наз. *поляроном*.

Исторически первым вариантом С. п. было т. н. мол. поле, введённое в 1907 франц. физиком П. Вейсом для объяснения *ферромагнетизма*. Вейс предположил, что магн. момент каждого атома ферромагнетика находится ещё во внутр. мол. поле, к-рое само пропорц. магн. моменту и, т. о., самосогласовано. В действительности же это поле выражает на языке самосогласованного приближения квант. обменное вз-ствие. Обменное вз-ствие данного спина со всеми остальными спинами заменяется действием некрого эффективного мол. поля (оно вводится самосогласованным образом).

● Х а р т р и Д. Р., Расчеты атомных структур, пер. с англ., М., 1960; Б о г о л ю б о в Н. Н., Т о л м а ч е в В. В., Ш и р к о в Д. В., Новый метод в теории сверхпроводимости, М., 1958, с. 122—26; Х а р р и с о н У., Псевдопотенциалы в теории металлов, пер. с англ., М., 1968, гл. 1; С м а р т Д ж., Эффективное поле в теории магнетизма, пер. с англ., М., 1968, гл. 3; Т я б л и к о в С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975, гл. 6; К и р ж н и ц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963; С л э т е р Д ж., Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел, пер. с англ., М., 1978.

Д. Н. Зубарев.

САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД, электрич. ток в газе, не требующий для своего поддержания действия внеш. ионизатора. С. р. образуется при достаточно высоком напряжении на электродах, когда начавшийся разряд создаёт необходимые для его поддержания ионы и эл-ны (см. также *Электрические разряды в газах*).

САМОСТЯГИВАЮЩИЙСЯ РАЗРЯД, то же, что *контрагированный разряд*.

САМОФОКУСИРО́ВКА СВЕ́ТА, концентрация энергии световой волны в нелинейной среде, показатель преломления n к-рой растёт с увеличением интенсивности светового поля. Под действием светового пучка (пространственно ограниченной световой волны) нелинейная среда становится оптически неоднородной и в ней возникает искривление лучей (н е л и н е й н а я р е ф р а к ц и я). Если n увеличивается с ростом напряжённости E электрич. поля световой волны, то лучи, изгибаясь, концентрируются в области большей интенсивности — среда становится объёмной собирающей нелинейной линзой, фокус к-рой находится на нек-ром расстоянии $f_{нл}$ от входа пучка в среду (рис. 1, *а*).

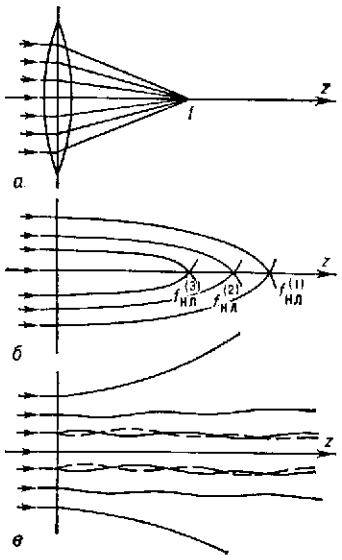


Рис. 1. Траектории лучей: *а* — при фокусировке светового пучка обычной линзой, *б* — при самофокусировке в нелинейной среде, *в* — в нелинейном диэлектрич. волноводе.

Световой пучок с поперечным радиусом d фокусируется на расстоянии

$$f_{нл} \approx d\,(n_0/\Delta n_{нл})^{1/2}, \qquad (1)$$

где n_0 — показатель преломления вне пучка, $\Delta n_{нл}$ — перепад показателя преломления в пучке. Показатель преломления n среды может увеличиваться с ростом поля E из-за изменения нелинейной поляризации среды, высокочастотного *Керра эффекта*, *электрострикции*, нагрева и др. (см. *Нелинейная оптика*). С. с. наступает, если нелинейная рефракция подавляет неизбежную дифракц. расходимость пучка (см. *Дифракция света*)

$$\Delta n_{нл}/n_0 > \theta_р^2 \qquad (2)$$

($\theta_р$ — угол дифракц. расходимости). Это происходит, когда фокусное расстояние $f_{нл}$ меньше протяжённости зоны дифракции Френеля. Для выполнения неравенства (2) требуется мощность пучка, превышающая некрую критич. величину. По мере приближения к фокусу лучи всё более искривляются (С. с. носит характер лавинообразный), и концентрация поля в нелинейном фокусе значительно сильнее, чем при обычной фокусировке линзой. С. с. может привести к *световому пробою*, способствовать развитию процессов *вынужденного рассеяния света* и др. нелинейных процессов.

Вслед за первым фокусом при С. с. мощного пучка может появиться ряд последующих — возникает многофокусовая структура. Число фокусов растёт с увеличением мощности источника, и они приближаются ко входу в нелинейную среду (рис. 1, *б*). В случае коротких световых импульсов фокусы могут двигаться с околосветовыми скоростями ($\Delta n_{нл}$ становится функцией времени).

Пучок, несущий критич. мощность, сохраняет свою форму в нелинейной среде, к-рая превращается в стационарный диэлектрич. волновод (рис. 1, *в*).

Явление С. с. теоретически было предсказано Г. А. Аскарьяном (1962) и впервые наблюдалось Н. Ф. Пилипецким и А. Ф. Рустамовым (1965).

В самофокусирующей среде может развиться специфич. неустойчивость, приводящая к т. н. мелкомасштабной С. с. В световом пучке большой мощности пространств. флуктуации (малые возмущения) экспоненциально нарастают, в результате чего пучок ещё до фокуса разбивается на отд. нити. Для устранения мелкомасштабной С. с. в активной среде *лазеров* применяются пространств. фильтры и др. устройства, сглаживающие амплитудные профили пучков.

Если показатель преломления среды уменьшается с ростом интенсивности света, то имеет место обратное явление — самодефокусировка световых пучков (нелинейное расплывание пучков, рис. 2). Наиболее распространена тепловая дефокусировка, обусловленная уменьшением n вследствие расширения в-ва при его нагреве светом.

В нелинейной среде, движущейся перпендикулярно световому пучку (конвективные потоки жидкостей и газов и др.), возникает самоотклонение света от заданного направления. Угол самоотклонения зависит от мощности пучка, скорости поперечного движения среды и инерционности нелинейного механизма изменения показателя преломления (рис. 3). С. с. и самодефокусировка наблюдаются в конденсированных средах и газах (в т. ч. в воздухе и в плазме). Критич. мощность может составлять малую величину вплоть до долей Вт.

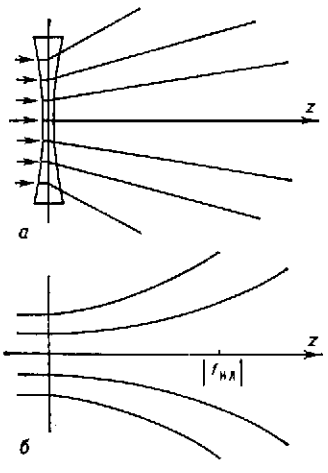


Рис. 2. Траектории лучей: *а* — при расфокусировке светового пучка рассеивающей (отрицательной) линзой, *б* — при самодефокусировке в нелинейной среде.

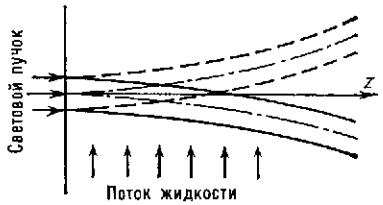


Рис. 3. Самоотклонение светового пучка навстречу поперечному движению нелинейной дефокусирующей среды ($\Delta n_{нл}<0$, сплошные линии) и по движению нелинейной самофокусирующей среды ($\Delta n_{нл}>0$, пунктирные линии).

● Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде, «УФН», 1967, т. 93, в. 1, с. 19; Дуговой В. Н., Прохоров А. М., Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде, там же, 1973, т. 111, в. 2, с. 203; Аскарьян Г. А., Эффект самофокусировки, там же.

А. П. Сухоруков.

САНТИ... (от лат. centum — сто), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *дольной единицы*, равной 1/100 от исходной. Сокр. обозначение — с. Пример: 1 см (сантиметр) = 0,01 м.

САПФИ́Р (греч. sáppheiros, от др.-евр. саппир — синий камень), природный и синтетич. монокристалл корунда, Al_2O_3, синяя или голубая окраска к-рого обусловлена одноврем. присутствием примесей Ti и Fe. В физике и технике назв. «С.» («лейкосапфир») укоренилось за бесцветными синтетич. монокристаллами Al_2O_3, содержащими ~0,0001% примесей. *Точечная группа симметрии* $\bar{3}m$, плотность 3,93 г/см³, $T_{пл}$=2040°С, мол. м. 101,94, твёрдость по шкале Мооса 9. Прозрачен в ИК области (до $\lambda \sim 6{,}5$ мкм), оптически анизотропен, хороший проводник *гиперзвука*, *диэлектрик*. Применяется для изготовления «о́кон» в вакуумной аппаратуре, оптич. фильтров и световодов. Используется в микроэлектронике как подложка для изготовления интегральных и гибридных схем, перспективен для звукопроводов и УЗ линий задержки.

Н. В. Переломова.

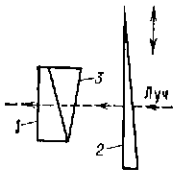
САХА ФОРМУЛА определяет степень α термической *ионизации* в газе (т. е. отношение числа ионизов. атомов к общему числу всех атомов). Получена инд. физиком М. Сахой в 1920 для описания процессов в атмосферах звёзд. С. ф. выведена из общих термодинамич. соображений, относится к слабоионизов. газу в состоянии *равновесия термодинамического* и имеет вид:

$$\frac{\alpha^2}{(1-\alpha^2)} = \frac{2g_i}{g_a}\left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{3/2}\cdot\frac{(kT)^{5/2}}{p}\cdot e^{-W_i/kT},$$

где p — давление газа, W_i — энергия ионизации его атомов, g_a и g_i — *статистические веса* нейтр. атома и иона, m — масса эл-на. С. ф. справедлива лишь приближённо, т. к. при её выводе предполагается наличие только трёх сортов ч-ц: нейтральных атомов, однократно заряж. ионов и эл-нов, т. е. не учитываются многократная ионизация, *возбуждение* атомов и присутствие примесей. Не учитывается также и вз-ствие газа со стенками, при к-ром возможны понизация газа эл-нами, испускаемыми горячей стенкой, и *поверхностная ионизация*. Несмотря на столь ограничивающие допущения, С. ф. применима во мн. случаях, когда $\alpha \ll 1$.

Л. А. Сена.

САХАРИ́МЕТР, *поляризационный прибор* для определения содержания сахара (реже — др. *оптически активных веществ*) в р-рах по измерению угла *вращения плоскости поляризации* (ВПП) света, пропорц. концентрации р-ра. Компенсация ВПП в С., в отличие от *поляриметра*, производится линейно перемещающимся кварцевым клином (рис.). Применение кварцевого компенсатора позволяет освещать С. *белым светом*, т. к. кварц и сахар обладают почти одинаковой в р а щ а т е л ь н о й д и с п е р с и е й. (При измерении концентрации др. в-в, напр. камфары, их освещают *монохроматическим светом* определённой длины волны.) Отсчёт угла вращения ведётся по линейной шкале, непосредственно указывающей процентное содержание сахара в р-ре. Как и в поляриметрах, в С. при компенсации происходит уравнивание яркостей двух половин поля зрения, регистрируемое визуально или фотоэлектрически.



Кварцевый компенсатор: *1* — неподвижный клин из правовращающего кварца; *2* — подвижный клин из левовращающего кварца, соединённый со шкалой (её нулевая отметка соответствует положению клина, при к-ром действия обоих кварцевых клиньев скомпенсированы); *3* — клин из стекла (подклинок), вводимый для того, чтобы луч света, проходя через кварцевые клинья, не изменял своего направления.

Во мн. современных С. с п о л я р и з а ц и о н н о й *модуляцией света* кварцевый компенсатор и шкала связаны со следящей системой и компенсация измеряемого ВПП осуществляется автоматически.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Шиловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961.

САХАРИМЕ́ТРИЯ, метод определения концентрации р-ров *оптически активных веществ* (гл. обр. сахаров, откуда назв. метода), основанный на

зависимости *вращения плоскости поляризации* от концентрации р-ра. С. применяется в пищевой и химико-фармацевтич. пром-сти.

СВЕРХВЫСО́КИЕ ЧАСТО́ТЫ (СВЧ), область радиочастот от 300 МГц до 300 ГГц, охватывающая дециметровые волны, сантиметровые волны и миллиметровые волны (см. *Радиоволны*).

СВЕРХЗВУКОВА́Я СКО́РОСТЬ, скорость движения среды или тела в среде, превышающая скорость звука в данной среде.

СВЕРХЗВУКОВО́Е ТЕЧЕ́НИЕ, течение газа, при к-ром в рассматриваемой области скорости v его ч-ц больше местных значений скорости звука a. С изучением С. т. связан ряд важных практич. проблем, возникающих при создании самолётов, ракет и арт. снарядов со сверхзвуковой скоростью полёта, паровых и газовых турбин, высоконапорных турбокомпрессоров, *аэродинамических труб* для получения потоков со сверхзвуковой скоростью и др. (См. также *Диффузор*, *Сопло*, *Струя*.)

Особенности сверхзвукового течения. С. т. газа имеют ряд качеств. отличий от дозвуковых течений. Поскольку слабое возмущение в газе распространяется со скоростью звука, влияние слабого изменения давления, вызываемого помещённым в равномерный сверхзвуковой поток источником возмущений (напр., телом), не может распространяться вверх по потоку, а сносится вниз по потоку со скоростью $v > a$, оставаясь внутри т. н. конуса возмущений COD, или конуса Маха (рис. 1). В свою очередь, на данную точку O потока могут оказывать влияние слабые возмущения, идущие только от источников, расположенных внутри

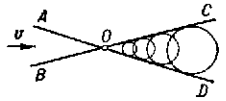


Рис. 1. Конус возмущений CO и конус влияния AOB.

конуса AOB с вершиной в данной точке и с тем же углом при вершине, что и у конуса возмущений, но обращённого противоположно ему. Если установившийся поток газа неоднороден, то области возмущений и области влияния ограничены не прямыми круглыми конусами, а коноидами — конусоидными криволинейными поверхностями с вершиной в данной точке.

При установившемся С. т. вдоль стенки с изломом (рис. 2, *а*) возмущения, идущие от всех точек линии излома, ограничены огибающей конусов возмущений — плоскостью, наклонённой к направлению потока под углом μ, таким, что $\sin\mu = a/v_1$, где v_1 — скорость набегающего потока. Вслед за этой плоскостью поток поворачивается, расширяясь внутри угловой области, образованной пучком плоских фронтов возмущений (характеристик), до тех пор, пока не ста-

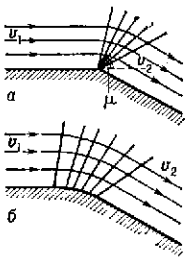


Рис. 2. Обтекание сверхзвуковым потоком: *а* — стенок с изломом, *б* выпуклой искривлённой стенки.

нет параллельным направлению стенки после излома. Если стенка между двумя прямолинейными участками искривляется непрерывно (рис. 2, *б*), то поворот потока происходит постепенно в последовательности прямых хар-к (волн разрежения), исходящих из каждой точки искривлённого участка стенки. В этих течениях, наз. течениями Прандтля — Майера, параметры газа постоянны вдоль прямых хар-к.

Волны сжатия, вызывающие повышение давления, и волны разрежения, понижающие давление в газе, имеют разный характер. Волна разрежения распространяется со скоростью звука. Волна, вызывающая повышение давления, распространяется со скоростью, большей скорости звука, и может иметь очень малую толщину (порядка длины свободного пробега молекул). При многих теор. исследованиях её заменяют поверхностью разрыва — т. н. *ударной волной*, или скачком уплотнения. При прохождении газа через ударную волну его скорость, давление, плотность, энтропия меняются разрывным образом — скачком.

При обтекании сверхзвуковым потоком клина (рис. 3, *а*) поступат. течение вдоль боковой поверхности клина отделяется от набегающего потока

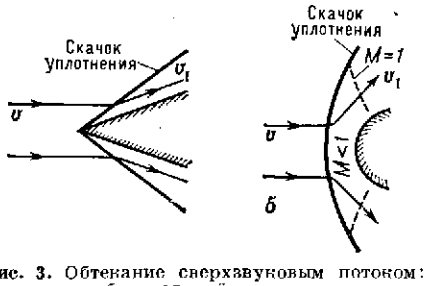


Рис. 3. Обтекание сверхзвуковым потоком: *а* — клина, *б* — затуплённого тела.

плоским скачком уплотнения, идущим от вершины клина. При углах раскрытия клина, больших нек-рого предельного, скачок уплотнения становится криволинейным, отходит от вершины клина и за ним появляется область с дозвуковой скоростью течения газа. Это характерно для сверхзвукового обтекания тел с тупой головной частью (рис. 3, *б*).

При обтекании сверхзвуковым потоком пластины (см. рис. 2 в ст. *Подъёмная сила*) под углом атаки, меньшим того, при к-ром скачок отходит от передней кромки пластины, от её передней кромки вниз идёт плоский скачок уплотнения, а вверх — течение разрежения Прандтля — Майера. В результате на верхней стороне пластины давление ниже, чем под пластиной; вследствие этого возникает подъёмная сила и сопротивление, т. е. *Д'Алам бера — Эйлера парадокс* не имеет места. Причиной того, что при сверхзвуковой скорости обтекания идеальным газом тела испытывают сопротивление, служит возникновение скачков уплотнения и связанное с ними увеличение энтропии газа. Чем больше возмущения вызывает тело в газе, тем интенсивнее ударные волны и тем больше сопротивление движению тела. Для уменьшения сопротивления крыльев, связанного с образованием головных ударных волн, при сверхзвуковых скоростях пользуются стреловидными (рис. 4) и треугольными крыльями,

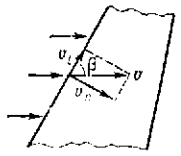


Рис. 4. Схема обтекания стреловидного крыла.

передняя кромка к-рых образует острый угол β с направлением скорости v набегающего потока. Аэродинамически совершенной формой (т. е. формой с относительно малым сопротивлением давления) при С. т. явл. тонкое, заострённое с концов тело, движущееся под малыми углами атаки. При движении тел с умеренной сверхзвуковой скоростью (когда скорость полёта превосходит скорость звука в небольшое число раз) производимые ими возмущения давления и плотности газа и возникающие скорости движения ч-ц газа малы, что позволяет пользоваться линейными ур-ниями движения сжимаемого газа для определения аэродинамич. хар-к профилей крыла, тел вращения и др.

Для расчёта С. т. около тел вращения и профилей не малой толщины, внутри сопел ракетных двигателей, сопел аэродинамич. труб и в др. случаях С. т. пользуются численными методами.

Течения с большой сверхзвуковой (гиперзвуковой) скоростью ($v \gg a$) обладают нек-рыми особыми св-вами. Полёт тел в газе с гиперзвуковой скоростью связан с ростом до очень больших значений темп-ры газа вблизи поверхности тела, что вызывается мощным сжатием газа перед головной частью движущегося тела и выделением теплоты вследствие внутр. трения в газе, увлекаемом телом при полёте. Поэтому при изучении гиперзвуковых течений газа необходимо учитывать изменение св-в воздуха при высоких темп-рах: возбуждение внутр. степеней свободы и диссоциацию молекул газов, составляющих воздух, хим.

реакции (напр., образование окиси азота), возбуждение эл-нов и ионизацию. В задачах, в к-рых существенны явления мол. переноса,— при расчёте поверхностного трения, тепловых потоков к обтекаемой газом поверхности и её темп-ры — необходимо учитывать изменение вязкости и теплопроводности воздуха, а в ряде случаев — *диффузию* и термодиффузию компонент воздуха.

В нек-рых условиях гиперзвукового полёта на больших высотах (см. *Динамика разреженных газов*) процессы, происходящие в газе, нельзя считать термодинамически равновесными. Установление термодинамич. равновесия в движущейся «частице» (т. е. очень малом объёме) газа происходит не мгновенно, а требует определённого времени — т. н. времени *релаксации*, к-рое различно для разл. процессов. Отступления от термодинамич. равновесия могут заметно влиять на процессы, происходящие в пограничном слое (в частности, на величину тепловых потоков от газа к телу), на структуру скачков уплотнения, на распространение слабых возмущений и др. явления. Так, при сжатии воздуха в головной ударной волне легче всего возбуждаются поступат. степени свободы молекул, определяющие темп-ру воздуха; возбуждение колебат. степеней свободы требует большего времени. Поэтому темп-ра воздуха и его излучение в области за ударной волной могут быть намного выше, чем по расчёту, не учитывающему релаксацию колебат. степеней свободы.

При очень высокой темп-ре (~3000—4000 К и более) в воздухе присутствуют достаточно большое кол-во ионизов. ч-ц и свободные эл-ны. Хорошая электропроводность воздуха вблизи тела, движущегося с большой сверхзвуковой скоростью, открывает возможность использования эл.-магн. воздействий на поток для изменения сопротивления тела или уменьшения тепловых потоков от горячего газа к телу. Она же затрудняет проблему радиосвязи с летательным аппаратом из-за отражения и поглощения радиоволн ионизов. газом, окружающим тело. Нагревание воздуха при сжатии его перед головной частью движущегося с гиперзвуковой скоростью тела может вызывать мощные потоки лучистой энергии, частично передающейся телу и вызывающей дополнит. трудности при решении проблемы его охлаждения.

Если скорость набегающего потока во много раз превосходит скорость звука, то при малых возмущениях скорости изменения давления и плотности уже не будут малыми и необходимо пользоваться нелинейными уравнениями даже при изучении обтекания тонких, заострённых тел. Для гиперзвуковой аэродинамики существенна роль нелинейных эффектов, в результате чего представления аэродинамики умеренных сверхзвуковых скоростей, касающиеся характера сил и моментов, действующих на летательные аппараты, их устойчивости и управляемости при гиперзвуковых скоростях полёта, становятся неприменимыми. Так, при очень больших значениях *Маха числа* M оказывается, что давление в набегающем на тело потоке становится пренебрежимо малым по сравнению с давлением в области течения за ударной волной, возникающей перед телом, а *энтальпией* набегающего потока можно пренебречь сравнительно с его кинетич. энергией. При таких условиях течение за ударной волной перестаёт зависеть от числа M набегающего потока (см. *Автомодельное течение*). В этом состоит принцип стабилизации течения около тел при гиперзвуковых скоростях, причём стабилизация течения около тупых тел наступает при меньших значениях числа M, чем около тонких, заострённых тел (рис. 5).

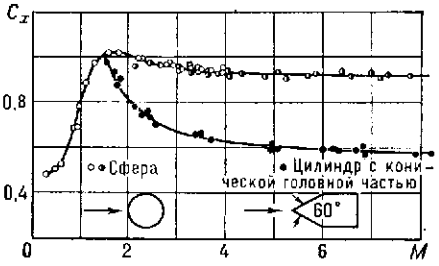


Рис. 5. Значения коэфф. сопротивления сферы и цилиндра с конич. головной частью; начиная с $M=4$ эти значения перестают заметно изменяться.

Важным результатом теории гиперзвукового обтекания тонких, заострённых тел под малым углом атаки явл. т. н. закон плоских сечений, согласно к-рому при движении тонкого тела в покоящемся газе с гиперзвуковой скоростью ч-цы газа почти не испытывают продольного смещения, т. е. движение ч-ц происходит в плоскостях, перпендикулярных направлению движения тела (рис. 6). Из закона плоских сечений следует закон подобия, к-рый позволяет, напр., пересчитывать параметры движения, полученные для одного тела вращения при определённом числе M, на случай обтекания других тел с тем же распределением относит. толщины по длине, для к-рых произведение $M\tau$ сохраняет одно и то же значение (τ — наибольшее значение относит. толщины тела).

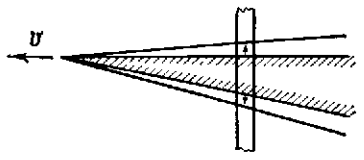


Рис. 6. Схема к объяснению закона плоских сечений.

● Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, 4 изд., ч. 2, М., 1963; Лиепман Г. В., Рошко А., Элементы газовой динамики, пер. с англ., М., 1960; Чёрный Г. Г., Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959.
Г. Г. Чёрный.

СВЕРХНО́ВЫЕ ЗВЁЗДЫ, звёзды, вспышки (взрывы) к-рых сопровождаются полным энерговыделением $\sim 10^{51}$ эрг. При всех др. звёздных вспышках выделяется значительно меньше энергии, напр. при вспышках т. н. новых звёзд — до 10^{46} эрг. С. з. в осн. делятся на два типа (I и II). Из наблюдений более 400 внегалактич. С. з. и исследования ок. 100 галактич. туманностей — остатков вспышек (разлетающихся оболочек) С. з. установлены след. ср. свойства С. з. I типа: светимость в максимуме блеска $\sim 3\cdot 10^{43}$ эрг/с, полная энергия эл.-магн. излучения $\sim 4\cdot 10^{49}$ эрг, кинетич. энергия оболочки, сброшенной звездой при взрыве, $\sim 5\cdot 10^{50}$ эрг, масса оболочки $M \sim 0{,}05$—$0{,}5\ M_\odot$ ($M_\odot = 2\cdot 10^{33}$ г). У С. з. II типа те же хар-ки соответственно равны: $4\cdot 10^{42}$ эрг/с, $1\cdot 10^{49}$ эрг, $1\cdot 10^{51}$ эрг, $M > 5M_\odot$. Кроме кривых блеска, к-рые позволяют оценить первые две из приведённых величин, С. з. различаются характером спектров. У С. з. I типа спектры тепловые, планковские (см. *Планка закон излучения*), с очень широкими и глубокими линиями поглощения ионизов. металлов и нейтрального гелия, их доплеровское смещение соответствует движению в-ва со скоростью $\sim 10^4$ км/с. В спектрах С. з. II типа наблюдаются яркие водородные линии, к-рых вовсе нет у С. з. I типа. Частота вспышек С. з. мала и довольно неопределённа — в одной галактике (типа нашей) происходит одна вспышка С. з. за 10—100 лет. Но в нашей Галактике вспышки С. з. фиксируются реже. Последняя С. з. вспыхнула в Галактике и наблюдалась в 1604 (всего зафиксировано 6 галактич. С. з.). Галактич. остатки С. з.— волокнистые туманности, к-рые явл. источниками радиоизлучения. В трёх из них найдены *пульсары* — вращающиеся нейтронные звёзды.

Развитие теории С. з. пошло в двух направлениях. Первое из них основывается на наблюдат. данных и решает задачу о законе энерговыделения, массе и структуре предсверхновой звезды. Наилучшее согласие с кривыми блеска и спектрами С. з. достигается при решении радиационной гидродинамич. задачи сброса и высвечивания оболочки для С. з. I типа при предположении о малом нач. радиусе звезды $R < R_\odot = 7\cdot 10^{10}$ см и медленном законе выделения энергии с характерным временем $\gtrsim 10$ дней, а для С. з. II типа — при радиусе до взрыва $R \sim 10^3$—$10^4\ R_\odot$ (звезда-сверхгигант) и быстром (даже мгновенном) выделении энергии. О массах M сброшенных оболочек и полной энергии

взрыва теория не даёт столь определённых выводов, но приведённые выше оценки M и энергии взрыва получены именно этим методом и сопоставлены с данными наблюдений остатков вспышек С. з.

Др. направление теории С. з. занимается более фундам. проблемой — природой взрыва С. з. Тем самым оно включается в общую теорию эволюции звёзд. С энергетич. точки зрения вспышка С. з. может быть обусловлена либо термоядерным взрывом (энергия, связанная с массой покоя звезды $M_\odot c^2 \sim 2 \cdot 10^{54}$ эрг, а запас термоядерной энергии составляет 0,1—1% этой величины), либо *гравитационным коллапсом* (при образовании в результате коллапса *нейтронной звезды* освобождается 10^{53}—10^{54} эрг), либо, наконец, комбинацией обоих этих механизмов. Теория связывает вспышки С. з. с окончанием эволюции довольно массивных звёзд ($M \geqslant 3$—$4\ M_\odot$), у к-рых в центр. области прошли *термоядерные реакции* «горения» водорода и гелия и образовалось углеродно-кислородное ядро (CO-ядро). Окончат. судьба звезды зависит от массы CO-ядра M_{CO}. В массивных CO-ядрах ($M_{CO} > 1{,}4\ M_\odot$), характерных для звёзд с массой $M \gtrsim 8$—$10\ M_\odot$, продолжается спокойное термоядерное «горение» углерода и др. более тяжёлых элементов, приводящее к образованию у звезды железного ядра (Fe-ядра) массой $M_{Fe} \sim 1$—$3\ M_\odot$. В конце концов такая звезда коллапсирует, порождая нейтронную звезду или *чёрную дыру*. Расчёт в этом случае оставляет совсем мало надежды на сброс оболочки с параметрами, соответствующими явлению С. з. Иным образом эволюционируют звёзды с менее массивными CO-ядрами ($M_{CO} \leqslant 1{,}4\ M_\odot$), окружёнными водородо-гелиевыми оболочками. Вместо горения углерода в них сначала происходит охлаждение за счёт нейтринных потерь, затем постепенное увеличение массы M_{CO} вплоть до $1{,}4\ M_\odot$ благодаря сгоранию гелия в узком слое на поверхности CO-ядра и присоединению продуктов реакции к ядру. Увеличение массы ядра вызывает повышение его плотности ρ и темп-ры до значений в центре: $\rho \gtrsim 3 \cdot 10^9$ г/см^3, $T \gtrsim 3 \cdot 10^8$ К. При таких условиях либо происходит термоядерный углеродный взрыв, к-рый приводит к полному разлёту всей звезды с характерным для С. з. энерговыделением, либо развивается гравитац. коллапс. Второй путь развития возможен при значит. потерях энергии с испускаемыми звездой *нейтрино* и нейтронизации продуктов горения углерода — элементов т. н. железного пика, т. е. близких по ат. массе к ^{56}Fe. Коллапс более вероятен, если нач. плотность в центре звезды превышает $8 \cdot 10^9$ г/см^3. В отличие от коллапса звёзд с массивным CO-ядром, у звёзд с $M_{CO} < 1{,}4\ M_\odot$ получается сброс оболочки, хотя и с недостаточно большим энерговыделением $\leqslant 10^{50}$ эрг. Коллапс заканчивается образованием нейтронной звезды с массой $\sim 1{,}4\ M_\odot$. Т. о., вспышки С. з. удаётся объяснить, по меньшей мере качественно, как взрывы не очень массивных звёзд, у к-рых в ходе эволюции сформировалось сверхплотное CO-ядро с массой $M_{CO} \leqslant 1{,}4\ M_\odot$. При этом вариант полного разлёта в-ва звезды может отвечать С. з. II типа, а вариант коллапса со сбросом оболочки — С. з. I типа. Большую роль во взрыве С. з. I типа должны играть вращение и магн. поле, энергия к-рых может увеличивать полную энергию сброшенной оболочки до наблюдаемого значения $\sim 10^{51}$ эрг. Эволюц. теория С. з. обоих типов вполне согласуется с упомянутой выше теорией кривых блеска С. з., если принять во внимание обмен массой в тесных двойных системах или к.-н. др. механизм значит. изменения массы у предсверхновой звезды. Для взрыва С. з. I типа важна предварительная (на всех предшествующих стадиях эволюции) потеря большой доли массы из внеш. слоёв, так что предсверхновая звезда I типа должна представлять собой почти голое CO-ядро с $M_{CO} \sim 1{,}4\ M_\odot$. Для вспышки С. з. II типа, в соответствии с выводами теории С. з., не характерны значит. потери массы в ходе эволюции.

С. з., особенно II типа, выбрасывают в межзвёздное пр-во большие кол-ва углерода, кислорода и элементов «железного пика», к-рые в присутствии свободных нейтронов участвуют впоследствии в образовании более тяжёлых элементов (см. *Нуклеосинтез*). С др. стороны, в окрестностях С. з. I типа создаются условия для нейтринного нуклеосинтеза и ускорения ч-ц (рождения *космических лучей*). Вращающаяся нейтронная звезда с сильным магн. полем в остатках С. з. I типа проявляет себя в дальнейшем как радиопульсар или рентг. *пульсар* в зависимости от возраста и окружающих условий.

● Шкловский И. С., Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы, 2 изд., М., 1976; Псковский Ю. П., Новые и сверхновые звезды, М., 1974; Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 21 — Вспышки на звездах, М., 1982. *В. С. Имшенник.*

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ, свойство мн. проводников, состоящее в том, что их электрич. сопротивление скачком падает до нуля при охлаждении ниже определённой критич. темп-ры $T_к$, характерной для данного материала. С. обнаружена у более чем 25 металлич. элементов, у большого числа сплавов и интерметаллич. соединений, а также у нек-рых ПП и полимеров. Рекордно высоким значением $T_к$ (ок. 23 К) обладает соединение Nb_3Ge (см. *Сверхпроводники*).

Основные явления. Скачкообразное исчезновение сопротивления ртути при понижении темп-ры впервые наблюдал голл. физик Х. Камерлинг-Оннес (1911) (рис. 1). Он пришёл к выводу, что ртуть при $T = 4{,}15$ К переходит в новое состояние, к-рое было названо сверхпроводящим. Несколько позднее Камерлинг-Оннес обнаружил, что электрич. сопротивление ртути восстанавливается при $T < T_к$ в достаточно сильном магн. поле (см. *Критическое магнитное поле* $H_к$). Падение сопротивления до нуля происходит на протяжении очень узкого интервала темп-р, ширина к-рого для чистых образцов составляет 10^{-3}—10^{-4} К и возрастает при наличии примесей и др. дефектов структуры.

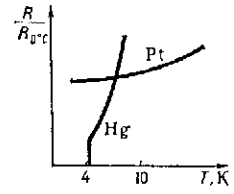


Рис. 1. Зависимость сопротивления R от темп-ры T для Hg и для Pt. Ртуть при $T = 4{,}15$ К переходит в сверхпроводящее состояние. $R_{0°C}$ — значение R при 0°С.

Отсутствие сопротивления в сверхпроводящем состоянии с наибольшей убедительностью демонстрируется опытами, в к-рых в сверхпроводящем кольце возбуждается ток, практически не затухающий. В одном из вариантов опыта используются два кольца из сверхпроводящего металла. Большее из колец неподвижно закрепляется, а меньшее концентрически подвешивается на упругой нити таким образом, что когда нить не закручена, плоскости колец образуют между собой некрый угол. Кольца охлаждаются в присутствии магн. поля ниже темп-ры $T_к$, после чего поле выключается. При этом в кольцах возбуждаются токи, вследствие между к-рыми стремится уменьшить первоначальный угол между плоскостями колец. Нить закручивается, а наблюдаемое постоянство угла закручивания показывает, что токи в кольцах явл. незатухающими. Опыты такого рода позволили установить, что сопротивление металла в сверхпроводящем состоянии меньше, чем 10^{-20} Ом·см (сопротивление чистых образцов Cu или Ag составляет ок. 10^{-9} Ом·см при темп-ре жидкого гелия). Однако сверхпроводник не явл. просто идеальным проводником. В 1933 нем. физики В. Мейснер и Р. Оксенфельд установили, что слабое магн. поле не проникает в глубь сверхпроводника независимо от того, было ли поле включено до или после перехода металла в сверхпроводящее состояние. В отличие от этого, идеальный проводник (т. е. проводник с исчезающе малым сопротивлением) должен захватывать проникающий его магн. поток (рис. 2, *а*, *б*, *в*).

Выталкивание магн. поля из сверхпроводящего образца (*Мейснера эффект*) означает, что в присутствии внеш. магн. поля такой образец ведёт

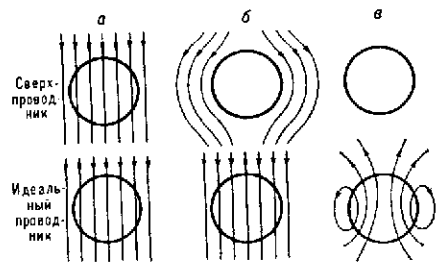


Рис. 2. Распределение магн. поля около сверхпроводящего шара и около шара с исчезающим сопротивлением (идеальный проводник): *а* — при $T > T_к$; *б* — при $T < T_к$, внеш. поле $H_{вн} \neq 0$; *в* — при $T < T_к$, $H_{вн} = 0$.

себя, как идеальный *диамагнетик* той же формы с *магнитной восприимчивостью* $\chi = 1/4\pi$. В частности, если образец имеет форму длинного сплошного цилиндра, а внеш. поле H однородно и параллельно оси цилиндра, то магн. момент, отнесённый к единице объёма, $M = -H/4\pi$. Это примерно в 10^5 раз больше по абс. величине, чем для металла в норм. состоянии. Эффект Мейснера связан с тем, что при $H < H_к$ в поверхностном слое (толщиной 10^{-5}—10^{-6} см) сверхпроводящего цилиндра появляется круговой незатухающий ток, сила к-рого как раз такова, что магн. поле этого тока компенсирует внеш. поле в толще сверхпроводника.

По своему поведению в достаточно сильных полях сверхпроводники подразделяются на две большие группы, т. н. *сверхпроводники* 1-го и 2-го рода. Кривые намагничивания $M(H)$, типичные для каждой из этих групп, приведены на рис. 3 и 4. Нач.

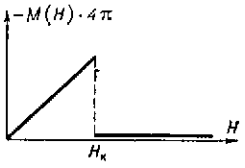


Рис. 3. Кривая намагничивания сверхпроводников 1-го рода. Образцы — цилиндрические, длинные; намагничивающее поле направлено вдоль оси цилиндра (в этих условиях устранены эффекты размагничивания).

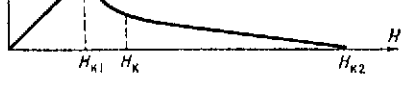


Рис. 4. Кривая намагничивания сверхпроводников 2-го рода, полученная в тех же условиях, что и на рис. 3.

прямолинейный участок кривых намагничивания, где $M = -H/4\pi$, соответствует интервалу значений H, на к-ром имеет место эффект Мейснера. Дальнейший ход кривых $M(H)$ для сверхпроводников 1-го и 2-го рода существенно различается.

Сверхпроводники 1-го рода теряют С. в поле $H = H_к$, когда поле скачком проникает в металл и он во всём объёме переходит в норм. состояние. При этом уд. магн. момент также скачком уменьшается в 10^5 раз. Критич. полю можно дать простое термодинамич. истолкование. При темп-ре $T < T_к$ и в отсутствии магн. поля свободная энергия (см. *Гельмгольца энергия*) в сверхпроводящем состоянии $F_с$ ниже, чем в нормальном $F_н$. При включении поля свободная энергия сверхпроводника возрастает на величину $H^2/8\pi$, равную работе намагничивания, и при $H = H_к$ сравнивается с $F_н$ (в силу малости магн. момента в норм. состоянии $F_н$ практически не изменяется при включении поля). Т. о., поле $H_к$ определяется из условия:

$$F_с + H_к^2/8\pi = F_н. \qquad (1)$$

Критич. поле $H_к$ зависит от темп-ры: оно максимально при $T = 0$ и монотонно убывает до нуля при $T \to T_к$. На рис. 5 приведена фазовая диаграмма на плоскости (H, T). Заштрихованная область, ограниченная кривой $H_к(T)$, соответствует сверхпроводящему состоянию. По измеренной зависимости $H_к(T)$ могут быть рассчитаны все термодинамич. хар-ки сверхпроводника 1-го рода. В частности, из ф-лы (1) непосредственно получается (при дифференцировании по темп-ре) выражение для *теплоты фазового перехода* Q в сверхпроводящее состояние:

$$Q = T(S_н - S_с) = -T \cdot \frac{H_к}{4\pi} \cdot \frac{dH_к}{dT}, \qquad (2)$$

где S — энтропия ед. объёма. Знак Q таков, что теплота поглощается сверхпроводником при переходе в норм. состояние. Поэтому, если разрушение С. магн. полем производится при адиабатич. изоляции образца, то последний будет охлаждаться. В действительности скачкообразный характер фазового перехода в магн. поле (рис. 3) наблюдается только в случае длинного цилиндра в продольном поле. При произвольной форме образца и др. ориентациях поля переход оказывается растянутым по нек-рому интервалу значений H: он начинается при $H < H_к$ и заканчивается, когда поле

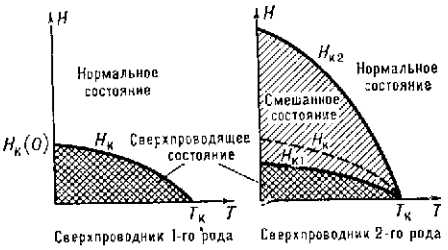


Рис. 5. Фазовая диаграмма для сверхпроводников 1-го и 2-го рода.

во всех точках образца превысит $H_к$. В этом интервале значений H сверхпроводник 1-го рода находится в т. н. *промежуточном состоянии*. Он расслаивается на чередующиеся области норм. и сверхпроводящей фаз, причём так, что поле в норм. фазе вблизи границы раздела параллельно этой границе и равно $H_к$. По мере увеличения поля возрастает доля норм. фазы и происходит уменьшение магн. момента образца.

С магн. св-вами сверхпроводников тесно связаны и особенности протекания в них тока. В силу эффекта Мейснера ток явл. поверхностным, он сосредоточен в тонком слое, определяемом глубиной проникновения магн. поля. Когда ток достигает нек-рой критич. величины, достаточной для создания критич. магн. поля, сверхпроводник 1-го рода переходит в промежуточное состояние и приобретает электрич. сопротивление.

Картина разрушения сверхпроводимости магн. полем у сверхпроводников 2-го рода сложнее. Даже в случае цилиндрич. образца (рис. 4) в продольном поле происходит постепенное уменьшение магн. момента на протяжении значит. интервала полей от $H_{к,1}$ — ниж. критич. поля, когда оно начинает проникать в толщу образца, и до верх. критич. поля $H_{к,2}$, при к-ром происходит полное разрушение сверхпроводящего состояния. В большинстве случаев кривая намагничивания такого типа необратима (наблюдается магн. *гистерезис*). Поле $H_{к,2}$ часто оказывается весьма большим, достигая сотен тысяч *эрстед*. Термодинамич. критич. поле $H_к$, определяемое соотношением (1), для сверхпроводников 2-го рода не явл. непосредственно наблюдаемой хар-кой. Его можно рассчитать, исходя из найденных опытным путём значений свободной энергии в норм. и сверхпроводящем состояниях в отсутствии магн. поля. Вычисленное таким способом значение $H_к$ попадает в интервал между $H_{к,1}$ и $H_{к,2}$. Т. о., проникновение магн. поля в сверхпроводник 2-го рода начинается уже в поле, меньшем чем $H_к$, когда условие равновесия (1) ещё нарушено в пользу сверхпроводящего состояния. Связано это с поверхностной энергией границы раздела норм. и сверхпроводящей фаз. В случае сверхпроводников 1-го рода эта энергия положительна, так что появление поверхности раздела требует энергетич. затрат. Это существенно ограничивает степень расслоения в промежуточном состоянии. Аномальные магн. св-ва сверхпроводников 2-го рода можно качественно объяснить, если принять, что в этом случае поверхностная энергия отрицательна. Именно к такому выводу приводит совр. теория сверхпроводимости. При отрицат. поверхностной энергии уже при $H < H_к$ энергетически выгодным явл. образование тонких областей норм. фазы, ориентированных вдоль магн. поля. Воз-

можность реализации такого состояния сверхпроводника 2-го рода была предсказана А. А. Абрикосовым (1952) на основе теории сверхпроводимости В. Л. Гинзбурга и Л. Д. Ландау. Позднее Абрикосовым был произведён детальный расчёт структуры этого состояния. Оказалось, что норм. области зарождаются в форме нитей, пронизывающих образец и имеющих толщину, сравнимую с глубиной проникновения магн. поля. При увеличении внеш. поля концентрация нитей возрастает, что и приводит к постепенному уменьшению магн. момента. Т. о., в интервале значений поля от $H_{к,1}$ до $H_{к,2}$ сверхпроводник находится в состоянии, к-рое принято называть смешанным.

Фазовый переход в сверхпроводящее состояние в отсутствии магнитного поля. Прямые измерения теплоёмкости сверхпроводников при $H=0$ показывают, что при понижении темпры теплоёмкость в точке перехода $T_к$ испытывает скачок до величины, к-рая примерно в 2.5 раза превышает её

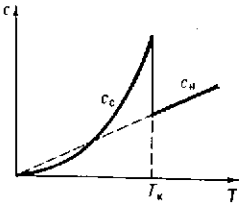


Рис. 6. Скачок теплоёмкости сверхпроводника в точке перехода ($T_к$) в отсутствии внеш. магн. поля ($c_с$ и $c_н$ — теплоёмкость в сверхпроводящем и норм. состояниях).

значение в норм. состоянии в окрестностях $T_к$ (рис. 6). При этом теплота перехода $Q=0$, что следует, в частности, из ф-лы (2) ($H_к=0$ при $T=T_к$). Т. о., переход из нормального в сверхпроводящее состояние в отсутствии магн. поля — фазовый переход II рода. Из ф-лы (2) можно получить важное соотношение между скачком теплоёмкости и углом наклона кривой $H_к(T)$ (рис. 5) в точке $T=T_к$:

$$c_с - c_н = \frac{T_к}{4\pi}\cdot\left(\frac{dH_к}{dT}\right)^2_{T=T_к},$$

где $c_с$ и $c_н$ — значения теплоёмкости в сверхпроводящем и норм. состояниях. Это соотношение подтверждено экспериментом.

Природа сверхпроводимости. Исследуя разл. возможности объяснения св-в сверхпроводников, особенно эффекта Мейснера, нем. учёные Х. и Ф. Лондоны, работавшие в Англии, в 1934 пришли к заключению, что сверхпроводящее состояние явл. макроскопич. квант. состоянием металла. На основе этого представления они создали феноменологич. теорию, объясняющую эффект Мейснера и отсутствие сопротивления. Обобщение теории Лондонов, сделанное В. Л. Гинзбургом и Л. Д. Ландау (1950), позволило рассмотреть поведение сверхпроводников в сильных магн. полях. При этом было объяснено огромное кол-во эксперим. данных и предсказаны новые важные явления. Подтверждением правильности исходных предпосылок упомянутых теорий явилось открытие эффекта квантования магнитного потока, заключённого внутри сверхпроводящего кольца. Из ур-ний Лондонов следует, что магн. поток в этом случае может принимать лишь значения, кратные кванту потока $\Phi_0=hc/e^*$, где e^* — заряд носителей сверхпроводящего тока. В 1961 Р. Долл и М. Небауэр и независимо Б. Дивер и У. Фейрбенк (США) обнаружили этот эффект. Оказалось, что $e^*=2e$, где e — заряд эл-на. Явление квантования магн. потока имеет место и в случае упомянутого выше состояния сверхпроводника 2-го рода в магн. поле, большем чем $H_{к,1}$. Образующиеся здесь нити норм. фазы несут квант потока Φ_0.

Найденная в опытах величина заряда ч-ц, создающих своим движением сверхпроводящий ток ($e^*=2e$), подтверждает *Купера эффект*, на основе к-рого в 1967 Дж. Бардин, Л. Купер и Дж. Шриффер (США) и Н. Н. Боголюбов (СССР) построили последовательную микроскопич. теорию С. Согласно Куперу, два эл-на с противоположными спинами, взаимодействуя через посредство крист. решётки (обмениваясь *фононами*), могут образовывать связанное состояние (куперовскую пару). Заряд такой пары равен $2e$. Пары обладают нулевым значением спина и подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. В сверхпроводящем металле пары испытывают т. н. бозе-конденсацию (см. *Квантовая жидкость*), и поэтому система куперовских пар обладает св-вом сверхтекучести. Т. о., С. представляет собой *сверхтекучесть* электронной жидкости.

При $T=0$ связаны в пары все эл-ны проводимости. Энергия связи эл-нов в паре весьма мала: она равна примерно $3{,}5\,kT_к$. При разрыве пары, происходящем, напр., при поглощении кванта эл.-магн. поля (фотона) или кванта звука (фонона), в системе возникают возбуждения. При отличной от нуля темп-ре имеется определённая равновесная концентрация элем. возбуждений (*квазичастиц*), она возрастает с темп-рой, а концентрация пар соответственно уменьшается. Энергия связи пары определяет т. н. щель в энергетич. спектре возбуждений, т. е. миним. энергию, необходимую для создания отд. возбуждения. Природа сил притяжения между эл-нами, приводящих к образованию пар, вообще говоря, может быть различной, хотя у всех известных сверхпроводников эти силы определяются вз-ствием эл-нов с фононами. Тем не менее развитие теории С. стимулировало поиски др. механизмов С. В этом плане особое внимание уделяется т. н. нитевидным (одномерным) и слоистым (двумерным) структурам, обладающим достаточно большой проводимостью, в к-рых можно ожидать более интенсивного притяжения между эл-нами, чем в обычных сверхпроводниках, а следовательно, и более высокой темп-ры перехода в сверхпроводящее состояние. Явления, родственные С., по-видимому, могут иметь место в ат. ядрах и в нек-рых косм. объектах, напр. в *нейтронных звёздах*.

Практич. применение С. непрерывно расширяется. Наряду с *магнитами сверхпроводящими*, сверхпроводящими *магнитометрами* существует целый ряд др. технич. устройств и измерит. приборов, основанных на использовании разл. св-в сверхпроводников (криоэлектроника). Построены сверхпроводящие резонаторы, обладающие рекордно высокой (до 10^{10}) добротностью; сверхпроводящие элементы для ЭВМ. Сверхпроводящие (туннельные) контакты (см. *Джозефсона эффект*) применяют в сверхчувствит. вольтметрах и т. д.

● Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Линтон Э., Сверхпроводимость, пер. с англ., 2 изд., М., 1971; Сверхпроводимость. Сб. ст., М., 1967; Роуз-Инс А. К., Родерик Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972; Абрикосов А. А., Шарвин Ю. В., Сверхпроводимость, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 4, М., 1965.

Г. М. Элиашберг.

СВЕРХПРОВОДНИКИ, вещества, у к-рых при охлаждении ниже определённой критич. темп-ры $T_к$ электрич. сопротивление падает до нуля, т. е. наблюдается *сверхпроводимость*. За исключением Cu, Ag, Au, Pt, щелочных (Li, Na, K и др.), щёлочноземельных (Ca, Sr, Ba, Ra) и ферромагнитных (Fe, Co, Ni и др.) металлов, большая часть остальных металлич. элементов явл. С. (см. табл. в ст. *Металлы*). Элементы Si, Ge, Bi становятся С. при охлаждении под давлением. Переход в сверхпроводящее состояние обнаружен также у неск. сот металлич. сплавов и соединений и у нек-рых сильнолегированных ПП. У ряда сверхпроводящих сплавов отд. компоненты или даже все компоненты сами по себе не явл. С. Открыты С.— полимеры (так, у полимера, состоящего из поочерёдно расположенных атомов S и N, $T_к\approx 0{,}34$ К). Значения $T_к$ почти для всех известных С. лежат в диапазоне темп-р существования жидкого водорода и жидкого гелия (темп-ра кипения водорода $T_{кип}=20{,}4$ К).

Другой важнейший параметр, характеризующий св-ва С.,— значение *критического магнитного поля* $H_к$, выше к-рого С. переходит в нормальное (несверхпроводящее) состояние. С ростом темп-ры значение $H_к$ монотонно падает и обращается в нуль при $T\geqslant T_к$. Макс. значение $H_к=H_0$, определённое из эксперим. данных путём экстраполяции к нулю абс. температурной шкалы, для ряда С. приведено в таблице на стр. 660.

Несмотря на то что принципиальные причины возникновения сверхпроводимости твёрдо установлены,

Вещество	Критич. темп-ра $T_к$, К	Критич. поле H_0, Э
Сверхпроводники 1-го рода		
Свинец	7,2	800
Тантал	4,5	830
Олово	3,7	310
Алюминий	1,2	100
Цинк	0,88	53
Вольфрам	0,01	1,0
Ниобий	9,25	4000
Сплав НТ—50 (Ni—Ti—Zr)	9,7	100000
Сплав Ni—Ti	9,8	100000
V_3Ga	14,5	350000
Nb_3Sn	18,0	250000
Сверхпроводники 2-го рода		
$PbMo_6S_8$	~15	600000
Nb_3Ge	23	—
GeTe *	0,17	—
$SrTiO_3$*	0,2—0,4	130

* Выше $T_к$ эти соединения — *полупроводники*.

совр. теория не даёт возможности рассчитать значения $T_к$ или $H_к$ для известных С. или предсказать их для нового сверхпроводящего сплава. Однако ряд эмпирич. закономерностей — правил Маттиаса (1955) — позволяет определить направление поисков сплавов с высокими $T_к$ и $H_к$: наибольшая $T_к$ наблюдается у сплавов с числом z валентных эл-нов равным 3, 5, 7 на атом, причём для каждого z предпочтительней свой тип крист. решётки. Кроме того, $T_к$ растёт с увеличением объёма и падает с ростом массы атома.

По магн. св-вам С. разделяются на две группы: С. 1-го и 2-го рода. С. 1-го рода явл. все чистые сверхпроводящие металлы, за исключением V и Nb, и нек-рые сплавы с низким содержанием одного компонента. Группа С. 2-го рода более многочисленна. Сюда относится большинство соединений с высокими $T_к$, такие, как V_3Ga, Nb_3Sn, и сплавы с высоким содержанием легирующих примесей.

Среди С. 2-го рода выделяют группу т. н. жёстких С. Для них характерно большое кол-во *дефектов* структуры (неоднородности состава, *вакансии*, *дислокации* и др.), к-рые возникают благодаря спец. технологии изготовления. В жёстких С. движение магн. потока сильно затруднено дефектами и кривые намагничивания обнаруживают сильный *гистерезис*. По тем же причинам в этих материалах сильные сверхпроводящие токи могут протекать вплоть до полей, близких к верхнему критич. полю $H_{к,2}$ при любой ориентации тока и магн. поля. Следует отметить, что в идеальном С., полностью лишённом дефектов (к этому состоянию можно приблизиться в результате длит. отжига сплава), при любой ориентации поля и тока, за исключением продольной, сколь угодно малый ток будет сопровождаться потерями на движение магн. потока уже при $H > H_{к,1}$ ($H_{к,1}$ — нижнее критич. поле). Значение $H_{к,1}$ обычно во много раз меньше $H_{к,2}$. Поэтому имеется жёсткие С., у к-рых электрич. сопротивление практически равно нулю вплоть до очень сильных полей, представляют интерес с точки зрения техн. приложений. Их применяют для изготовления обмоток *магнитов сверхпроводящих* и др. целей. Существенным недостатком жёстких С. явл. их хрупкость, сильно затрудняющая изготовление из них проволок или лент. Особенно это относится к соединениям с самыми высокими значениями $T_к$ и $H_к$ типа V_3Ga, Nb_3Sn, $PbMo_6S_8$; изготовление сверхпроводящих магн. систем из этих материалов — сложная технологич. задача.

● Сверхпроводящие материалы. Сб. ст., пер. с англ., М., 1965; Металловедение сверхпроводящих материалов, М., 1969; Физикохимия сверхпроводников, М., 1976.

И. П. Крылов.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ МАГНИТОМЕТР, магнитометр, действие к-рого основано на *Джозефсона эффекте*. Часто встречается ещё одно наименование С. м.— «квид» (от англ. Superconducting Quantum Interference Device — сверхпроводящий квантовый интерференционный прибор).

Чувствительность С. м. достигает 10^{-11} Гс (10^{-15} Тл), а при измерениях градиента магн. поля ~10^{-12} Гс/см (10^{-14} Тл/м). Чувствительный элемент (ЧЭ) С. м. представляет собой электрич. контур из сверхпроводника с контактами Джозефсона (ими могут быть разделяющие сверхпроводник тонкие, ~10 Å, плёнки изолятора, точечные контакты и т. п.). ЧЭ реагирует на изменение напряжённости (индукции) магн. поля, пронизывающего сверхпроводящий контур.

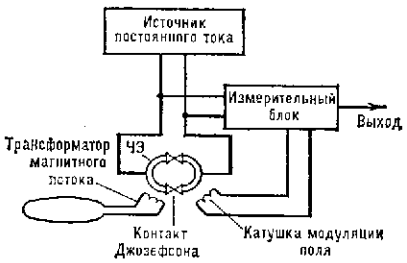


Рис. 1. Схема сверхпроводящего магнитометра с двумя параллельно включёнными контактами Джозефсона для измерения напряжённости (индукции) магн. поля.

На рис. 1 приведена схема С. м., ЧЭ к-рого содержит два идентичных контакта Джозефсона, включённых параллельно в цепь источника пост. тока. Ток, разрушающий сверхпроводимость в ЧЭ (I_c^k), зависит от электрич. хар-к контактов и величины магн. потока Ф, пронизывающего контур:

$$I_c^k = 2I_c\,|\cos(\pi\Phi/\Phi_0)|,$$

где $\Phi_0 = 2\cdot10^{-7}$ Гс·см^2 — квант магн. потока, I_c — ток разрушения сверхпроводимости каждого из контактов (*критический ток*) — должен быть мал ($I_c \sim \Phi_0/L$, где L — индуктивность контура). С изменением потока Ф ток I_c^k в контуре испытывает осцилляции (рис. 2). Ток I_c^k достигает макс. значения всякий раз, как только

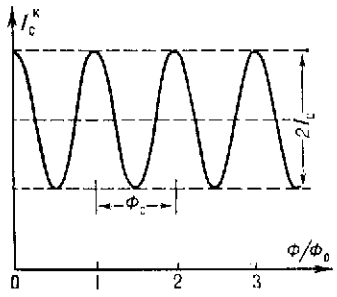


Рис. 2. Запись осцилляций тока, текущего в сверхпроводящем контуре с двумя параллельными контактами Джозефсона.

ко изменяющийся поток Ф оказывается равным целому числу квантов потока Φ_0, т. е. период осцилляций равен кванту магн. потока. Если через ЧЭ протекает пост. ток ~I_c^k, то электрич. напряжение на контуре также периодически зависит от Ф. По числу осцилляций можно определить Ф, а зная площадь S сверхпроводящего контура, найти напряжённость H измеряемого магн. поля: $H = \Phi/S$. Обычно для повышения надёжности работы С. м. в контуре дополнительно возбуждают периодич. магн. поле модуляции. Возбуждаемое перем. поле имеет амплитуду $\leqslant \Phi/2S$. При наличии поля модуляции на контуре появляется перем. напряжение. Во внеш. поле H частота перем. напряжения совпадает с частотой модуляции, а амплитуда пропорц. H.

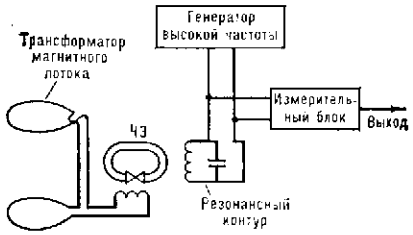


Рис. 3. Схема сверхпроводящего магнитометра для измерения градиента магн. поля (градиентометра).

Измерит. блок С. м. выполняет ф-ции усиления переменной составляющей напряжения на контуре и выработки сигнала управления обратной связью, так что вся схема работает как нульиндикатор.

С. м. изготовляют также с источниками (генераторами) перем. тока частотой 10^7—10^9 Гц и с одним контактом Джозефсона в ЧЭ (рис. 3). Ток в ЧЭ возбуждается индуктивно посредством резонансного контура, настроенного на частоту генератора.

Одновременно перем. ток низкой частоты ($\sim 10^3$ Гц), протекающий через тот же контур, осуществляет модуляцию маги. поля в ЧЭ. Вольтамперная хар-ка ЧЭ нелинейна относительно маги. поля, к-рое пронизывает контур. Амплитуда НЧ-модуляции на частоте тока низкой частоты пропорц. величине внеш. маги. поля. К ЧЭ внеш. поле подводится трансформатором маги. поля, к-рый состоит из приёмной петли и катушки, индуктивно связанной с ЧЭ (материалом для обмотки трансформатора служит сверхпроводящая проволока, передача потока происходит без потерь). В С. м. рассматриваемого типа трансформатор имеет две входные петли, включённые навстречу друг другу. При таком включении петель ЧЭ реагирует на градиент поля и явл. градиентометром. Измерит. блок С. м. осуществляет усиление модулированного ВЧ сигнала и его детектирование. В результате выделяется сигнал НЧ, амплитуда к-рого пропорц. измеряемому градиенту поля.

Очень высокая чувствительность С. м. позволила осуществить с их помощью ряд тонких экспериментов: уточнить значения ряда физических констант на основе измерений отношения h/e, освоить измерения малых электрич. напряжений до значений 10^{-18} В, зафиксировать магнитокардиограммы и магнитоэнцефалограммы человека.

● Волков А. Ф., Заварицкий Н. В., Надь Ф. Я., Электронные устройства на основе слабосвязанных сверхпроводников, М., 1978; Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применения, пер. с англ., М., 1980.

Н. В. Заварицкий.

СВЕРХРЕШЁТКИ, многослойные твердотельные структуры, в к-рых на эл-ны помимо периодич. потенциала крист. решётки действует искусственно создаваемый дополнит. периодич. потенциал с периодом, значительно превышающим постоянную решётки. Если *длина свободного пробега* носителей заряда превосходит период С., то возникает модуляция электронного энергетич. спектра, приводящая к расщеплению разрешённых энергетич. зон на ряд минизон. Вследствие такой перестройки электронного спектра возникновение С. сопровождается изменением электрич., оптич. и др. св-в кристалла. В одномерных С. (дополнит. периодичность в одном направлении) внутризонное оптич. поглощение резко анизотропно для света, поляризованного вдоль оси С., имеются полосы интенсивного межминизонного поглощения, отсутствующие при иной поляризации. Анизотропия поглощения и преломления даёт возможность использовать С. в кач-ве фильтров и поляризаторов ИК излучения. В пост. электрич. поле, параллельном оси С., вольтамперная хар-ка имеет падающие N-образные участки. Благодаря наличию таких участков С. могут использоваться как усилители и генераторы эл.-маги. колебаний, частота к-рых перестраивается в широких пределах изменением пост. электрич. поля. Из-за малой ширины минизон нелинейные ВЧ явления (нелинейное поглощение, генерация высших гармоник и комбинац. частот, усиление одной эл.-маги. волны в присутствии другой, самоиндуциров. прозрачность и др.) проявляются в С. при значительно меньших интенсивностях эл.-маги. волн, нежели в обычных (однородных) кристаллах.

С. могут быть созданы искусственно, напр. в виде периодич. системы *гетеропереходов*. Дополнительный периодич. потенциал с периодом, гораздо большим постоянной крист. решётки, наблюдается также в нек-рых классах в-в — дихалькогенидах *переходных металлов* типа MoS_2, *полупроводниках* типа $A^{III}B^{VI}$ (напр., GaSe), упорядоченных сплавах благородных металлов с гранецентрированной кубич. решёткой (напр., Cu—Au), политипных ПП структурах (напр., SiC).

● Голубев Л. В., Леонов Е. И., Сверхрешетки, М., 1977; Шик А. Я., Сверхрешетки — периодические полупроводниковые структуры, в кн.: Физика и техника полупроводников, т. 8, № 10, М., 1974, с. 1841.

Э. М. Эпштейн.

СВЕРХСИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, поля с напряжённостью $H \gtrsim 0{,}5$—1,0 МЭ (граница условна). Нижнее значение С. м. п. соответствует макс. значению стационарного поля ~ 500 кЭ, к-рое может быть доступно средствам совр. техники, верхнее — полю 1 МЭ, даже кратковрем. воздействие к-рого приводит к разрушению маги. катушек.

В природе встречаются значительно более сильные поля. Астрофиз. исследования указывают на существование полей $\sim 10^6$ МЭ у быстровращающихся пейтронных звёзд — *пульсаров*. Сжатие маги. потока при *гравитационном коллапсе* звёзд может привести к возникновению маги. полей до 10^7 МЭ. С. м. п. ($\sim 10^5$—10^7 Э) имеются вблизи ядер свободных атомов, на что указывает *сверхтонкая структура* энергетических уровней электронов. Маги. поля мегаэрстедного диапазона возникают при фокусировании мощных лазерных пучков. Напр., если сфокусировать лазерное излучение мощностью $P = 10^{12}$ Вт на площади $S = 10^{-4}$ см^2, то плотность эл.-маги. энергии P/cS в фокусе соответствует напряжённости поля $H = \left(\frac{8\pi P}{cS}\right)^{1/2}$, т. е. $\sim 10^7$ Э.

Начало использованию С. м. п. в физ. исследованиях было положено трудами П. Л. Капицы (в 1924—27 ему удалось получить в импульсном режиме поля до 320 кЭ). По мере совершенствования техники эксперимента С. м. п. всё шире используются как в фундам. науч. исследованиях, так и в технологии. В физике тв. тела С. м. п. применяются в исследованиях гальваномагнитных, термомагнитных, магнитооптич. и резонансных явлений. В маги. полях до 2 МЭ исследовались спектры поглощения и *циклотронный резонанс* в полупроводниках, *Фарадея эффект* в видимой и ИК областях спектра, зеемановское расщепление спектр. линий, *магнетосопротивление* тонких висмутовых проволок и др. В яд. физике и физике элем. ч-ц С. м. п. используют для идентификации ч-ц (см. *Детекторы ядерных излучений*), фокусировки и отклонения пучков заряж. ч-ц (см. *Ускорители*), для генерации мощного *тормозного излучения* и т. д. С. м. п. применяют для нагрева и удержания плазмы в исследованиях по *управляемому термоядерному синтезу*, а также для получения *низких температур* (ниже 10^{-3} К) методом адиабатич. размагничивания парамагнитных солей.

Импульсные С. м. п.— источник для получения квазигидростатич. давлений до 10^{11} Па и высоких плотностей энергии. Напр., плотность энергии маги. поля ~ 5—10 МЭ становится больше энергии связи ч-ц большинства тв. тел, а маги. давление достигает значений, существующих в центре Земли. Импульсные поля в диапазоне 0,5—0,8 МЭ применяют для обработки металлов давлением, напр. для магнитоимпульсной сварки металлов.

Получение С. м. п. тесно связано с проблемой прочности материалов. Маги. давление ($p \sim H^2/8\pi$) поля напряжённостью 500 кЭ составляет $\sim 10^9$ Па, что превышает статич. прочностные хар-ки большинства металлов. Высокая плотность энерговыделения в поверхностном слое материала катушки (соленоида, в к-ром получают С. м. п.) и громадные маги. давления приводят к сильному перегреву и пластич. течению поверхностного слоя, ударным волнам и сжатию материала катушки. Всё это ведёт к её разрушению. Поэтому выбор материалов и конструкции катушек — одна из проблем получения С. м. п. Др. проблема — источники тока большой мощности. Напряжённость поля H_0 в центре катушки с однородным коэфф. заполнения λ связана с мощностью P, рассеиваемой в катушке, соотношением

$$H_0 = G\sqrt{P\lambda/r_0\rho}, \qquad (1)$$

где $\lambda = \frac{V_1}{V_1+V_0}$ (V_1 — объём проводящей среды, V_0 — объём пр-ва в обмотке, незаполненной проводником), r_0 — внутр. радиус катушки, ρ — уд. сопротивление проводника, G — константа, характеризующая геометрию катушки. Чтобы получить, напр., поле $H_0 = 100$ кЭ в медной катушке с $r_0 = 2$ см при комнатной темп-ре, нужен источник тока мощностью $\gtrsim 2$ МВт, а для поля $H_0 = 500$ кЭ потребовалась бы мощность более 50 МВт. Отвод столь большого кол-ва теплоты, выделяю-

щегося в относительно малом объёме проводника, технически труден. Для снятия избыточных тепловых нагрузок либо охлаждают катушки до криогенных темп-р, либо сокращают длительность импульса тока, т. е. переходят к импульсным магн. системам. При охлаждении медной обмотки до темп-ры жидкого азота (77 К) её уд. сопротивление уменьшается в 8 раз, а при охлаждении до темп-ры жидкого водорода (20 К) — в 1000 раз! Это приводит к резкому снижению тепловыделения в катушке, а также повышает механич. прочность обмотки. Комбинированные магн. системы, в к-рых используются криогенные и сверхпроводящие катушки (см. *Магнит сверхпроводящий*), позволяют получать рекордные при совр. уровне техники стационарные магн. поля до 500 кЭ. Мощность источников энергии для получения стационарных и квазистационарных С. м. п., как правило, составляет 2- 12 МВт.

Поля св. 500 кЭ получают практически только импульсными методами. Причём, чем сильнее поле, тем короче его длительность (рис. 1). При кратковрем. импульсах существенным становится *скин-эффект*: токи протекают по скин-слою на внутр. поверхности витков, плотность тока повышается. За короткое время импульса тока теплоотвод из скин-слоя пренебрежимо

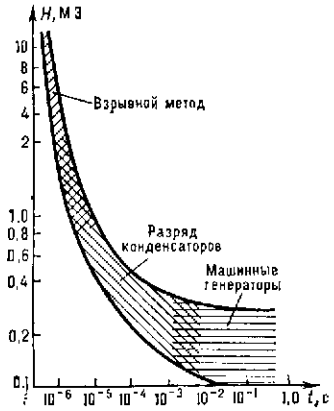


Рис. 1. Зависимость напряжённости магн. поля от длительности импульса.

мал, и процесс нагрева происходит адиабатически. Темп-ра поверхности в этом случае

$$T = H^2/8c_V\gamma \approx 3000H^2, \qquad (2)$$

где c_V — уд. теплоёмкость, γ — плотность материала катушки, а H выражается в МЭ. Из (2) следует, что в поле ~1 МЭ поверхностный слой катушки, выполненной даже из тугоплавких металлов, начинает плавиться.

Для получения полей до ~0,8 МЭ часто используют многовитковые однослойные катушки из прочного материала с высокой электропроводностью, напр. из бериллиевой или хромистой бронзы. Амер. физиком Ф. Биттером (1939) была предложена конструкция катушки, в к-рой металлич. диски с радиальными разрезами и изолирующие прокладки образуют при сборке двойную спираль (рис. 2). Охлаждающая

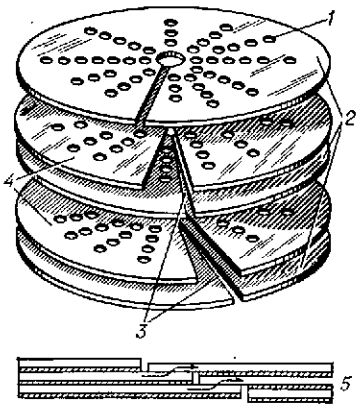


Рис. 2. Конструкция катушки Биттера: *1* — охлаждающие отверстия; *2* — медные пластины; *3* — неизолированная поверхность контакта; *4* — изоляц. кольца; *5* — сечение катушки.

вода прогонялась через перфорацию в дисках.

Перспективны катушки с «бессиловой» конфигурацией обмоток, в к-рых векторы плотности тока $\boldsymbol{j}$ и поля $\boldsymbol{H}$ располагаются не взаимно перпендикулярно, как это имеет место в обычных соленоидах, а должны быть параллельны. В этом случае пондеромоторные силы $\boldsymbol{F} \sim [\boldsymbol{j}, \boldsymbol{H}]$, приводящие к механич. напряжениям в витках, обращаются в нуль (для бесконечных систем). Для реальных (конечных) обмоток можно добиться существенного уменьшения действующих сил в одной части магнита, а др. его часть будет «удерживать» (обжимать) первую. Такие «бессиловые» конфигурации преобразуют высокое давление в малой области в низкое давление, распространённое на большую область. Существуют разл. «бессиловые» конфигурации; простейшая, позволяющая значительно снизить механич. напряжения, представляет собой обмотку, навитую на цилиндрический каркас под углом 45° к образующей цилиндра.

Одновитковые катушки, разрушающиеся при однократном использовании, явл. наиболее простой конструкцией для получения импульсных С. м. п. св. 1 МЭ. Они обладают малой собств. индуктивностью, поэтому для их питания применяют импульсные источники тока большой силы (батареи конденсаторов, рис. 3). Мощность батарей может превышать 10^{10} Вт, а генерируемые токи достигать неск. МА. При получении поля используются механич. и тепловая инерционность материала катушки, когда токовый слой не успевает существенно увеличить свои размеры до момента достижения током макс. значения. При разряде конденсаторных батарей с запасённой энергией 20—800 кДж получают поля 1—3,5 МЭ в катушках с диаметром и длиной неск. мм. Время существования такого поля составляет 1—2 мкс.

В существенно бо́льших объёмах С. м. п. можно получать сжатием магн. потока с использованием взрывчатых в-в (ВВ). Такие устройства наз. взрывомагнитными или магнитокумулятивными (МК-) генераторами (рис. 4, *а*). Начальный магн. поток в них создаётся при разряде конденсаторной батареи через нагрузочную катушку L и проходит через внеш.

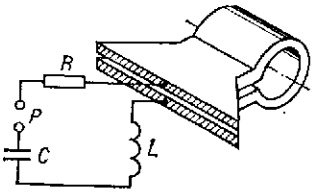


Рис. 3. Одновитковый соленоид, включённый в цепь конденсаторной батареи: *C* — конденсаторная батарея; *P* — разрядник; *R* — сопротивление контура; *L* — внеш. индуктивность контура.

зазор A. При сжатии зазора, вызванного взрывом ВВ, магн. поток вытесняется из зазора в катушку, увеличивая в ней напряжённость поля. Таким методом получают поля напряжённостью ~2,0 МЭ в объёмах до 1000 см³ при длительности импульса 1—5 мкс.

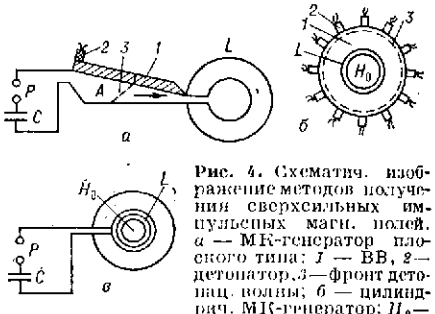


Рис. 4. Схематич. изображение методов получения сверхсильных импульсных магн. полей. *а* — МК-генератор плоского типа: *1* — ВВ, *2* — детонатор, *3* — фронт детонац. волны; *б* — цилиндрич. МК-генератор: H_0 — нач. магн. поле, *L* — лайнер; *в* — сжатие магн. потока лайнером *L*, ускоряемым электродинамич. силами.

Рекордные импульсные магн. поля получены в системах, принципиальная схема к-рых дана на рис. 4, *б*. Начальный магн. поток создаётся внутри проводящей цилиндрич. оболочки (лайнера) *L*. Для создания нач. потока может быть использована либо конденсаторная батарея, либо МК-генератор типа изображённого на рис. 4, *а*; затем взрывом ВВ лайнер подвергается быстрому радиальному сжатию, при этом сжимается захваченный магн. поток. Этим методом получены импульсные поля ~10 МЭ с хорошим воспроизведением результатов.

Сжатие магн. потока, заключённого внутри цилиндрич. лайнера, может производиться также и электродина-

мич. силами, когда вместо ВВ используют давление внеш. магн. поля (рис. 4, *в*). Теоретически этот способ позволяет получать большие скорости радиального сжатия лайнера и, следовательно, бо́льшие поля, чем при взрыве ВВ. Практически в таких системах получают поля ~2,8—3,1 МЭ.

Измеряют С. м. п. прокалиброванными индукц. датчиками (магн. зондами), а также по величине *Фарадея эффекта* и *Зеемана эффекта* в С. м. п.

● Алексеевский Н. Е., Петр Леонидович Капица, «УФН», 1964, т. 83, в. 4, с. 761; Техника больших импульсных токов и магнитных полей, М., 1970; Кнопфель Г., Сверхсильные импульсные магнитные поля, пер. с англ., М., 1972.

В. Ф. Демичев.

СВЕРХТЕКУ́ЧЕСТЬ, состояние *квантовой жидкости*, при к-ром она протекает через узкие щели и капилляры без трения.

Сверхтекучесть ^{4}He. Жидкий гелий ^{4}He становится сверхтекучим ниже темп-ры $T_\lambda = 2{,}17$ К, при давлении насыщенных паров $p_s = 38{,}8$ мм рт. ст. Свехтекучий ^{4}He наз. He II (см. *Гелий жидкий*), несверхтекучий жидкий ^{4}He наз. He I. С. He II была открыта П. Л. Капицей в 1938. В 1972—74 было установлено, что С. обладает также жидкий ^{3}He при темп-ре ниже $T_c \sim 2{,}6 \cdot 10^{-3}$ К и давлении $2{,}58 \cdot 10^4$ мм рт. ст. (34 атм). Переход жидких ^{4}He и ^{3}He в сверхтекучее состояние представляет собой *фазовый переход* II рода.

Сверхтекучую жидкость нельзя представлять как жидкость, не обладающую вязкостью, т. к. эксперименты с крутильными колебаниями диска, погружённого в He II, показали, что вызываемое вязкостью затухание колебаний при темп-ре, не слишком далёкой от T_λ («лямбда-точки»), мало отличается от затухания аналогичных колебаний в He I.

Теория сверхтекучести He II была создана Л. Д. Ландау в 1941. Эта теория, получившая название *двухжидкостной гидродинамики*, основана на представлении о том, что при низких темп-рах св-ва He II как слабовозбуждённой квант. системы обусловлены наличием в нём элементарных возбуждений (*квазичастиц*).

He II можно представить состоящим из двух взаимопроникающих компонент: нормальной и сверхтекучей. Норм. компонента при темп-рах, не слишком близких к T_λ, представляет собой совокупность квазичастиц двух типов — *фононов* и *ротонов*. При $T \to 0$ плотность норм. компоненты $\rho_n \to 0$, поскольку при этом любая квант. система находится в осн. состоянии и возбуждения (квазичастицы) в ней отсутствуют. При темп-рах от абс. нуля до 1,7—1,8 К совокупность элем. возбуждений в He II можно рассматривать как идеальный газ квазичастиц. С дальнейшим приближением к T_λ из-за заметно усиливающегося вз-ствия квазичастиц модель идеального газа для них становится неприменимой. Вз-ствие квазичастиц между собой и со стенками сосуда обусловливает вязкость норм. компоненты. Остальная часть He II — сверхтекучая компонента — вязкостью не обладает и поэтому свободно протекает через узкие щели и капилляры; её плотность $\rho_s = \rho - \rho_n$, где ρ — плотность жидкости. При $T \to 0$ $\rho_s = \rho$, с ростом темпры концентрация квазичастиц растёт, поэтому ρ_s уменьшается и, наконец, обращается в нуль при $T = T_\lambda$ (С. в λ-точке исчезает, рис. 1). Согласно теории Ландау, жидкость перестаёт быть сверхтекучей и в случае, когда скорость её потока превышает критич. значение, при к-ром начинается спонтанное образование ротонов. При этом

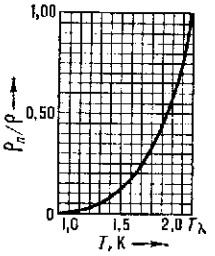


Рис. 1. Диаграмма, иллюстрирующая двухжидкостную модель He II (ρ_n/ρ — отношение плотности норм. компоненты к плотности He II).

сверхтекучая компонента теряет импульс, равный импульсу испускаемых ротонов, и, следовательно, тормозится. Однако эксперим. значение критич. скорости существенно меньше того, к-рое требуется по теории Ландау для разрушения С.

С микроскопич. точки зрения появление С. в жидкости, состоящей из атомов с целым спином (*бозонов*), напр. атомов ^{4}He, связано с переходом при $T < T_\lambda$ значит. числа атомов в состояние с нулевым импульсом. Это явление наз. *Бозе — Эйнштейна конденсацией*, а совокупность перешедших в новое состояние атомов — Бозе-конденсатом. Состояние всех ч-ц Бозе-конденсата описывается одной и той же квантовомеханич. волновой ф-цией (конденсатной ф-цией) $\psi = n_0^{1/2} e^{i\varphi}$, где n_0 — плотность конденсата, φ — фаза волновой ф-ции. Появление нового типа движения в жидкости — когерентного движения макроскопич. числа ч-ц с одной и той же фазой φ приводит к двухжидкостной гидродинамике Ландау (Н. Н. Боголюбов; 1947, 1963). В случае, если атомы слабо взаимодействуют между собой, ρ_s совпадает с n_0. В He II вз-ствие атомов приводит к тому, что n_0 составляет лишь неск. процентов ρ_s. Тем не менее скорость движения всей сверхтекучей компоненты v_s связана с φ соотношением $v_s = (\hbar/m)\nabla\varphi$, где $\nabla\varphi$ — градиент функции φ, m — масса атома ^{4}He, $\hbar = h/2\pi$. Это означает, что сверхтекучая компонента движется потенциально (см. *Потенциальное течение*) и, следовательно, не испытывает сопротивления со стороны обтекаемых ею предметов и стенок канала или сосуда.

Конденсатная ф-ция ψ должна быть непрерывной, поэтому её фаза φ при обходе по замкнутому контуру может меняться лишь на $2\pi N$, где N — целое число. Это означает, что циркуляция скорости сверхтекучей компоненты по любому замкнутому контуру может принимать только дискретные значения $N \cdot h/m$. Поэтому сверхтекучая компонента — это не просто идеальная жидкость с потенц. течением, она обладает особыми макроскопич. квантовыми св-вами. Во-первых, при течении сверхтекучей компоненты по каналу, замкнутому в кольцо, циркуляция скорости v_s вдоль канала квантуется с квантом циркуляции h/m. Под влиянием внеш. воздействия скорость течения не может уменьшаться непрерывно, а только скачком. В процессе скачкообразного перехода от течения с N квантами циркуляции к течению с $N-1$ квантами требуется разрушить сверхтекучее состояние (обратить ρ_s в нуль) в нек-рой области и, следовательно, преодолеть большой потенц. барьер. Поэтому течение в замкнутом канале чрезвычайно устойчиво. Во-вторых, в сверхтекучей компоненте могут существовать т. н. квантованные вихри (Л. Онсагер, 1948; Р. Фейнман, 1955, США) с циркуляцией вокруг оси вихря, принимающей дискретные значения. В отличие от вихрей в обычной жидкости (см. *Вихревое движение*), эти вихри устойчивы и не исчезают под влиянием вязкости норм. компоненты. На оси этих вихрей ψ, а вместе с ней и ρ_s обращаются в нуль. Квантованные вихри осуществляют вз-ствие между сверхтекучей и норм. компонентами сверхтекучей жидкости. Их рождение приводит хотя и к слабому, но конечному затуханию потока сверхтекучей жидкости в замкнутом канале. При нек-рой скорости движения сверхтекучей компоненты относительно норм. компоненты или стенок сосуда квантованные вихри образуются столь интенсивно, что сверхтекучая компонента начинает испытывать трение со стороны норм. компоненты или стенок сосуда. В рамках этой теории С. пропадает при скоростях, существенно меньших скоростей по теории Ландау и более близких к реальным значениям критич. скорости. Квантованные вихри наблюдаются экспериментально при вращении сосуда с He II. При достаточно большой угл. скорости ω вращения сосуда они образуют вихревую систему со ср. скоростью v_s, совпадающей со скоростью твердотельного вращения $[\omega, r]$. Кроме того, в экспериментах с ионами, инжектируемыми в He II, обнаружены квантованные вихри, имеющие форму кольца.

Сверхтекучесть ^{3}He. Атомы ^{3}He обладают полуцелым спином, т. е. они — *фермионы*, а ^{3}He — ферми-жидкость. Если между фермионами имеются си-

лы притяжения, приводящие к образованию попарно связанных фермионов, т. н. куперовских пар (см. *Купера эффект*), то такие пары обладают целочисленным спином. По этому признаку они — *бозоны* и могут образовывать Бозе-конденсат. Силы вз-ствия между ч-цами в ^{3}He таковы, что лишь при темп-рах порядка неск. мК в ^{3}He создаются условия для образования куперовских пар и возникновения С. Открытию С. у ^{3}He способствовало освоение эфф. методов получения низких темп-р — *Померанчука эффекта* и *магнитного охлаждения*. С их помощью удалось выяснить характерные особенности диаграммы состояния ^{3}He при сверхнизких темп-рах (рис. 2).

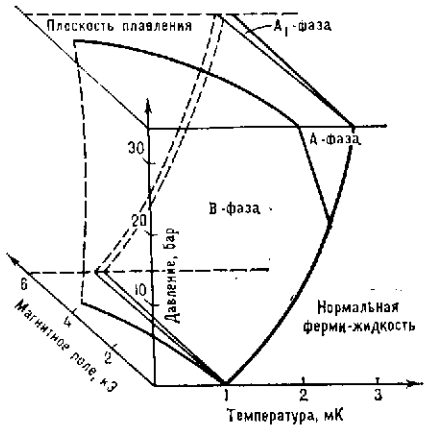


Рис. 2. Диаграмма состояния ^{3}He при низких темп-рах, p — давление, H — магн. поле.

В отличие от ^{4}He (см. рис. 1 в ст. *Гелий жидкий*), на диаграмме состояния ^{3}He обнаружены две сверхтекучие фазы (A и B). Переход норм. ферми-жидкости в любую из этих фаз представляет собой фазовый переход II рода. Переход из сверхтекучей фазы A в сверхтекучую фазу B относится к фазовым переходам I рода. В магн. поле линия перехода из несверхтекучей фазы в фазу A расщепляется на две линии, каждая из к-рых явл. линией перехода 2-го рода. В области между линиями возникает ещё одна фаза (A_1). Во всех трёх фазах образовавшиеся куперовские пары обладают спином $s = 1$ и орбитальным квант. числом $l = 1$. Фазы различаются по структуре волновой ф-ции куперовской пары, к-рая определяет как сверхтекучие, так и магн. св-ва фазы. В фазе B у куперовских пар в среднем нет выделенных направлений спина и орбит. момента импульса. По сверхтекучим св-вам B-фаза эквив. He II, а по магн. св-вам напоминает изотропный *антиферромагнетик*. В фазе A куперовская пара имеет ср. направление l орбит. момента импульса, к-рое в равновесии одинаково для всех пар в жидкости, поскольку эти пары образуют Бозе-конденсат. В случае, если l не меняется в пр-ве (напр., фиксируется границей сосуда или внеш. полями), сверхтекучие св-ва фазы A отличаются от св-в He II лишь тем, что фаза A анизотропна с осью анизотропии вдоль l и коэфф., входящие в ур-ния двухжидкостной гидродинамики Ландау, в т. ч. плотности норм. и сверхтекучей компонент, явл. тензорами. В общем случае, когда l может меняться в пр-ве, осн. отличие фазы A от He II заключается в том, что скорость сверхтекучей компоненты v_s не явл. потенциальной. Циркуляция v_s по замкнутому контуру зависит от изменения в пр-ве вектора l. Это приводит к тому, что торможение потока сверхтекучей компоненты может осуществляться не только за счёт образования квантованных вихрей, как в He II, но и непрерывно, путём осцилляций вектора l в канале. На поверхности канала, где вектор l фиксирован, торможение осуществляется посредством движения точечных дефектов — буджумов. При вращении сосуда может возникать как система квантованных вихрей, так и периодич. структура с непрерывным распределением l и v_s. По магн. св-вам фаза A напоминает одноосный антиферромагнетик. Кроме того, поскольку орбит. момент куперовских пар частично передаётся эл-нам атомов ^{3}He, фаза A обладает также слабым (10^{-11} магнетонов Бора на атом) спонтанным магн. моментом, направленным по l, и явл. пока единственным известным жидким ферромагнетиком.

Эффекты, сопутствующие сверхтекучести. В сверхтекучей жидкости, кроме обычного (первого) звука (колебаний плотности), может распространяться т. н. *второй звук*, представляющий собой звук в газе квазичастиц (колебания плотности квазичастиц, следовательно, и темп-ры). Возможны и иные виды колебаний: капиллярные волны, звук. колебания сверхтекучей части жидкости в узких капиллярах (т. н. четвёртый звук) и др. Сверхтекучая жидкость обладает аномально высокой теплопроводностью, причиной к-рой явл. конвекция — теплота переносится макроскопич. движением газа квазичастиц. При нагревании He II в одном из сообщающихся (через капилляр) сосудов между сосудами возникает разность давлений (*термомеханический эффект*). Этот эффект объясняется тем, что в сосуде с большей темп-рой повышена концентрация квазичастиц. Из-за того, что узкий капилляр не пропускает вязкого потока норм. компоненты, возникает избыточное давление газа квазичастиц, подобное *осмотическому давлению* в р-ре. Существует и обратный эффект (т. н. *механокалорический эффект*): при быстром вытекании He II из сосуда через капилляр темп-ра внутри сосуда повышается (в нём увеличивается концентрация квазичастиц), а вытекающий гелий охлаждается. Интересными св-вами обладает сверхтекучая плёнка гелия, образующаяся на твёрдой стенке сосуда. Так, напр., она может выравнивать уровни He II в сосудах, имеющих общую стенку.

● Капица П. Л., Эксперимент, теория, практика, 2 изд., М., 1977; Квантовые жидкости и кристаллы. Сб. ст., пер. с англ., М., 1979; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Мендельсон К., На пути к абсолютному нулю, пер. с англ., М., 1971; Quantum liquids, ed. by J. Ruvalds and T. Regge, Amst.—N.Y.—Oxf., 1978.

Г. Е. Воловик.

СВЕРХТО́НКАЯ СТРУКТУ́РА (сверхтонкое расщепление уровней энергии), расщепление *уровней энергии* атома на близко расположенные подуровни, вызванное вз-ствием магн. момента ядра с магн. полем атомных эл-нов. Энергия $\delta\mathcal{E}$ этого вз-ствия зависит от возможных взаимных ориентаций спина ядра и электронных спинов. Число этих ориентаций определяет число компонент С. с. Уровни энергии могут также расщепляться и смещаться в результате вз-ствия квадрупольных моментов ядер с электрич. полем эл-нов.

Расстояние между подуровнями С. с. ~в 1000 раз меньше, чем между уровнями тонкой структуры, т. к. $\delta\mathcal{E}\sim$ в 1000 раз меньше энергии *спин-орбитального взаимодействия*, вызывающего тонкое расщепление. Вследствие С. с. уровней в спектре атома вместо одной *спектральной линии* появляется группа близко расположенных линий — С. с. спектр. линии.

С. с. спектр. линии может усложняться также вследствие отличия частот спектр. линий изотопов хим. элемента — изотопич. смещения. При этом происходит наложение спектр. линий разл. изотопов, из смеси к-рых состоит элемент. Изотопич. смещение для тяжёлых элементов того же порядка, что и $\delta\mathcal{E}$. С. с. может наблюдаться также в спектрах молекул и кристаллов.

СВЕТ, 1) в узком смысле — то же, что и *видимое излучение*, т. е. эл.-магн. волны в интервале частот, воспринимаемых человеческим глазом ($7{,}5\times10^{14}$—$4{,}0\cdot10^{14}$ Гц), что соответствует длинам волн в вакууме от ~400 до ~760 нм. С. очень высокой интенсивности глаз воспринимает в несколько более широком диапазоне. Световые волны разл. частот воспринимаются человеком как разл. цвета (подробнее см. в ст. *Колориметрия*).

2) С. в широком смысле — синоним *оптического излучения*, включающего, кроме видимого, излучение УФ и ИК областей спектра.

А. П. Гагарин.

СВЕТИ́МОСТЬ в точке поверхности, одна из *световых величин*, отношение светового потока, исходящего от элемента поверхности, к площади этого элемента. Единица С. (СИ) — люмен с квадратного метра (лм/м^2). Аналогичная величина в системе энергетич. величин наз. энергетической С. (излучательностью) и измеряется в Вт/м^2. *Д. Н. Лазарев.*

СВЕТОВА́Я ОТДА́ЧА. 1) С. о. атома, одно из *пондеромоторных действий света*, заключающееся в том, что атом, испускающий фотон, приобретает импульс отдачи, направленный в сторону, противоположную вылету фотона. При спонтанном испускании разные атомы ансамбля получают импульсы отдачи в разл. произвольных направлениях; при вынужденном испускании — в одном определ. направлении. См. *Световое давление*.

2) С. о. источника света, отношение излучаемого источником *светового потока* к потребляемой им мощности. Измеряется в *люменах* на Ватт (лм/Вт). Служит хар-кой экономичности источников; С. о. совр. ламп накаливания общего назначения 8—20 лм/Вт, люминесцентных ламп — до 90 лм/Вт, металлогалогенных и натриевых — до 130 лм/Вт. См. также *Световая эффективность*, *Источники оптического излучения*.

Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВА́Я ЭНЕ́РГИЯ, одна из осн. *световых величин*, равная произведению *светового потока* на длительность освещения. Единица С. э.— люмен-секунда (лм·с). См. также *Спектральная световая эффективность* излучения. В системе энергетич. величин аналогичная величина — энергия излучения (лучистая энергия), единица измерения — Дж. *Д. Н. Лазарев.*

СВЕТОВА́Я ЭФФЕКТИ́ВНОСТЬ излучения, отношение *светового потока* к соответствующему *потоку излучения*. Единица С. э.— лм·Вт$^{-1}$. См. также *Спектральная световая эффективность*. *Д. Н. Лазарев.*

СВЕТОВО́Д (светопровод, волновод оптический), закрытое устройство для направленной передачи (канализации) света. В открытом пр-ве его передача возможна только в пределах прямой видимости и связана с потерями, обусловленными нач. расходимостью излучения, поглощением и рассеянием в атмосфере. Переход к С. позволяет значительно уменьшить потери световой энергии при её передаче на большие расстояния, а также передавать световую энергию по криволинейным трассам.

Одним из типов С. явл. л и н з о в ы й в о л н о в о д — система заключённых в трубу и расположенных на определ. расстояниях (обычно через 50—100 м) стеклянных линз, к-рые служат для периодич. коррекции волн. фронта светового пучка. В кач-ве корректоров могут также применяться газовые линзы или зеркала определённой формы.

Наиболее перспективный тип С.— гибкий в о л о к о н н ы й С. с низкими оптич. потерями, позволяющий передавать свет на большие расстояния. Он представляет собой тонкую нить из оптически прозрачного материала, сердцевина к-рой радиуса a_1 имеет показатель преломления n_1, а внеш. оболочка с радиусом a_2 имеет показатель преломления $n_2 < n_1$ (рис. 1). Поэтому лучи, распространяющиеся под достаточно малыми углами к оси С., испытывают *полное внутреннее отражение* на поверхности раздела сердцевины и оболочки и распространяются только по сердцевине. В зависимости от назначения С. его диаметр $2a_1$ составляет от неск. мкм до неск. сотен мкм, а $2a_2$ — от неск. десятков до неск. тысяч мкм. Величины $2a_1$ и $n_1 - n_2$ определяют число типов волн (мод), к-рые могут распространяться по С. при заданной длине волны света. Выбирая $2a_1$ и $n_1 - n_2$ достаточно малыми, можно добиться, чтобы С. работал в одномодовом режиме. Волоконные С. находят широкое применение в системах *оптической связи*, в вычислит. технике, в датчиках разл. физ. полей и т. д.

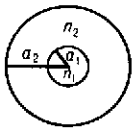


Рис. 1. Поперечное сечение волоконного световода.

Важнейшими хар-ками С., предназначенных для подобных применений, являются оптич. потери, обусловленные поглощением и рассеянием света в С., и информац. полоса пропускания. В 70-х гг. 20 в. созданы волоконные С. с малыми потерями: затухание сигнала ~1 дБ/км в ближней ИК области спектра. Типичный спектр оптич. потерь в таких С. представлен на рис. 2. Материалом для этих С.

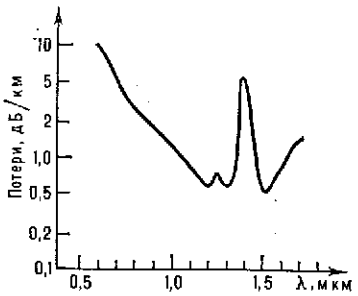


Рис. 2. Спектр оптич. потерь в стеклянном волоконном световоде.

служит кварцевое стекло; различия показателей преломления сердцевины и оболочки достигают легированием стекла (напр., бором, германием, фосфором). Минимально возможные потери в таких С. составляют ~0,2 дБ/км на волне 1,55 мкм. Полоса пропускания типичных многомодовых волоконных С. со ступенчатым профилем показателя преломления составляет величину 20—30 МГц·км, с градиентным профилем — 400—600 МГц·км. Наиболее широкополосны одномодовые С. в области длин волн 1,26—1,32 мкм, где материальная дисперсия кварцевых стёкол ближе к 0; полоса пропускания составляет ~10^{11} Гц·км.

Волоконные С. с самыми низкими потерями изготавливают методом хим. осаждения из газовой фазы. В кач-ве исходных соединений используются хлориды кремния, германия и др. Получаемая этим методом заготовка диаметром 10—20 мм и длиной 200—400 мм перетягивается в волоконный С. диаметром 125—150 мкм с одноврем. покрытием его защитно-упрочняющей полимерной оболочкой.

Разработаны волоконные С. более сложной конструкции, напр. многослойные С. и С. с эллиптической сердцевиной. Одномодовые С. последнего типа перспективны для применений, где требуется сохранение поляризации распространяющегося света. Перспективными явл. волоконные С. для среднего ИК диапазона длин волн (2—11 мкм), в к-рый попадают длины волн генерации химических, CO и CO_2-лазеров. Имеются материалы, такие, как халькогенидные стёкла, флюоридные стёкла, щёлочно-галоидные кристаллы, в к-рых оптич. потери могут составлять величину ~10^{-1}—10^{-3} дБ/км в указанном диапазоне.

Для целей *интегральной оптики* разработаны тонкоплёночные и диффузные диэлектрич. волноводы — С., представляющие собой тонкую (порядка длины световой волны) однородную плёнку, нанесённую на однородную подложку. Необходимое условие волноводного режима, т. е. существования поверхностных световых волн, заключается в том, что показатель преломления плёнки больше показателей преломления подложки и среды над волноводом. Световая волна в таком С. распространяется в процессе многократных полных отражений от её стенок. Диэлектрич. С. изготавливают методом катодного распыления стекла или др. материала (ZnS, CdS, ZnSe) на кварцевой подложке, методом эпитаксиального наращивания из жидкой или газообразной фазы, методом ионной имплантации (подложка бомбардируется ионами Li, Tl или протонами).

● М а р к у з е Д., Оптические волноводы, пер. с англ., М., 1974; Основы волоконно-оптической связи, под ред. М. Барноски, пер. с англ., М., 1980; Д и а н о в Е. М., Волоконные световоды для оптической связи. Справочник по лазерам, т. 2, М., 1978; Д е в я т ы х Г. Г., Д и а н о в Е. М., Волоконные световоды с малыми оптическими потерями, «Вестник АН СССР», 1981, № 10, с. 54. *Е. М. Дианов.*

СВЕТОВО́Е ДАВЛЕ́НИЕ (давление света), давление, производимое светом на отражающие и поглощающие тела, ч-цы, а также отд. молекулы и атомы, частный случай *пондеромоторного действия света*.

Гипотеза о С. д. впервые была высказана нем. учёным И. Кеплером (1619) для объяснения отклонения хвостов комет, пролетающих вблизи Солнца. В 1873 англ. физик Дж. К. Максвелл, исходя из эл.-магн. теории, предсказал величину С. д., к-рая оказалась исключительно малой даже

для самых сильных источников света (Солнце, электрич. дуга). В земных условиях С. д. маскируется побочными явлениями (*конвекционными токами*, радиометрич. силами; см. *Радиометрический эффект*), к-рые могут превышать величину С. д. в тысячи раз. Поэтому измерить величину С. д. было чрезвычайно трудно. Впервые экспериментально измерить С. д. удалось П. Н. Лебедеву в 1899.

Осн. частью прибора Лебедева служили плоские лёгкие крылышки (диаметром 5 мм) из разл. металлов и слюды, к-рые подвешивались на тон-

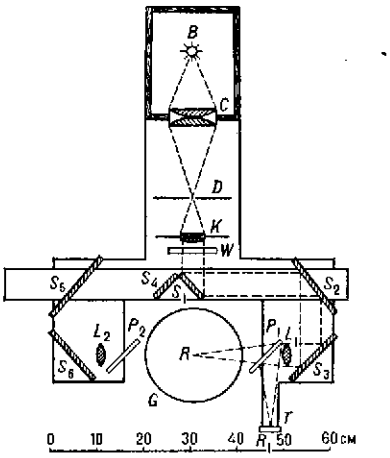


Рис. 1. Схема опыта Лебедева: *B* — источник света (угольная дуга); *C* — конденсатор; *D* — металлич. диафрагма; *K* — линза; *W* — светофильтр; S_1—S_6 — зеркала; L_1 и L_2 — линзы; *R* — изображение диафрагмы *D* на крылышках (на рис. крылышки не показаны) внутри стеклянного баллона *G*; P_1 и P_2 — стеклянные пластинки; *T* — термобатарея; R_1 — изображение диафрагмы *D* на поверхности термобатареи.

кой стеклянной нити и помещались внутри стеклянного вакуумиров. сосуда *G* (рис. 1). На крылышки с помощью спец. оптич. системы и зеркал направлялся свет от сильной электрич. дуги *B*. Перемещение зеркал S_1, S_4 давало возможность изменять направление падения света на крылышки. Устройство прибора и методика измерения позволили свести до минимума мешающие радиометрич. силы и обнаружить С. д. на отражающие или поглощающие крылышки, к-рые под его воздействием отклонялись и закручивали нить. В 1907—10 Лебедев исследовал С. д. на газы, что было ещё труднее, т. к. оно в сотни раз меньше С. д. на тв. тела.

Результаты экспериментов Лебедева и более поздних исследований полностью согласовывались с величиной С. д., рассчитанной Максвеллом, что явилось ещё одним подтверждением эл.-магн. теории света.

Согласно этой теории, давление, к-рое оказывает на поверхность тела плоская эл.-магн. волна, падающая перпендикулярно к поверхности, равно плотности *u* эл.-магн. энергии около поверхности. Эта энергия складывается из энергии падающих и энергии отражённых от тела волн. Если мощность эл.-магн. волны, падающей на 1 см^2 поверхности тела, равна *Q* эрг/см^2·с, а коэфф. отражения *R*, то вблизи поверхности плотность энергии $u=Q(1+R)/c$. Этой величине и равно С. д. на поверхности тела: $p=Q(1+R)/c$ (эрг/см^3 или Дж/м^3). Напр., мощность солнечного излучения, приходящего на Землю, равна $1{,}4\cdot10^6$ эрг/см^2·с или $1{,}4\cdot10^3$ Вт/м^2; следовательно, для абсолютно поглощающей поверхности $p=4{,}3\cdot10^{-5}$ дин/см$=4{,}3\cdot10^{-6}$ Н/м^2. Общее давление солнечного излучения на Землю равно $6\cdot10^{13}$ дин ($6\cdot10^8$ Н), что в 10^{13} раз меньше силы притяжения Солнца.

Существование С. д. показывает, что поток излучения обладает не только энергией (следовательно, и массой), но и импульсом. С точки зрения квант. теории, С. д.— результат передачи телам импульса фотонов в процессах поглощения или отражения света. Квант. теория даёт для С. д. те же формулы.

С. д. играет важную роль в двух противоположных по масштабам областях явлений — астрономич. и атомных. В астрофизике С. д. наряду с давлением газов обеспечивает стабильность звёзд, противодействуя силам гравитац. сжатия. С. д. существенно для динамики околозвёздного и межзвёздного газа: так, напр., высокоскоростное ($2\cdot10^8$ см/с) испускание газа горячими звёздами объясняется превышением С. д. над гравитац. притяжением. К эффектам С. д. в ат. области близко явление передачи высокоэнергичными фотонами (γ-квантами) части своего импульса эл-нам, на к-рых они рассеиваются (см. *Комптона эффект*), или ядрам атомов кристалла в процессах излучения и поглощения (см. *Мёссбауэра эффект*).

Возможности использовать С. д. в решении целого ряда практич. земных задач появились после создания *лазеров*. Лазерный луч, обладающий высокой монохроматичностью и пространств. *когерентностью*, можно фокусировать в пятно с радиусом, близким к теор. пределу,— порядка длины волны. При этом в результате концентрации световой энергии возникает сила С. д., достаточная для удержания маленьких ч-ц (0,1—100 мкм) в воздухе или иной среде (оптическая левитация) и даже их перемещения. Т. к. ч-цы одного и того же в-ва, но разных размеров будут испытывать разл. С. д. и поэтому двигаться с разл. скоростями, их можно разделять по размерам. Возможно также разделение ч-ц с разл. (относительно среды) показателями преломления. На рис. 2 изображены две сферы с разными показателями преломления, находящиеся на краю пучка, имеющего гауссовское распределение интенсивности. Лучи *a* и *b*, расположенные симметрично относительно центра сферы, проходя через неё, искривляются т. о., что возникают две силы С. д. F_a и F_b, направленные вдоль изменения импульса лучей. Т. к. луч *a* расположен ближе к центру сечения пучка, то $F_a>F_b$ и существует результирующая поперечная компонента, направленная к центру пучка, если показатель преломления сферы больше показателя преломления среды (рис. 2, вверху), и от центра — в обратном случае (рис. 2, внизу). Такой способ разделения может ока-

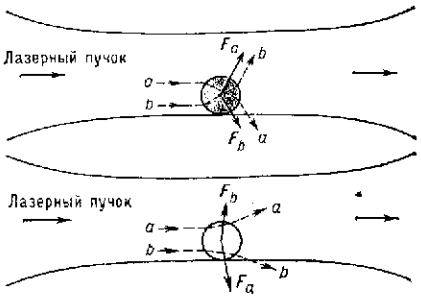


Рис. 2. Схема действия лазерного пучка на ч-цы с разными показателями преломления. На верхнем рис. ч-ца втягивается лазерным лучом, на нижнем — выталкивается.

заться очень удобным для разделения биол. объектов (вирусы, макромолекулы, клетки), находящихся в жидкости (при предотвращении чрезмерного нагрева).

Двумя встречными лазерными пучками можно создать т. н. «оптич. ловушку», в к-рой ч-цы в воздухе, имеющие высокий показатель преломления, находятся в устойчивом равновесии, т. к. любое смещение приводило бы к появлению возвращающей оптич. силы (оптич. левитация). Будучи захваченной, ч-ца остаётся в воздухе, пока на неё сфокусирован свет. Движением линзы можно очень точно перемещать фокус луча и тем самым положение ч-цы. Точная микроманипуляция с ч-цами очень ценна, напр., в проблеме термоядерных исследований: с помощью лазера можно вводить и поддерживать на весу маленькую ч-цу, играющую роль мишени для мощного импульсного лазера.

Возможным использованием С. д. в высоком вакууме явл. ускорение микрочастиц в-ва до больших скоростей. Ограничением предельно достижимых скоростей явл. плавление и испарение ч-цы. Если считать плавление предельным случаем, то при известных показателе преломления и коэфф. поглощения можно найти предельно допустимую мощность луча и рассчитать предельную скорость. Для ч-ц диаметром 0,5 мкм, имеющих коэфф. поглощения $3\cdot10^{-5}$ см$^{-1}$, конечная скорость может быть $3\cdot10^8$ см/с. Если такую ч-цу направить на мишень или др. ч-цу таких же размеров и скорости, то была бы получена мощ-

ность $\sim 10^{11}$ Вт в течение 10^{-13} с. Ч-ца испарилась бы и образовала высокотемпературную плазму, в к-рой возможны *термоядерные реакции*. Поэтому эта методика может представлять интерес в термоядерных исследованиях, однако здесь имеются техн. трудности, связанные с подавлением нелинейного поглощения, и др.

Сила С. д. на отд. атомы невелика, но вследствие малости массы атома, эффект механич. воздействия света может быть значительным. Особенно велико такое воздействие, если частота лазерного излучения равна частоте ат. перехода (оптич. резонанс). Поглощая фотон, атом получает импульс в направлении лазерного пучка и переходит в возбуждённое состояние, в к-ром находится конечное время. При спонтанном испускании фотона атом приобретает импульс (световая отдача) в произвольном направлении. При последующих поглощениях и спонтанных испусканиях фотонов произвольно направленные импульсы световой отдачи взаимно гасятся, и в конечном итоге резонансный атом получает импульс, направленный вдоль светового луча — р е з о н а н с н о е световое давление. С увеличением мощности оптич. излучения резонансное С. д. насыщается, что связано с конечным временем жизни возбуждённого состояния. Если ср. время жизни $\sim 10^{-8}$ с, то атом в среднем может рассеять не более 10^8 фотонов в 1 с. В действительности из-за наличия *вынужденного излучения* в возбуждённом состоянии атом может рассеять лишь половину этого кол-ва. Однако при насыщении резонансное С. д. может создавать ускорение атомов до $10^5\ g$ (где g — ускорение свободного падения).

Одним из возможных применений резонансного С. д. явл. разделение газов: при облучении двухкамерного сосуда, наполненного смесью двух газов, один из к-рых находится в резонансе с излучением, резонансные атомы под действием С. д. перейдут в дальнюю камеру *1* (рис. 3). При

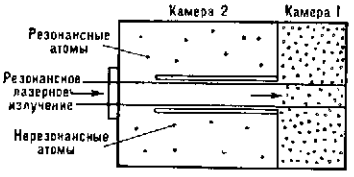


Рис. 3. Схема разделения газов при помощи резонансного светового давления.

помощи резонансного С. д. можно даже получить разделение изотопов за счёт сдвига резонансной частоты у изотопов. С помощью резонансного С. д. можно селектировать атомы с определённой скоростью из многоскоростного ат. пучка.

● Л е б е д е в П. Н., Избр. соч., М.— Л., 1949; Э ш к и н А., Давление лазерного излучения, «УФН», 1973, т. 110, в. 1; К а з а н ц е в А. П., Резонансное световое давление, «УФН», 1978, т. 124, в. 1.

СВЕТОВО́Е ПО́ЛЕ, поле *светового вектора*, пространств. распределение *световых потоков*. Теория С. п.— раздел теор. *фотометрии*. Осн. хар-ки С. п.— световой вектор, определяющий величину и направление переноса лучистой энергии, и скалярная величина — ср. сферич. *освещённость*, определяющая объёмную плотность *световой энергии* в исследуемой точке поля. Распределение освещённости находят, применяя общие методы расчёта пространств. распределения светового потока. В теории С. п. пользуют понятие о световых линиях, аналогичное понятию *силовых линий* в классич. теории эл.-магн. поля. С. п. исследуют методами фотометрии; при этом не учитывают квант. природу света, принимая, что распределение энергии в С. п. непрерывно во времени и пространстве.

Л. Н. Капорский.

СВЕТОВО́Й ВЕ́КТОР, вектор плотности *светового потока*, определяет величину и направление переноса световой энергии. Абс. величина С. в.— отношение переносимой через площадку ΔS, перпендикулярную направлению переноса, в ед. времени световой энергии к величине этой площадки. Понятие «С. в.» используется гл. обр. в теор. фотометрии для количеств. описания *световых полей* и явл. фотометрич. аналогом *Пойнтинга вектора*. Так, напр., дивергенция С. в. определяет объёмную плотность поглощения или испускания света в данной точке светового поля. Проекция С. в. на любое направление, проходящее через точку, равна разности освещённостей двух сторон малой площадки, помещённой в этой точке перпендикулярно данному направлению. Размер и положение С. в. не зависят от системы координат.

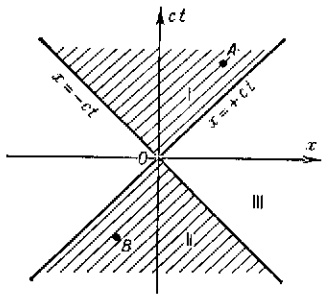
Иногда С. в. наз. вектор E *напряжённости электрического поля* эл.-магн. волны. Это связано с тем, что именно действие электрического поля на вещество приводит к поглощению, излучению, поляризации и др. оптическим явлениям.

Л. Н. Капорский.

СВЕТОВО́Й ГОД, внесистемная единица длины, применяемая в астрономии; 1 С. г. равен расстоянию, проходимому светом за 1 год. 1 С. г. $=0{,}3068$ *парсек* $=9{,}4605\cdot10^{15}$ м.

СВЕТОВО́Й КО́НУС, понятие, используемое при описании геом. св-в четырёхмерного пространства-времени в частной (специальной) и общей теории относительности. С. к., соответствующим данной точке пространства-времени, наз. трёхмерное подпространство в этом четырёхмерном пр-ве, образованное совокупностью *мировых линий* свободно распространяющихся световых сигналов (или любых ч-ц с нулевой массой покоя), проходящих через эту точку (вершину конуса). Т. о., каждой точке четырёхмерного пространства-времени соответствует свой С. к.

В случае, если справедлива частная теория относительности, геометрия пространства-времени явл. псевдоевклидовой, наз. г е о м е т р и е й М и н к о в с к о г о, в к-рой все точки пространства-времени равноправны. Поэтому достаточно рассмотреть С. к. с вершиной в начале координат O: $x=0$, $y=0$, $z=0$, $t=0$ (где x, y, z — пространств. координаты, t — время). Ур-ние поверхности С. к. с вершиной в O имеет вид: $c^2t^2-x^2-y^2-z^2=0$; оно инвариантно относительно *Лоренца преобразований*. Точки (события) с $x^2+y^2+z^2\leqslant c^2t^2$ и $t>0$, $t<0$ образуют



верхнюю и нижнюю полости С. к., соответственно — области I, II; события с $x^2+y^2+z^2>c^2t^2$ образуют область III вне С. к. Пересечение С. к. с плоскостью $y=0$, $z=0$ изображено на рис. Поверхность С. к. пересекает эту плоскость по прямым $x=\pm ct$. События A, лежащие в области I, образуют т. н. абс. будущее по отношению к событию O; событие O может оказать непосредств. воздействие на любое событие A, т. к. они могут быть связаны с O сигналами или вз-ствиями. События в области II образуют абс. прошедшее для события O; любое событие B может влиять на событие O, сигналы из B могут достичь O. События в области III не могут быть связаны с O никаким вз-ствием, т. к. никакие ч-цы и сигналы не распространяются быстрее света. Т. о., поверхность С. к. отделяет события, к-рые могут находиться в причинной связи с O, от событий, для к-рых это невозможно,— с этим связано фундам. значение понятия «С. к.». Наблюдатель, находящийся в O, может знать только о событиях в области II и воздействовать только на события в области I.

При наличии полей тяготения мировые линии, образующие поверхность С. к., уже не явл. прямыми; св-ва С. к. вблизи вершины такие же, как в частной теории относительности, но в целом они могут отличаться.

И. Ю. Кобзарев.

СВЕТОВО́Й ПОТО́К, *световая величина*, оценивающая *поток излучения*, т. е. мощность оптич. излучения, по вызываемому им световому ощущению, точнее, по его действию на се-

лективный приёмник света, спектр. чувствительность к-рого определяется ф-цией относит. *спектральной световой эффективности* излучения $V(\lambda)$ (λ — длина волны света в вакууме). Ед. С. п.— *люмен*. С. п. Φ_v связан с потоком излучения Φ_e соотношением

$$\Phi_v = K_m \int_0^\infty (d\Phi_e/d\lambda) V(\lambda) d\lambda,$$

где K_m — максимальное значение спектральной световой эффективности, равное ≈ 683 лм/Вт (при длине волны 555 нм). *Д. Н. Лазарев.*

СВЕТОВО́Й ПРОБО́Й (оптический пробой, оптический разряд, лазерная искра), переход вещества в результате интенсивной ионизации в состояние *плазмы* под действием эл.-магн. полей оптич. частот. Впервые С. п. наблюдался в 1963 при фокусировке в воздухе излучения мощного импульсного лазера на кристалле рубина, работающего в режиме модулированной добротности. При С. п. в фокусе линзы возникает искра, эффект воспринимается наблюдателем как яркая вспышка, сопровождаемая сильным звуком.

Для пробоя газов на оптич. частотах требуются огромные электрич. поля порядка 10^6—10^7 В/см, что соответствует интенсивности светового потока в луче лазера $\sim 10^9$—10^{11} Вт/см^2 (для сравнения, СВЧ-пробой атм. воздуха происходит при напряжённости поля $\sim 10^4$ В/см). Возможны два механизма С. п. газа под действием интенсивного светового излучения. Первый из них не отличается по своей природе от пробоя газов в полях не очень больших частот (сюда относится и СВЧ-диапазон). Первые затравочные эл-ны, появившиеся по тем или иным причинам в поле, сначала набирают энергию, поглощая фотоны при столкновениях с атомами газа,— этот процесс явл. обратным по отношению к тормозному испусканию квантов при рассеянии эл-нов нейтр. возбуждёнными атомами. Накопив энергию, достаточную для ионизации, эл-н ионизует атом, и вместо одного появляются два медленных эл-на, процесс повторяется. Так развивается лавина (см. также *Лавинный разряд*). В сильных полях такой процесс осуществляется достаточно быстро и в газе вспыхивает пробой. Второй механизм возникновения С. п., характерный именно для оптич. частот, имеет чисто квантовую природу. Эл-ны могут отрываться от атомов в результате многоквантового *фотоэффекта*, т. е. при одновременном поглощении сразу неск. фотонов. Одноквантовый фотоэффект в случае частот видимого диапазона невозможен, т. к. потенциалы ионизации атомов в несколько раз превышают энергию кванта. Так, напр., энергия фотона рубинового лазера равна 1,78 эВ, а *ионизационный потенциал* аргона равен 15,8 эВ, т. е. для отрыва эл-на требуется 9 фотонов. Обычно *многофотонные процессы* маловероятны, но скорость их резко повышается при увеличении плотности числа фотонов, а при тех высоких интенсивностях, при к-рых наблюдают С. п., вероятность их достигает значительной величины. В плотных газах, при давлениях порядка атмосферного и выше, всегда происходит лавинная ионизация, многофотонные процессы явл. здесь лишь причиной появления первых эл-нов. В разреженных же газах и в полях пикосекундных импульсов, когда эл-ны вылетают из области действия поля, не успев испытать много столкновений, лавина не развивается и С. п. возможен только за счёт непосредственного вырывания эл-нов из атомов под действием света. Это возможно только при очень сильных световых полях $>10^7$ В/см. При высоких давлениях С. п. наблюдается в гораздо более слабых полях. Весь механизм С. п. сложен и многообразен.

С. п. наблюдается и в конденсированных средах при распространении в них мощного лазерного излучения и может явиться причиной разрушения материалов и оптич. деталей лазерных устройств.

О возможных применениях плазмы, возникающей при С. п., см. в ст. *Лазерная плазма*.

● Райзер Ю. П., Лазерная искра и распространение разрядов, М., 1974; Барышин В. А., Хохлов Р. В., К вопросу о механизме светового пробоя в газе, «ЖЭТФ», 1966, т. 50, в. 2.

СВЕТОВО́Й ПУЧО́К, совокупность световых лучей, испускаемых элементом поверхности источника dS в пределах малого телесного угла $d\Omega$. Если яркость поверхности источника равна I, а ось пучка и нормаль к dS совпадают, то поток энергии, переносимой С. п., равен $d\Phi = I dS d\Omega$.

СВЕТОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, система *редуцированных фотометрических величин*, характеризующих свет в процессах его испускания, распространения и преобразования (отражение, пропускание и пр.). С. в. определяют по отношению к т. н. ср. человеческому светоадаптированному глазу (см. *Адаптация* глаза). Относительной спектр. чувствительностью этого условного приёмника света считают ф-цию относит. *спектральной световой эффективности*, нормализованную в результате эксперим. статистич. исследований (в них усреднение произведено как по большой совокупности глаз отдельных людей с нормальным зрением, так и по реакциям глаз одного и того же человека в разл. моменты времени). В табл. приведены осн. С. в. и единицы С. в. в *Международной системе единиц* (СИ). Их определения см. также в отд. статьях (*Световой поток*, *Люмен* и др.). *Д. П. Лазарев.*

ОСНОВНЫЕ СВЕТОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Величина	Обозначение	Связь с другими величинами	Единица	
			Наименование	Обозначение
Световой поток	Φ_v		люмен	лм
Световая энергия	Q	$Q = \int \Phi_v dt$	люмен-секунда	лм·с
Световая эффективность излучения	K	$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e}$	люмен на ватт	лм·Вт$^{-1}$
Сила света (источника в некотором направлении)	I	$I = \frac{d\Phi_v}{d\Omega}$	кандела	кд
Яркость (в заданной точке и в заданном направлении)	L	$L = \frac{d^2\Phi_v}{dA \cos\theta d\Omega}$	кандела на кв. метр (устаревшее название нит)	кд·м$^{-2}$
Освещённость (в точке поверхности)	E	$E = \frac{d\Phi_v}{dA}$	люкс	лк
Светимость (в точке поверхности)	M	$M = \frac{d\Phi_v}{dA}$	люмен на кв·метр	лм·м$^{-2}$
Экспозиция (световая экспозиция)	H	$H = \frac{dQ}{dA} = \int E dt$	люкс-секунда	лк·с
Освечивание	Θ	$\Theta = \int I dt$	кандела-секунда	кд·с
Спектральная плотность световой величины	X_λ	$X_\lambda = \frac{dX}{d\lambda}$		

Индекс v при Φ указывает на принадлежность Φ_v к системе световых величин, в отличие от энергетич. величины Φ_e (поток излучения). t — время; $d\Omega$ — элементарный телесный угол, в к-ром распространяется излучение; dA — площадь элемента поверхности; θ — угол между нормалью к элементу поверхности и направлением распространения излучения; X — любая световая величина.

СВЕТОВЫЕ ЕДИНИ́ЦЫ, единицы световых величин: *силы света*, *освещённости*, *яркости*, *светового потока* и т. д. Ед. силы света наз. *кандела* (кд, ранее свеча); она воспроизводится по *световым эталонам* и входит в качестве осн. единицы в Междунар. систему единиц (СИ). С. е. в этой

системе приведены в табл. к ст. *Световые величины*. Употребляются также др. единицы освещённости и яркости: 1 *фот* = 10^4 *люксов*; 1 *люмен* на кв. фут (лм/фут^2 или 1 фут-свеча) = = 10,764 люкса; 1 *стильб* = 10^4 кд/м^2; 1 *ламберт* = $10^4/\pi$ кд/м^2; 1 фут-ламберт = 3,426 кд/м^2. *Д. П. Лазарев.*

СВЕТОВЫЕ ИЗМЕРЕ́НИЯ, количественные определения величин, характеризующих *оптическое излучение*, оптич. св-ва материалов (прозрачность, отражат. способность) и пр. С. и. производятся приборами, в состав к-рых входят приёмники света. В простейших случаях в диапазоне видимого света приёмником, с помощью к-рого оцениваются *световые величины*, служит человеческий глаз. Подробно о С. и. см. в ст. *Фотометрия*.

СВЕТОВЫЕ ЭТАЛО́НЫ, меры, воспроизводящие с наивысшей достижимой точностью единицы *световых величин* для их хранения и передачи; обеспечивают единство световых измерений. В качестве С. э. в разное время применялись: пламя свечи или лампы с заданными хар-ками (размеры пламени, топливо и пр.); 1 см^2 поверхности платины при темп-ре затвердевания; электрич. лампы накаливания. Различают первичный и вторичные С. э. Первичный С. э. единицы *силы света* — канделы, был осуществлён в 8 национальных лабораториях в виде т. н. полного излучателя, обладающего свойствами абсолютно чёрного тела, при темп-ре затвердевания платины. Его яркость $6 \cdot 10^5$ кд/м^2, междунар. согласованность ок. 0,6% при внутрилабораторной погрешности $\pm 0{,}2\%$. Этот С. э. действовал по междунар. соглашению с 1948 по 1979. В 1979 междунар. решением принято новое определение канделы, устанавливающее её связь с ваттом монохроматического излучения вне зависимости от способа воспроизведения. Вторичные С. э. для единиц силы света и освещённости и для единицы *светового потока* представляют собой группы светоизмерит. ламп накаливания разл. устройства и разной цветовой темп-ры.

В. Е. Карташевская.

СВЕТОДАЛЬНОМЕ́Р (дальномер оптический), прибор для измерения расстояний по времени прохождения *оптическим излучением* (светом) измеряемого расстояния. С. содержит источник оптич. излучения, устройство управления его параметрами, передающую и приёмную системы, фотоприёмное устройство и устройство измерения временны́х интервалов. С. делятся на импульсные и фазовые в зависимости от методов определения времени прохождения излучением расстояния от объекта и обратно (см. *Светодальнометрия*).

В и м п у л ь с н о м С. источником излучения чаще всего является *лазер*, излучение к-рого формируется в виде коротких импульсов. Для измерения медленно меняющихся расстояний используют одиночные импульсы, при быстро изменяющихся расстояниях применяется импульсный режим излучения. *Твердотельные лазеры* допускают частоту следования импульсов излучения до 50—100 Гц, полупроводниковые — до 10^4—10^5 Гц. Формирование коротких импульсов излучения в твердотельных лазерах осуществляется механич., электрооптич. или акустооптич. затворами или их комбинациями (см. *Оптический затвор*). *Инжекционные лазеры* управляются током инжекции.

В ф а з о в ы х С. в качестве источников света применяются накальные или газосветные лампы, *светодиоды* и почти все виды лазеров. С. со светодиодами обеспечивают дальность действия до 2—5 км, с *газовыми лазерами* при работе с оптич. отражателями на объекте — до 100 км, а при диффузном отражении от объектов — до 0,8 км; аналогично, С. с *полупроводниковыми лазерами* обеспечивает дальность действия 15 и 0,3 км. В фазовых С. излучение модулируется интерференционными, акустооптич. и электрооптич. модуляторами (см. *Модуляция света*). В СВЧ фазовых С. преим. применяются электрооптич. модуляторы на резонаторных и волноводных СВЧ структурах.

В импульсных С. обычно в качестве фотоприёмного устройства применяются *фотодиоды*, в фазовых С. фотоприём осуществляется на фотоэлектронные умножители. Чувствительность фотоприёмного тракта С. может быть увеличена на неск. порядков применением оптич. гетеродинирования. Дальность действия такого С. ограничивается длиной когерентности (см. *Когерентность*) передающего лазера, при этом возможна регистрация перемещений и колебаний объектов до 0,2 км.

Измерение временны́х интервалов чаще всего осуществляется счётно-импульсным методом. *Ю. В. Попов.*

СВЕТОДАЛЬНОМЕ́ТРИЯ, измерение расстояний по времени распространения *оптического излучения* (света) от точки, в к-рой расположен источник излучения, до объекта, отражающего или рассеивающего это излучение. При этом измеряемое расстояние $D = \frac{v}{2}\tau$, где v — скорость распространения света в среде, а τ — время прохождения им двойного измеряемого расстояния.

Величина τ может измеряться и м п у л ь с н ы м или ф а з о в ы м методом. В первом случае излучение посылается короткими импульсами и измеряется интервал между фронтами или энергетич. максимумами излучённого и отражённого импульсов. Во втором случае непрерывное излучение модулируется с высокой частотой f и значение τ определяется по запаздыванию фазы принимаемого отражённого излучения $\Delta\varphi$ по отношению к фазе испускаемого: $D = \frac{v}{4\pi f}\Delta\varphi$. При этом однозначный результат получается лишь при измерении расстояний, дающих сдвиг фазы $\Delta\varphi < 2\pi$. Для однозначного определения бо́льших расстояний измерения производятся последовательно на неск. разл. частотах модуляции.

Существенным для С. явл. значение скорости распространения оптич. излучения вдоль измеряемого расстояния, определяемой показателем преломления. Последний изменяется с темп-рой (ок. 10^{-6} на 1 К), давлением и влажностью и зависит от длины волны излучения. Определить его ср. значение в момент измерения позволяет последоват. измерение расстояния на неск. длинах волн излучения (т. н. р е ф р а к т о м е т р и ч е с к а я С.).

Идея С. была высказана А. Майкельсоном (США), первый *светодальномер* был реализован А. А. Лебедевым в 1936, большое развитие С. получила после разработки *лазеров*. Импульсная лазерная С. обеспечивает при длительности импульсов излучения 20—100 нс ошибку измерения 5—10 м. Применение систем с накоплением сигнала даёт ошибку менее 1 м. При энергии излучения в импульсе ок. 0,3 Дж достигается дальность действия по протяжённым объектам до 20 км.

Лазерная импульсная С. применяется для измерения высоты облаков, для измерения высот полёта летательных аппаратов при аэрофотосъёмке, для точного определения орбиты ИСЗ, снабжённого уголковым отражателем, что важно для геодезич. целей, и т. д.

Фазовая С. находит применение в основном в топографо-геодезич. работах, инженерных изысканиях, машиностроении, гляциологии, гидротехнике (СВЧ светодальномеры, позволяющие при частоте модуляции выше 10^8 Гц снизить инструментальную ошибку до 0,2—0,5 мм).

Дифференцирование данных о расстоянии до объекта как в фазовой, так и в импульсной С. позволяет получить значение радиальной скорости его перемещения (светодальномерные системы стыковки в космосе). Определяя пространств. распределение расстояний до отражающих поверхностей, получают данные о профиле этих поверхностей (светодальномерная профилометрия). Последняя используется для определения профиля антенн радиотелескопов, корпусов судов, при изучении подвижек льда и т. д. Светодальномерный профилометр применим для автономного ориентирования планетоходов.

● В а ф и а д и В. Г., П о п о в Ю. В., Скорость света и ее значение в науке и технике, Минск, 1970; П р и л е п и н М. Т., Г о л у б е в А. Н., Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях, М., 1972.

Ю. В. Попов.

СВЕТОДИО́Д (светоизлучающий диод), полупроводниковый прибор, преобразующий электрич. энергию в энергию оптич. излучения на основе явления инжекционной *электролюминесценции*, происходящей в ПП кристалле с *электронно-дырочным переходом* или *гетеропереходом* либо контактом металл — *полупроводник*. В С. при протекании в нём пост. или перем. тока в область полупроводника, прилегающую к такому переходу (контакту), инжектируются избыточные носители тока — эл-ны и дырки; их *рекомбинация* сопровождается оптич. излучением. С. испускают некогерентное излучение с узким спектром. Длина волны излучения зависит от ПП материала и его легирования. Яркость излучения большинства С. находится на уровне 10^3—10^5 кд/м². Кпд С. видимого излучения составляет от 0,01% до неск. процентов. В С. ИК излучения с целью понижения потерь на полное внутр. отражение и поглощение в теле кристалла для последнего выбирают полусферич. форму, а для улучшения хар-к направленности излучения С. помещают в параболич. или конич. отражатель. Кпд С. с полусферич. формой кристалла достигает 40%.

Пром-сть выпускает дискретные и интегральные (многоэлементные) С. Дискретные С. видимого излучения используют в качестве сигнальных индикаторов; интегральные С.— цифро-знаковые индикаторы, многоцветные панели — применяют в разл. системах отображения информации. С. ИК излучения находят применение в устройствах *оптической локации*, *оптической связи*, в *светодальномерах* и т. д. В ряде областей применения С. конкурирует с родственным ему прибором — инжекционным лазером (см. *Полупроводниковый лазер*), к-рый в отличие от С. генерирует когерентное излучение.

● Берг А., Дин П., Светодиоды, пер. с англ., М., 1979. *Н. Г. Елисеев.*

СВЕТОЛОКА́ЦИЯ, см. *Оптическая локация*.

СВЕТОПРОВО́Д, то же, что *световод*.

СВЕТОСИ́ЛА, величина, позволяющая сравнивать *освещённости* в плоскостях изображений разл. оптич. систем. Без учёта потерь световой энергии на поглощение и отражение в оптич. системе т. н. геометрическая С. есть квадрат *относительного отверстия* системы, т. е. $(D/f)^2$, где D — диаметр входного зрачка системы (см. *Диафрагма* в оптике), f — её фокусное расстояние. Умножение геом. С. на коэфф. τ, характеризующий потери, даёт физическую (или эффективную) С. Её повышают, уменьшая потери света с помощью *просветления оптики*. В плоскости изображения осесимметричной оптич. системы освещённость E есть отношение *светового потока*, прошедшего систему, к площади изображения и выражается формулой: $E=\pi B\tau\sin^2 u'$, где B — яркость объекта, u' — угловая *апертура* пространства изображений. Для достаточно (практически бесконечно) удалённых объектов плоскость их изображений совпадает с фокальной плоскостью (см. *Фокус* в оптике). В этом случае $\sin u'=D/2f$, и для расчёта освещённости и, следовательно, С. получают соотношение $E=\frac{\pi}{4}B\tau(D/f)^2$. *Л. Н. Капорский.*

СВЕТОФИ́ЛЬТР, устройство, меняющее спектральный состав и энергию падающего на него *оптического излучения*. Осн. хар-ка С.— спектральная зависимость его *пропускания коэффициента* τ (или оптич. плотности $D=-\lg\tau$) от частоты (длины волны λ) излучения. Селективные С. предназначены для отрезания (поглощения) или выделения к.-л. участка спектра. В сочетании с *приёмниками оптического излучения* эти С. изменяют *спектральную чувствительность* приёмников. Нейтральные С. равномерно ослабляют поток излучения в определённой области спектра. Действие С. может быть основано на любом оптич. явлении, обладающем спектральной избирательностью,— на *поглощении света* (абсорбционные С.), *интерференции света* (интерференционные С.), *отражении света* (отражательные С.), *дисперсии света* (дисперсионные С.) и пр.

Наиболее распространены стеклянные абсорбционные С., к-рые отличаются постоянством спектральных хар-к, устойчивостью к воздействию света и темп-ры, высокой оптич. однородностью. Пром-стью выпускается более 100 марок цветных стёкол для С. На рис. 1 приведены спектральные кривые пропускания нек-рых из них. Используя одно, два, а иногда и три стекла и меняя их толщину, можно получать С. с разнообразными спектральными св-вами. Абсорбционные С. из окрашенной желатины и др. органич. материалов применяются реже вследствие низких механич. прочности и термич. устойчивости, а также довольно быстрого выцветания. Положит. качества таких С.— большое разнообразие спектральных хар-к и простота изготовления. Жидкостные абсорбционные С. используют сравнительно редко. К их достоинствам относится возможность изготовления в лабораторных условиях и плавное изменение хар-к С. при изменении концентраций компонентов раствора. В нек-рых случаях, напр. для выделения УФ области спектра, применяют газовые абсорбционные С. Полупроводниковые С. иногда используют в ИФ области спектра, где они обладают резкими границами пропускания.

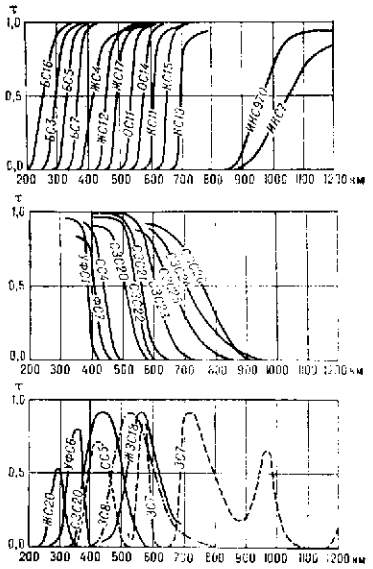


Рис. 1. Спектральные кривые пропускания нек-рых стеклянных абсорбционных светофильтров толщиной 3 мм.

Отражающие селективные и нейтральные С. изготовляют нанесением металлич. плёнок на кварцевую или стеклянную подложку. Селективные отражающие С. с раал. кривыми отражения получают также, комбинируя слои разной толщины в многослойных диэлектрич. зеркалах (см. *Оптика тонких слоёв*).

Интерференционные С. (рис. 2) состоят из двух полупрозрачных зеркал (напр., слоёв серебра) и помещённого между ними слоя диэлектрика оптич. толщины $\lambda/2$, λ, $3\lambda/2$ (λ — длина волны в максимуме пропускания). В проходящем свете

Рис. 2. Схема интерференционного светофильтра.

интерферируют лучи, непосредственно прошедшие через С. и отражённые чётное число раз от полупрозрачных слоёв, в отражённом свете интерферируют лучи, отражённые 1, 3, 5 и более раз. В результате в проходящем свете остаются лучи с длиной волны, равной удвоенной толщине слоя диэлектрика, а в отражённом свете эти лучи отсутствуют. Кривые пропускания таких С. показаны на рис. 3. Интерференционные С. выделяют узкие области спектра (до 1,5—2 нм) с меньшими потерями света, чем абсорбционные. Их недостаток — наличие значительного фона вне полос пропускания и зависимость положения этих полос от угла падения лучей света. Интерференционно-

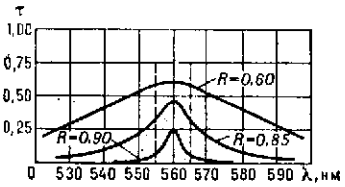


Рис. 3. Кривые пропускания интерференционных светофильтров: R — коэфф. отражения серебряных слоёв.

поляризационные С., в к-рых используется явление *интерференции поляризованных лучей*, могут выделять сверхузкие спектральные области (до 10^{-2} нм) при полном отсутствии фона. Однако такие С. применяют редко (гл. обр. в астрофиз. исследованиях), т. к. они представляют собой сложные оптич. системы, очень чувствительные к темп-ре и другим внеш. влияниям.

В дисперсионных С. максимум пропускания (минимум отражения) приходится на ту длину волны λ_0, для к-рой равны *преломления показатели* n_1 и n_2 двух сред. Чем больше спектральное удаление от λ_0, тем больше отличаются n_1 от n_2 и тем меньше пропускание (см. *Френеля формулы*). Выделение спектрального интервала более эффективно, если в-во с n_2 (погружённое в среду с n_1) размельчить. Обычно дисперсионные С. изготовляют из порошков бесцветных стёкол, залитых органич. жидкостями. Изменяя n_1, изменяют λ_0. То же происходит при изменении темп-ры. Высокая температурная чувствительность приводит к необходимости термостатирования дисперсионных С., что ограничивает их использование.

С. служат для выделения или устранения определённой спектральной области в науч. исследованиях, в *фотометрии*, спектрофотометрии, колориметрии; сочетаются почти со всеми оптич. приборами и *спектральными приборами*. В фотографич. и кинематографич. практике их применяют для уменьшения рассеяния дымкой, улучшения цветопередачи и передачи светотени, съёмки в ИК лучах. В светотехнике они употребляются для сигнализации, цветного освещения и т. п. С. необходимы для предотвращения нежелательного нагревания, действия ИК излучения, фотохим. и иных действий УФ излучения.

● Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Техника и практика спектроскопии, М., 1972; Каталог цветного стекла, М., 1967; Оптические материалы для инфракрасной техники, М., 1965; Крылова Т. Н., Альбом спектральных кривых коэффициента отражения тонких неповлощающих слоёв на поверхности стекла, Л., 1956.

Т. И. Вейнберг.

СВЕЧА, старое название ед. силы света СИ, совр. название *кандела*.

СВИСТКИ, *газоструйные излучатели*, преобразующие кинетич. энергию струи в энергию акустич. колебаний. В отличие от *сирен*, в С. нет движущихся деталей, поэтому они более просты по конструкции и удобны в эксплуатации. По типу рабочего тела и среды, для к-рой они предназначены, С. подразделяются на газовые и жидкостные.

Наиболее распространены три типа газовых С. — вихревые, *Гальтона свистки* и неск. разновидностей «губных» С. (напр., свисток Левавассёра). Вихревой С. представляет собой цилиндрич. камеру *2* (рис. 1), в к-рую газ подаётся через тангенциально расположенную трубку *1*. Образовавшийся в камере вихревой поток поступает в находящуюся на оси выходную трубку *3* меньшего диаметра, где интенсивность вихря резко возрастает и благодаря этому давление в его ядре становится значительно ниже атмосферного; перепад давлений периодически выравнивается в результате

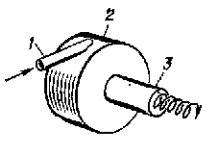


Рис. 1. Схема вихревого свистка.

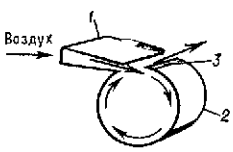


Рис. 2. Схема губного свистка.

проскока газа из атмосферы в выходную трубку и нарушения структуры вихря. Мощность вихревых С. в УЗ диапазоне (до 30 кГц) обычно неск. Вт. Вихревые С. используются в газовых горелках для распыления топлива в форсунках или для обработки суспензий. Жидкостные вихревые С., выполненные по принципу газовых, применяются для получения эмульсий.

Губной С. (рис. 2) состоит из щелевого сопла *1* и резонансной камеры *2* (чаще всего цилиндрич. типа). Воздух, подаваемый в сопло, разбивается острым краем *3* резонатора на два потока: один выходит в окружающую среду, другой попадает в камеру, повышая в ней давление. Через определённые промежутки времени, зависящие от размеров камеры, второй поток прерывает осн. струю, вследствие чего возникают периодич. сжатия и разрежения воздуха, распространяющиеся в виде акустич. волн. Обычно губные С. работают при давлениях воздуха, не превышающих 0,4 кг/см², с акустич. мощностью порядка 1 Вт. Существуют конструкции, позволяющие получить мощность до неск. кВт.

Из жидкостных С. наибольшее распространение получили пластинчатый и стержневой типы (подробнее см. *Гидродинамический излучатель*).

● Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Ультразвук, М., 1979 (Маленькая энциклопедия).

Ю. Я. Борисов.

СВИСТЯЩИЕ АТМОСФЕ́РИКИ, *импульсные сигналы*, генерируемые в земной атмосфере при разряде молний. С. а. имеют широкий частотный спектр с максимумом в области частот $\omega \sim 1-10$ кГц. Генерируемые у поверхности Земли радиоволны такой частоты распространяются вдоль силовых линий магн. поля Земли, проникают через ионосферу и достигают снова поверхности Земли в магнитосопряжённой точке. Скорость *распространения радиоволн* при этом пропорц. $\sqrt{\omega}$ (см. *Дисперсия волн*). Поэтому широкополосный приёмник, находящийся на большом расстоянии от источника сигналов, фиксирует сначала высокочастотные компоненты спектра сигнала, затем — более низкие. Наблюдатель воспринимает эти сигналы на слух как характерные «свисты» с постепенно понижающейся частотой.

СВОБО́ДНАЯ ЭНЕ́РГИЯ, одно из названий изохорно-изотермического термодинамич. потенциала или *Гельмгольца энергии*. С. э. (A или F) определяется как разность между *внутренней энергией* термодинамич. системы (U) и произведением её *энтропии* (S) на темп-ру (T): $F = U - TS$. Величину TS, вычитаемую при нахождении С. э. из значения внутр. энергии, иногда наз. с в я з а н н о й э н е р г и е й.

СВОБО́ДНАЯ ЭНТАЛЬПИ́Я, см. *Гиббса энергия*.

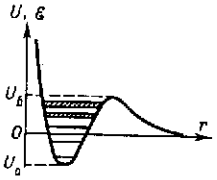
СВОБО́ДНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ (собственные колебания), колебания в механич., электрич. или к.-л. др. системе, совершающиеся при отсутствии внеш. воздействия за счёт первоначально внесённой энергии (потенциальной или кинетической, напр. в механич. системах через нач. смещения или нач. скорости). В реальных системах вследствие рассеяния энергии С. к. всегда затухающие. В *линейных системах* С. к. представляют собой суперпозицию *нормальных колебаний*. Подробнее см. *Колебания*.

СВЯЗА́ННОЕ СОСТОЯ́НИЕ, состояние системы ч-ц, при к-ром их относит. движение происходит в ограниченной области пр-ва (явл. финитным) в течение длит. времени по сравнению с характерными для данной системы периодами. Природа изобилует С. с.: от звёздных скоплений и макроскопич. тел до микрообъектов — молекул, атомов, ат. ядер. Многие т. н. элем. ч-цы (*адроны*), по-видимому, являются С. с. более фундам. ч-ц материи — *кварков*.

Для образования С. с. необходимо наличие сил притяжения, по крайней мере между частью ч-ц системы на нек-рых расстояниях между ними. Для с т а б и л ь н ы х С. с. масса системы меньше суммы масс составляющих её ч-ц; разность Δm между ними определяет энергию связи системы: $\mathcal{E}_{св} = \Delta m c^2$.

В к л а с с и ч е с к о й м е х а н и к е С. с. описываются финитными ре-

шениями ур-ний движения системы, когда траектории всех её ч-ц сосредоточены в ограниченной области пр-ва. Пример — задача Кеплера о движении ч-цы (или планеты) в поле тяготения. В классич. механике система из двух притягивающихся ч-ц всегда может образовать С. с. Если область расстояний, на к-рых ч-цы



Пример зависимости потенц. энергии U от расстояния r между ч-цами, иллюстрирующий существование областей стабильных и квазистабильных связанных состояний.

Стабильные связанные состояния лежат в области энергий $\mathscr{E}<0$ (меньших значения U при $r\to\infty$); им соответствуют дискр. уровни энергии. При $\mathscr{E}>0$ стабильных связанных состояний не существует, однако в области $0<\mathscr{E}<U_б$, где $U_б$ — высота потенц. барьера, при нек-рых значениях $\mathscr{E}$ могут существовать квазистабильные связанные состояния, время жизни к-рых определяется вероятностью туннельного перехода через потенц. барьер и может быть (особенно для ч-ц большой массы) весьма велико. Для макроскопич. тел (движение к-рых описывается законами классич. механики) стабильные связанные состояния могут иметь любую энергию в области $U_0<\mathscr{E}<U_б$.

притягиваются, отделена энергетич. *потенциальным барьером* от области, в к-рой они отталкиваются (рис.), то ч-цы также могут образовывать стабильные С. с.

В квантовой механике, в отличие от классической, для образования С. с. ч-ц необходимо, чтобы потенц. энергия притяжения и радиус действия сил были достаточно велики (см. *Потенциальная яма*, *Нулевая энергия*). Кроме того, в потенц. яме типа изображённой на рис. из-за возможности выхода ч-ц из области притяжения вследствие *туннельного эффекта* не образуется стабильных С. с., если энергия ч-цы больше потенц. энергии на бесконечности. Однако если вероятность туннельного перехода мала (в классич. пределе она равна нулю), то ч-ца в такой потенц. яме может находиться достаточно длит. время (по сравнению с периодами движения в яме). Поэтому наряду со стабильными С. с. существуют нестабильные (мета- или квазистабильные) С. с., к-рые с течением времени распадаются. Напр., нестабильными С. с. по отношению к α-распаду или (и) делению явл. ядра нек-рых тяжёлых элементов.

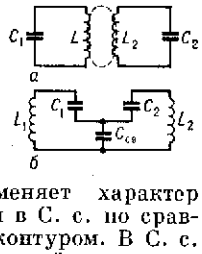
В крайне релятив. случае, когда энергия связи системы сравнима с энергией покоя её ч-ц, решение проблемы С. с. требует привлечения квант. теории поля (КТП). Точного решения такой задачи в совр. КТП не существует; нек-рые из развиваемых приближённых методов позволяют одинаковым образом рассматривать как стабильные, так и нестабильные адроны, включая *резонансы*.

В. Я. Файнберг.

СВЯЗАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ, свободные колебания *связанных систем*, состоящих из взаимодействующих одиночных (парциальных) колебат. систем. С. к. имеют сложный вид вследствие того, что колебания в одной парциальной системе влияют через связь (в общем случае диссипативную и нелинейную) на колебания в другой. В *линейных системах* С. к. могут быть представлены в виде суперпозиции *нормальных колебаний*, число к-рых равно числу парциальных систем, но частоты не совпадают с собственными частотами уединённых парциальных систем. С. к., являющиеся суперпозицией двух или неск. нормальных колебаний с близкими частотами, воспринимаются как *биения*.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., М., 1974 (Берклеевский курс физики, т. 3).

СВЯЗАННЫЕ СИСТЕ́МЫ колебательные, колебат. системы с двумя и более степенями свободы, рассматриваемые как совокупность систем с одной степенью свободы каждая (парциальных систем), взаимодействующих между собой. Пример С. с.— два или неск. *колебательных контуров* (рис.), у к-рых колебания в одном контуре из-за наличия связи вызывают колебания в других. В С. с. происходит переход энергии из одного контура в другой.



Схемы простейших колебат. систем: *а* — индуктивная связь; *б* — ёмкостная связь; C — ёмкости; L — индуктивности.

Наличие связи изменяет характер резонансных явлений в С. с. по сравнению с одиночным контуром. В С. с. *резонанс* наступает всякий раз, когда частота внеш. воздействия совпадает с одной из частот собственных колебаний всей системы, отличающихся от парциальных частот отдельных контуров. Напр., в С. с., состоящей из двух контуров, резонанс наступает на двух разл. частотах.

СВЯЗИ МЕХАНИЧЕСКИЕ, ограничения, налагаемые на положение или движения механич. системы. Обычно С. м. осуществляются с помощью к.-н. тел. Примеры таких С. м.— поверхность, по к-рой скользит или катится тело; нить, на к-рой подвешен груз; шарниры, соединяющие звенья механизмов, и т. п. Если положения точек механич. системы по отношению к данной системе отсчёта определять их декартовыми координатами x_k, y_k, z_k ($k=1, 2, \ldots, n$, где n — число точек системы), то ограничения, налагаемые С. м., могут быть выражены в виде равенств (или неравенств), связывающих координаты x_k, y_k, z_k, их первые производные по времени $\dot{x}_k$, $\dot{y}_k$, $\dot{z}_k$ (т. е. скорости точек системы) и время t.

С. м., налагающие ограничения только на положения (координаты) точек системы и выражающиеся ур-ниями вида

$$f(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots, t)=0, \quad (1)$$

наз. геометрическими. Если же С. м. налагают ограничения ещё и на скорости точек системы, то они наз. кинематическими, а их ур-ния имеют вид:

$$\Phi(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots, \dot{x}_k, \dot{y}_k, \dot{z}_k, \ldots, t)=0. \quad (2)$$

Когда ур-ние (2) может быть проинтегрировано по времени, соответствующая кинематич. связь наз. интегрируемой и эквивалентна геом. связи. Геом. и интегрируемые кинематич. связи носят общее назв. голономных С. м. (см. *Голономные системы*). Кинематич. неинтегрируемые С. м. наз. неголономными (см. *Неголономные системы*).

С. м., не изменяющиеся со временем, наз. стационарными (их ур-ния не содержат явно время t), а С. м., изменяющиеся со временем, наз. нестационарными. Наконец, С. м., при к-рых каждому возможному перемещению точек системы соответствует перемещение прямо противоположное по направлению, наз. удерживающими [их ур-ния выражаются равенствами вида (1), (2)], а С. м., не удовлетворяющие этому условию (напр., гибкая нить, допускающая перемещение вдоль нити только в одном направлении), наз. неудерживающими и их ур-ния выражаются неравенством вида $f(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots)\geqslant 0$.

Методы решения задач механики существенно зависят от характера С. м., налагаемых на систему. Эффект действия С. м. можно учитывать введением соответствующих сил, наз. реакциями связей; при этом для определения реакций (или для их исключения) к ур-ниям равновесия или движения системы должны присоединяться ур-ния связей вида (1) или (2). С. м., для к-рых сумма элементарных работ всех реакций на любом возможном перемещении системы равна нулю, наз. идеальными (напр., лишённая трения поверхность или гибкая нить). Для механич. систем с идеальными С. м. можно сразу получить ур-ния равновесия или движения, не содержащие реакций связей, используя *возможных перемещений принцип*, *Д'Аламбера — Лагранжа принцип* или *Лагранжа уравнения*.

● См. лит. при ст. *Механика* и *Динамика*.

С. М. Targ.

СГС СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц, система единиц физ. величин с 3 осн. единицами: длины — сантиметр, массы — грамм, времени — секунда; принята 1-м Междунар. конгрессом электриков (Париж, 1881) в качестве системы единиц, охватывающей механику и

электродинамику. Для электродинамики первоначально были приняты две СГС с. е.: эл.-магн. (СГСМ) и электростатическая (СГСЭ). В основу построения этих систем был положен *Кулона закон* вз-ствия электрич. зарядов (СГСЭ) и магн. зарядов (СГСМ). В СГСМ с. е. магн. проницаемость вакуума (*магнитная постоянная*) $\mu_0=1$, а электрич. проницаемость вакуума (*электрическая постоянная*) $\varepsilon_0=1/c^2$ с^2/см^2, где c — *скорость света*. Единицей СГСМ *магнитного потока* явл. *максвелл* (Мкс, Mx), *магнитной индукции* — *гаусс* (Гс, Gs), напряжённости магн. поля — *эрстед* (Э, Oe), *магнитодвижущей силы* — *гильберт* (Гб, Gb). Электрич. единицам в этой системе собств. наименований не присвоено. В СГСЭ с. е. $\varepsilon_0=1$, $\mu_0=1/c^2$ с^2/см^2. Электрич. единицы СГСЭ собств. наименований не имеют; размер их, как правило, неудобен для измерений; применяют их гл. обр. в теор. работах.

Со 2-й пол. 20 в. наибольшее распространение получила т. н. с и м м е т р и ч н а я СГС с. е. (её наз. также смешанной или системой единиц Гаусса). В симметричной СГС с. е. $\mu_0=1$ и $\varepsilon_0=1$. Магн. единицы этой системы равны единицам СГСМ, а электрические — единицам системы СГСЭ.

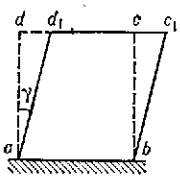
На основе СГС с. е. были созданы также система тепловых единиц СГС °С (см — г — с — °С), световых единиц СГСЛ (см — г — с — люмен) и единиц радиоактивности и ионизующих излучений СГСР (см — г — с — рентген). Применение СГС с. е. допускается в теор. работах по физике и астрономии.

Величина	Единицы системы			
	СИ	СГСМ	СГСЭ	СГС симметричная
Сила	1 Н	10^{-5} Н	10^{-5} Н	1 дин$=10^{-5}$ Н
Работа, энергия	1 Дж	10^{-7} Дж	10^{-7} Дж	1 эрг$=10^{-7}$ Дж
Динамич. вязкость	1 Па·с	0,1 Па·с	0,1 Па·с	1 П$=0,1$ Па·с
Кинематич. вязкость	1 м^2/с	10^{-4} м^2/с	10^{-4} м^2/с	1 Ст$=10^{-4}$ м^2/с
Давление	1 Па	0,1 Па	0,1 Па	1 дин/см$^2=0,1$ Па
Сила тока	1 А	10 А	(10/c) А	(10/c) А $\approx \frac{1}{3\cdot10^9}$ А
Электрич. заряд	1 Кл	10 Кл	(10/c) Кл	(10/c) Кл $\approx \frac{1}{3\cdot10^9}$ Кл
Электрич. напряжение	1 В	10^{-8} В	10^{-8} сВ	$10^{-8}c$ В ≈ 300В
Электрич. сопротивление	1 Ом	10^{-9} Ом	10^{-9} c^2 Ом	$10^{-9}c^2$ Ом $\approx 9\times10^{11}$ Ом
Электрич. ёмкость	1 Ф	10^9 Ф	($10^9/c^2$) Ф	($10^9/c^2$) Ф $\approx \frac{1}{9}\times10^{-11}$ Ф
Напряжённость магн. поля	1 А/м	$10^3/(4\pi)\ \frac{А}{м}$	$10^3/(4\pi\cdot c)\ \frac{А}{м}$	1 Э$=10^3/(4\pi)\ \frac{А}{м}\approx 79,6\ \frac{А}{м}$
Магн. индукция	1 Тл	10^{-4} Тл	$10^{-4}c$ Тл	1 Гс$=10^{-4}$ Тл
Магн. поток	1 Вб	10^{-8} Вб	$10^{-8}c$ Вб	1 Мкс$=10^{-8}$ Вб

Соотношения важнейших единиц трёх указанных выше систем СГС и соответственных единиц СИ приведены в таблице.

● Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 2 изд., М., 1977.

СДВИГ, простейшая деформация тела, вызываемая касат. напряжениями т. С. явл. мерой искажения углов элементарных параллелепипедов (рис.), на к-рые можно разбить однородное тв. тело, — прямоугольный параллелепипед $abcd$ превращается в косоугольный abc_1d_1. Перемещение d_1d наз. а б с о л ю т н ы м С. грани dc относительно грани ad; угол γ наз. углом С., а $\mathrm{tg}\gamma$ — о т н о с и т е л ь н ы м С. Ввиду малости γ можно считать $\mathrm{tg}\gamma=\gamma$. Если по граням параллелепипеда действуют только касат. напряжения т, С. наз. ч и с т ы м. В пределах упругости для изотропного материала относит. С. связан с т *Гука законом*: $\tau=G\gamma$, где G — модуль С. для данного материала (см. *Модули упругости*). На практике С. часто сопутствует растяжению и сжатию, когда одновременно с нормальными возникают и касат. напряжения.



СДВИГ УРОВНЕЙ, небольшое отклонение *тонкой структуры* уровней энергии атома водорода и водородоподобных атомов от предсказаний релятив. квант. механики, основанных на *Дирака уравнении*. Согласно точному решению этого ур-ния, ат. уровни энергии двукратно вырождены: энергии состояний с одинаковым гл. квант. числом $n=1, 2, 3, \ldots$ и одинаковым числом полного момента $j=1/2, 3/2, \ldots$ должны совпадать независимо от двух возможных значений орбит. квант. числа $l=j\pm1/2$. Однако в 1947 амер. учёные У. Лэмб и Р. Ризерфорд методом радиоспектроскопии измерили расщепление вырожденных уровней $2S_{1/2}$ ($n=2$, $l=0$, $j=1/2$) и $2P_{1/2}$ ($n=2$, $l=1$, $j=1/2$) в атоме водорода — т. н. л э м б о в с к и й с д в и г. Эксперим. значение этой величины (в ед. частоты $\Delta\nu=\Delta\mathcal{E}/h$) $\Delta\mathcal{E}_L=1057{,}86(2)$ МГц. Теоретически лэмбовский сдвиг объяснён и вычислен в рамках квант. электродинамики. Осн. вклад дают два радиац. эффекта (*радиационные поправки*): 1) испускание и поглощение связ. эл-ном виртуальных фотонов (см. *Виртуальные частицы*), что приводит к изменению эфф. массы эл-на и возникновению у него аномального магн. момента; 2) возможность виртуального рождения и аннигиляции в вакууме электрон-позитронных пар (*поляризация вакуума*), что искажает кулоновский потенциал ядра на расстояниях порядка *комптоновской длины волны* эл-на ($\sim10^{-11}$ см). Найден также вклад эффектов движения и структуры ядра атома водорода (протона). Совр. теор. значение лэмбовского сдвига в атоме водорода $\Delta\mathcal{E}_L^{\text{теор}}=1057{,}87(2)$ МГц полностью согласуется с экспериментальным, что блестяще подтверждает осн. положения квант. электродинамики. Хорошо согласуются измеренные и вычисленные сдвиги др. уровней, а также в др. водородоподобных атомах (D, He^+ и т. п.).

Р. Н. Фаустов.

СДВИГА МОДУЛЬ, см. *Модули упругости*.

СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ, поперечные *упругие волны*, распространяющиеся в тв. телах. Смещения ч-ц в С. в. перпендикулярны направлению распространения волны, а деформации явл. деформациями сдвига. Фазовая скорость С. в. $c_t=\sqrt{G/\rho}$, где G — модуль сдвига материала, ρ — его плотность. В анизотропных тв. телах (кристаллах) С. в. могут распространяться только в определённых направлениях, причём их фазовая скорость зависит от направления. При произвольном направлении распространения волны в кристалле движение ч-ц в ней усложняется и она превращается в квазипоперечную волну. На гиперзвуковых частотах $>10^9$ Гц С. в. могут существовать и в жидкости за счёт наличия у неё в этом частотном диапазоне модуля сдвига.

● См. лит. при ст. *Упругие волны*.

И. А. Викторов.

СЕГНЕ́ТОВА СОЛЬ, двойная натриево-калиевая соль винной кислоты $NaKC_4H_4O_6\cdot4H_2O$. Названа в честь открывшего её франц. аптекаря Э. Сеньета (E. Seignette). Бесцветные кристаллы, растворимые в воде. Плотность 1,776 г/см^3, $t_{пл}=55{,}6$°С, мол. м. 282,12. От назв. «С. с.» происходит термин *сегнетоэлектрики*. *Точечная группа симметрии* в неполярной фазе 222. В интервале темп-р 18° - -24°С обладает сегнетоэластич. св-вами точечная группа симметрии 2 (см. *Сегнетоэластик*). Обладает *оптической активностью*, применяется как пьезоэлектрич. материал

в электромеханич. преобразователях. Применение ограничено из-за высокой гигроскопичности и хрупкости.

СЕГНЕТОПОЛУПРОВОДНИКИ, *полупроводники*, обладающие св-вами *сегнетоэлектриков*. Типичные С.: SbSI, $BaTiO_3$. Сегнетоэлектрич. и полупроводниковые св-на у С. взаимно связаны: при изменении концентрации носителей заряда (освещением, нагреванием или легированием) наблюдается изменение сегнетоэлектрич. свойств (напр., изменение доменной структуры, сдвиг точки Кюри и др.). В частности, в С. наблюдается быстрое изменение оптич. хар-к при освещении, напр. двойного лучепреломления (фоторефрактивный эффект), остающееся и после прекращения освещения. В С. (напр., в $LiNbO_3$) обнаружено появление электрич. тока при освещении (без поля).

● Фридкин В. М., Сегнетоэлектрики — полупроводники, М., 1976; его же, Фотосегнетоэлектрики, М., 1979.

Б. Б. Сандомирский.

СЕГНЕТОЭЛАСТИК, диэлектрич. монокристалл, отдельные области к-рого (**сегнетоэластические домены**) отличаются разл. спонтанной деформацией крист. решётки относительно нек-рой исходной. Спонтанная деформация возникает при понижении темп-ры в результате фазового перехода из исходной (**параэластической**) фазы в менее симметричную сегнетоэластич. фазу, а разбиение кристалла на домены при этом соответствует минимуму упругой энергии кристалла. В отличие от линейно-упругих материалов (см. *Гука закон*, *Упругость*) зависимость деформации u С. от приложенного механич. напряжения σ имеет вид петли *гистерезиса*, причём при нек-ром напряжении σ_c, наз. коэрцитивным, происходит переход кристалла в однодоменное состояние, сопровождающийся сменой знака спонтанной деформации.

Примерами С. явл. кристаллы $KH_3(SeO_3)_2$ (темп-ра перехода в сегнетоэластич. состояние $T_c=-61{,}6$°C) и $KD_3(SeO_2)_2$ ($T_c=+24$°C); Nb_3Sn и V_3Si. $DyVO_4$ и $TbVO_4$, $RbMnCl_3$. Нек-рые С. одновременно являются *сегнетоэлектриками*. С. перспективны для акустоэлектрич. и акустооптич. устройств (см. *Акустоэлектроника*, *Акустооптика*).

Н. Р. Иванов.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ, кристаллич. *диэлектрики*, обладающие в определённом интервале темп-р спонтанной (самопроизвольной) поляризацией, к-рая существенно изменяется под влиянием внеш. воздействий. Сегнетоэлектрич. св-ва были впервые обнаружены у кристаллов *сегнетовой соли* $KNaC_4H_4O_6\cdot 4H_2O$ в 1920, затем у *дигидрофосфата калия* (KDP) KH_2PO_4). Известно неск. сотен С. Наличие спонтанной поляризации, т. е. электрич. дипольного момента $\mathcal{P}$ в отсутствии электрич. поля, явл. отличительной особенностью более широкого класса в-в — *пироэлектриков*. Особенность С. состоит в сравнительно лёгком изменении величины $\mathcal{P}$ под влиянием электрич. полей, упругих напряжений, изменения темп-ры и др. (см. табл.).

ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Вещество	Формула	Температура фазового перехода T_C, °C	Макс. спонтанная поляризация $\mathcal{P}$, мкКл·см$^{-2}$	Точечные группы симметрии	
				неполярная фаза (параэлектрическая)	полярная фаза
Титанат бария	$BaTiO_3$	133	25	$m3m$	$4\ mm$
Сегнетова соль	$KNaC_4H_4O_6\cdot 4H_2O$	−18—24	0,25	222	2
Триглицинсульфат	$(NH_2CH_2COOH)_3\cdot H_2SO_4$	49	2,8	$2/m$	2
Дигидрофосфат калия	KH_2PO_4	−150	5,1	$\bar{4}2\,m$	2
Дилейтерофосфат калия	KD_2PO_4	−51	6,1	$\bar{4}2\,m$	2
Ниобат лития	$LiNbO_3$	1210	50	$\bar{3}\,m$	$3\,m$
Фторбериллат аммония	$(NH_4)_2BeF_4$	−97	0,15	mmm	2
Молибдат гадолиния	$Gd_2(MoO_4)_3$	159	0,18	$\bar{4}2\,m$	2
Титанат висмута	$Bi_4Ti_3O_{12}$	675	—	$4/mmm$	m

Обычно С. не явл. однородно поляризованными, а состоят из **доменов** — областей с разл. направлениями поляризации (рис. 1). В результате суммарный электрич. дипольный момент образца практически отсутствует. Равновесная доменная структура С. отвечает минимуму свободной энергии кристалла. В идеальном кристалле она определяется балансом между уменьшением при образовании доменов энергии за счёт электростатич. вз-ствия разл. частей кристалла и увеличением энергии доменных границ. Доменная структура реального кристалла определяется природой и характером распределения его дефектов, а также историей образца. Число различных доменов, взаимная ориентация их спонтанной поляризации зависят от *симметрии кристалла*.

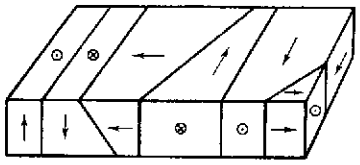


Рис. 1. Схематич. изображение доменов тетрагональной модификации $BaTiO_3$; стрелки и знаки ⊙ и ⊖ указывают на направление вектора $\boldsymbol{P}$.

Под действием электрич. поля $\mathcal{E}$ доменные границы смещаются так, что объёмы доменов, поляризованных по полю, увеличиваются за счёт доменов, поляризованных против поля. В реальных кристаллах доменные границы обычно «закреплены» на дефектах и неоднородностях, и необходимы достаточно сильные электрич. поля, чтобы их перемещать по образцу. В сильном поле крист. образец становится однодоменным. После выключения поля в течение длительного времени образец остаётся поляризованным. Для того чтобы суммарные объёмы доменов противоположного знака сравнялись, необходимо приложить достаточно сильное поле противоположного направления (коэрцитивное поле). Зависимость поляризации $\boldsymbol{P}$ от напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$ нелинейна и имеет вид петли *гистерезиса*.

Резкое изменение поляризации образца под действием электрич. поля за счёт смещения доменных границ обусловливает большую величину диэлектрич. проницаемости ε многодоменного С. Значение ε тем больше, чем слабее закреплены доменные границы на дефектах и на поверхности кристалла. Величина ε в С. существенно зависит от напряжённости электрич. поля. Все С. в полярной фазе — *пьезоэлектрики*, причём их пьезоэлектрич. константы велики из-за больших ε. Пироэлектрич. постоянные С. также велики из-за сильной зависимости $P(T)$.

При нагревании С. спонтанная поляризация, как правило, исчезает при определённой темп-ре T_c, наз. **точкой Кюри**. В этой точке происходит *фазовый переход* С. из полярного состояния (полярной фазы) в неполярную (**параэлектрическую**) фазу. В разных С. T_c сильно различается (см. табл.). Величина спонтанной поляризации обычно сильно зависит от темп-ры в области фазового перехода и в самой точке перехода T_c исчезает либо скачком (фазовый переход первого рода, напр. в $BaTiO_3$), либо непрерывно (фазовый переход второго рода, напр. в сегнетовой соли). Сильная температурная зависимость (в полярной и неполярной фазах) наблюдается у диэлектрич. проницаемости ε, пьезоэлектрич. и др. констант С. С приближением к точке Кюри диэлектрич. проницаемость ε резко возрастает (рис. 2). В большинстве С. выше точки Кюри зависимость диэлектрич. проницаемости от темп-ры имеет вид: $\varepsilon=B/(T-T_0)$, где B, T_0 — константы в-ва (*Кюри* —

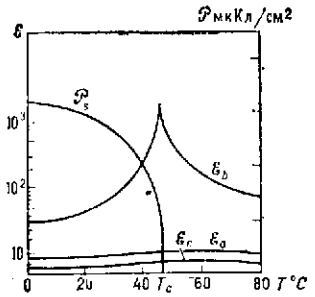


Рис. 2. Зависимость $P(T)$ и ε (T) для триглицинсульфата; индексы a, b, c соответствуют направлениям вдоль трёх кристаллографич. осей; спонтанная поляризация возникает вдоль оси b.

Вейса закон для С.). Температура Кюри — Вейса T_0 совпадает с критической темп-рой T_c для фазовых переходов второго рода и $T_0 < T_c$ для фазовых переходов первого рода.

Переход в полярную фазу может быть вызван либо смещением ионов (рис. 3), приводящим к изменению структур, либо упорядочением ориентации электрич. диполей, существовавших и в неполярной фазе. В нек-рых С. поляризация может возникать как вторичный эффект, сопровождающий перестройку структуры кристалла, не

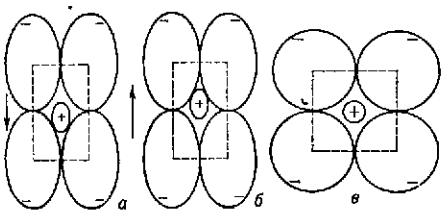


Рис. 3. Элементарная ячейка сегнетоэлектрика в полярной фазе (*а*, *б*) и в неполярной фазе (*в*); стрелки указывают направление спонтанной поляризации.

связанную непосредственно с поляризацией. В таких С., наз. несобственными (напр., молибдат гадолиния), ε слабо зависит от T и в точке фазового перехода невелико.

Вблизи точки фазового перехода наблюдаются изменения в фононном спектре кристалла. Во многих кристаллах частота одного из оптич. колебаний крист. решётки существенно уменьшается при приближении к T_c, особенно, если это фазовый переход второго рода.

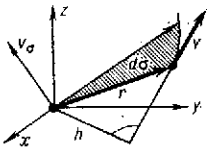
Сегнетоэлектрич. материалы (монокристаллы, керамика, плёнки) широко применяются в качестве материалов с большими значениями ε (конденсаторы) и пьезоэлектрич. констант (см. *Пьезоэлектрические материалы*). Резкое изменение проводимости вблизи фазового перехода в нек-рых С. используется для контроля и измерения темп-ры. Большая величина пироэлектрич. констант позволяет использовать С. в детекторах эл.-магн. волн (от видимого диапазона до субмиллиметрового). Благодаря сильной зависимости ε от E С. используют в нелинейных конденсаторах (в а р и к о н д а х). Зависимость показателя преломления n от E обусловливает использование С. в качестве электрооптич. материалов.

● И о н а Ф., Ш и р а н е Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, Л., 1971; Ж е л у д е в И. С., Основы сегнетоэлектричества, М., 1973; Б л и н ц Р., Ж е к ш Б., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1975; Л а й н с М., Г л а с с А., Сегнетоэлектрики и родственные им материалы, пер. с англ., М., 1981; С т р у к о в Б. А., Сегнетоэлектричество, М., 1979.

А. П. Леванюк.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС, см. *Гистерезис.*

СЕКТОРНАЯ СКОРОСТЬ, величина, характеризующая скорость возрастания площади, к-рую ометает радиус-вектор r движущейся точки, проведённый в эту точку из нек-рого фиксированного центра O. Если за элементарный промежуток времени dt площадь получает приращение $d\sigma$ (рис.), то численно С. с. $v_\sigma = d\sigma/dt$. Со скоростью точки v С. с. связана соотношением $v_\sigma = vh/2$, где h — длина перпендикуляра, опущенного из центра O на направление вектора v, т. е. С. с. равна $^1/_2$ момента вектора скорости относительно центра O. С. с. можно представить в виде вектора $v_\sigma = [rv]/2$. Производная от С. с. по времени наз. секторным ускорением точки $w_\sigma = [rw]/2$, где w — ускорение точки.



Понятие «С. с.» играет важную роль при изучении движения под действием *центральной силы*, напр. силы *тяготения*; в этом случае С. с. остаётся величиной постоянной, что имеет место, напр., при движении планет (2-й закон Кеплера), искусств. спутников Земли (если силу тяготения считать направленной к её центру) и косм. летат. аппаратов. При движении точки по плоской кривой $v_\sigma = {}^1/_2 r^2 d\varphi/dt$, где r и φ — полярные координаты точки.

СЕКУ́НДА [от лат. secunda divisio — второе деление (первоначально градуса, а затем и часа)] (с, s), 1) единица времени СИ. Различают а т о м н у ю С., воспроизводимую цезиевыми эталонами частоты и времени, и э ф е м е р и д н у ю С., размер к-рой связан с периодом обращения Земли вокруг Солнца (определяется на основании астр. наблюдений). 1с равна 9192631770 периодам излучения, соответствующего энергетич. переходу между двумя уровнями *сверхтонкой структуры* осн. состояния атома цезия $^{133}_{55}Cs$ (резолюция 13-й Генеральной конференции по мерам и весам, 1967). Гос. эталон времени и частоты СССР (включающий атомно-лучевую трубку с пучком атомов Cs и радиоустройство, дающее набор электрич. колебаний фиксированных частот) позволяет воспроизводить ед. времени и частоты с относит. погрешностью $\pm 1 \cdot 10^{-11}$. За эфемеридную С. принята 1/31556925,9747 доля тропич. *года*. Оценки ат. времени и эфемеридного времени совпадают с точностью $2 \cdot 10^{-9}$. 2) Звёздная С. равна 1/86400 звёздных суток, или 0,99726966 с. 3) Угловая С. (″) — внесистемная единица плоского угла. $1'' = (1/3600)° = -4{,}848137 \cdot 10^{-6}$ *радиан.*

СЕН-ВЕНА́НА ПРИНЦИП в теории упругости, принцип, согласно к-рому уравновешенная система сил, приложенная к к.-л. части поверхности однородного упругого тела, вызывает в нём напряжения, очень быстро убывающие по мере удаления от этой части и на расстояниях, существенно превышающих наибольший линейный размер области приложения нагрузок, напряжения и деформации оказываются пренебрежимо малыми. Сформулирован франц. учёным А. Сен-Венаном (A. Saint-Venant) в 1855.

Согласно С.-В. п., если усилия, действующие на небольшую часть поверхности упругого тела, заменить др. статически эквивалентной системой усилий (т. е. системой, имеющей ту же равнодействующую и тот же момент), действующей на ту же часть поверхности тела, то изменение в напряжённом состоянии произойдёт лишь в непосредств. близости к области приложения нагрузки. Это позволяет одни граничные условия (действующие силы) заменять другими (напр., более удобными для статич. расчёта) при условии, что гл. вектор и гл. момент новой заданной системы сил сохраняют прежние значения (метод смягчения граничных условий). С.-В. п. применяется также при наличии упругопластич. деформаций.

СЕНСИБИЛИЗИ́РОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, при к-рой энергия возбуждения поглощается одними атомами (молекулами, ионами) в-ва и передаётся другим ч-цам, к-рые затем люминесцируют. При С. л. большую роль играют процессы *переноса энергии* от поглощающих атомов к излучающим.

С. л. наблюдается как в газовых, так и в конденсированных средах. В последнем случае С. л. обусловлена введением в основное в-во помимо активаторов, являющихся *центрами люминесценции*, новых центров — сенсибилизаторов, что расширяет спектральную область поглощения *люминофора*. К С. л. можно отнести и процессы, при к-рых поглощение происходит в основном в-ве люминофора, а излучение — в примесных атомах или молекулах, получающих энергию от атомов основного в-ва. В этом случае, наряду с безызлучательным переносом энергии, она может передаваться в процессе рекомбинации разделённых зарядов (эл-нов и дырок) на примесных центрах. Интенсивность С. л.

выше, чем обычной люминесценции при одинаковом возбуждении.

● См. лит. при ст. *Люминесценция*.

М. Д. Галанин.

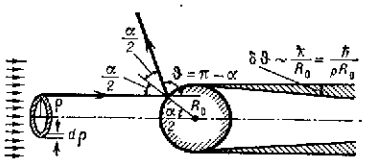
СЕ́РОЕ ТЕ́ЛО, тело, *поглощения коэффициент* к-рого меньше 1 и не зависит от длины волны излучения λ и абс. темп-ры T. Коэфф. поглощения $\alpha_{\lambda,T}$ (наз. также коэфф. черноты С. т.) всех реальных тел зависит от λ (селективное поглощение) и T, поэтому их можно считать серыми лишь в интервалах λ и T, где $\alpha_{\lambda,T}$ прибл. постоянен. В видимой области спектра св-вами С. т. обладают каменный уголь ($\alpha_{\lambda,T}=0{,}80$ при 400—900 К), сажа ($\alpha_{\lambda,T}=0{,}94$—$0{,}96$ при 370—470 К); платиновая и висмутовая черни поглощают и излучают как С. т. в наиб. широком интервале λ — от видимого света до 25—30 мкм ($\alpha_{\lambda,T}=0{,}93$—$0{,}99$).

С. т. явл. источником т. н. серого излучения — *теплового излучения*, одинакового по спектр. составу с излучением *абсолютно чёрного тела*, но отличающегося от него меньшей энергетич. яркостью. К серому излучению применимы законы излучения абсолютно чёрного тела — *Планка закон излучения*, *Вина закон излучения*, *Рэлея — Джинса закон излучения*. Понятие «С. т.» применяется в оптич. *пирометрии*.

СЕЧЕ́НИЕ (эффективное сечение), величина, характеризующая вероятность перехода системы двух сталкивающихся ч-ц в результате их рассеяния (упругого или неупругого) в определённое конечное состояние. С. σ равно отношению числа dN таких переходов в ед. времени к плотности nv потока рассеиваемых ч-ц, падающих на мишень, т. е. к числу ч-ц, проходящих в ед. времени через единичную площадку, перпендикулярную к их скорости v (n — плотность числа падающих ч-ц): $\sigma=dN/nv$. Т. о., С. имеет размерность площади. Разл. типам переходов, наблюдаемых при рассеянии ч-ц, соответствуют разные С. Упругое рассеяние ч-ц характеризуют *дифференциальным сечением* $d\sigma/d\Omega$, равным отношению числа ч-ц, упруго рассеянных в ед. времени в ед. телесного угла, к потоку падающих ч-ц ($d\Omega$ — элемент телесного угла), и *полным сечением* σ, равным интегралу дифф. сечения, взятому по полному телесному углу $\Omega=4\pi$ стер. На рис. схематически изображён процесс упругого рассеяния точечных «классич.» ч-ц на шарике радиуса R_0 с «абсолютно жёсткой» поверхностью; полное С. рассеяния равно геом. сечению шарика: $\sigma=\pi R_0^2$.

При наличии неупругих процессов полное С. складывается из С. упругих и неупругих процессов. Для более детальной хар-ки рассеяния вводят С. для отд. типов (каналов) неупругих реакций. Для *множественных процессов* важное значение имеют т. н. *инклюзивные сечения*, описывающие вероятность появления в данном столкновении к.-л. определённой ч-цы или группы ч-ц.

Если вз-ствие между сталкивающимися ч-цами велико и быстро падает с увеличением расстояния, то С. по порядку величины, как правило, равно квадрату радиуса действия сил или геом. сечению системы (см. рис.);



Схема, поясняющая упругое рассеяние «классич.» ч-цы на «абсолютно твёрдом» шарике. Рассеянию на угол $\vartheta=\pi-\alpha$ отвечает прицельный параметр $\rho=R_0\sin(\alpha/2)=R_0\cos(\vartheta/2)$, а сечение $d\sigma$ рассеяния в телесный угол $d\Omega=2\pi\sin\vartheta d\vartheta$ равно площади заштрихованного кольца: $d\sigma=2\pi\rho d\rho=(\pi/2)R_0^2\sin\vartheta d\vartheta$, т.е. дифф. сечение $d\sigma/d\Omega=R_0^2/4$, а полное сечение упругого рассеяния равно геом. сечению шарика: $\sigma=\pi R_0^2$. При учёте квант. (волн.) св-в ч-ц сечение получается иным. В предельном случае $\lambda\gg R_0$ ($\lambda=\hbar/p$ — длина *волны де Бройля* ч-цы, p — её импульс) рассеяние сферически симметрично, а полное сечение в 4 раза больше классического: $\sigma_{\text{кв}}=4\pi R_0^2$. При $\lambda\ll R_0$ рассеяние на конечные углы ($\vartheta\neq0$) напоминает классическое, однако под очень малыми углами $\delta\vartheta\sim\lambda/R_0$ происходит волновое «дифракц.» рассеяние с сечением πR_0^2; т. о., полное сечение с учётом дифракции вдвое больше классического: $\sigma=2\pi R_0^2$.

однако вследствие специфич. квантовомеханич. явлений С. могут существенно отличаться от этих значений (напр., в случаях резонансного рассеяния и *Рамзауэра эффекта*).

Эксперим. измерения С. рассеяния дают сведения о структуре сталкивающихся ч-ц. Так, измерения сечения упругого рассеяния α-частиц атомами позволили открыть ат. ядро, а упругого рассеяния эл-нов нуклонами — определить радиусы нуклонов и распределение в них электрич. заряда и магн. момента (т. н. эл.-магн. *формфакторы*). Понятие «С.» используется также в кинетич. ур-ниях, описывающих неравновесные процессы в статистич. физике.

С. С. Герштейн.

СЖА́ТИЕ, см. *Растяжение*.

СЖИМА́ЕМОСТЬ, способность в-ва изменять свой объём под действием всестороннего давления. С. обладают все в-ва. Если в-во в процессе сжатия не испытывает хим., структурных и др. изменений, то при возвращении внеш. давления к исходному значению нач. объём восстанавливается. Именно обратимое изменение занимаемого в-вом объёма V под равномерным гидростатич. давлением p и наз. обычно С. (объёмной упругостью). Величину С. характеризует коэфф. С. β, к-рый выражает уменьшение единичного объёма (или плотности ρ) тела при увеличении p на единицу: $\beta=-\frac{1}{V}\left(\frac{\Delta V}{\Delta p}\right)=\frac{1}{\rho}\left(\frac{\Delta\rho}{\Delta p}\right)$, где ΔV и $\Delta\rho$ — изменения V и ρ при изменении p на величину Δp. $K=1/\beta$ — *модуль объёмной упругости* (модуль объёмного сжатия, объёмный модуль), для тв. тел $K=\frac{EG}{3(3G-E)}$, где E — Юнга модуль, G — модуль сдвига. Для идеальных газов $K=p$ при любой темп-ре T. В общем случае С. в-ва, а следовательно, K и β зависят от p и T. Как правило, β убывает при увеличении p и растёт с T. Часто С. характеризуют относит. плотностью $\delta=\rho/\rho_0$, где ρ_0 — плотность при $T=0$°C и $p=1$ атм.

Сжатие может происходить как при пост. T (*изотермическ и*), так и с одноврем. разогревом сжимаемого тела (напр., в *адиабатном процессе*). В последнем случае значения K будут бо́льшими, чем при изотермич. сжатии (для большинства тв. тел при обычной T — на неск. %).

Для оценки С. в-в в широком диапазоне p используют *уравнения состояния*, выражающие связь между p, V и T. Определяют С. непосредственно по изменению V под давлением (см. *Пьезометр*), из акустич. измерений скорости распространения упругих волн в в-ве. Эксперименты в *ударной волне* позволяют установить зависимость между ρ и p при макс. эксперим. полученных давлениях. С. находят также из измерений параметров крист. решётки под давлением, производимых методами *рентгеновского структурного анализа*. С. можно определить, измеряя линейную деформацию твёрдого тела под гидростатич. давлением (по т. н. линейной С.). Для изотропного тела коэфф. линейной С. $\frac{1}{L}\left(\frac{\Delta L}{\Delta p}\right)\approx\frac{1}{3}\beta$, где L — линейный размер тела.

С. газов, будучи очень большой при $p<1$ кбар, по мере приближения их плотности к плотности жидкостей становится близкой к С. жидкостей. Последняя с ростом p уменьшается сначала резко, а затем меняется весьма мало: в интервале 6—12 кбар β уменьшается примерно так же, как в интервале от 1 атм (10^{-3} кбар) до 1 кбар (примерно в 2 раза), и при 10—12 кбар составляет 5—10% от начального значения. При 30—50 кбар модули K жидкостей по порядку величины близки к K твёрдых тел. Для твёрдых тел при 100 кбар $\Delta\rho/\rho_0\approx\approx15$—$25\%$. Для отдельных в-в, напр. для щелочных металлов, $\Delta\rho/\rho\sim40\%$, для большинства др. металлов — ~6—15%. Линейная С. анизотропных в-в зависит от кристаллографич. направлений (во всяком случае до давлений в десятки кбар), причём вдоль направлений со слабым меж-

атомным взаимодействием она может в 8 -10 раз превосходить С. по направлениям, вдоль к-рых в крист. решётке имеет место более сильная связь; изменение параметра решётки в этих направлениях в определённом интервале p может быть даже положительным (теллур, селен). С.— важнейшая характеристика в-ва, к-рая позволяет судить о зависимости физ. св-в от межатомных (межмолекулярных) расстояний.

Знание С. газов (паров), жидкостей и твёрдых тел необходимо для расчёта работы тепловых машин, химико-технологич. процессов, действия взрыва, аэро- и гидродинамич. эффектов, наблюдающихся при движении с большими скоростями, и т. д.

● Варгафтик Н. Б., Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей, 2 изд., М., 1972; Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976. См. также лит. при ст. *Давление высокое.*
Л. Д. Лившиц.

СИ́ЛА в механике, мера механич. действия на данное материальное тело других тел. Это действие вызывает изменение скоростей точек тела или его деформацию и может иметь место как при непосредств. контакте (давление прижатых друг к другу тел, трение), так и через посредство создаваемых телами полей (поле тяготения, электромагн. поле). С.— величина векторная и в каждый момент времени она характеризуется численным значением, направлением в пространстве и точкой приложения; сложение сил производится по правилу *параллелограмма сил*. Прямая, вдоль к-рой направлены С., наз. линией действия С. Если тело можно рассматривать как недеформируемое (абс. твёрдое), то С. можно считать приложенной к любой точке на её линии действия.

Измерение С. производят статич. или динамич. методами. Статич. метод основан на уравновешивании измеряемой С. другой, ранее известной. Динамич. метод основан на законе динамики $mw=F$, позволяющем, если известна масса m тела и измерено ускорение w его свободного поступат. движения относительно *инерциальной системы отсчёта*, найти силу F. Единицы измерения С.—1 ньютон (1 Н), равный С., к-рая сообщает массе в 1 кг ускорение 1 м/с^2, а также 1 дин $= 10^{-5}$ Н и 1 кгс$=9{,}81$ Н.
С. М. Targ.

СИ́ЛА ЗВУ́КА, то же, что *интенсивность звука*.

СИ́ЛА ИЗЛУЧЕ́НИЯ (энергетическая сила света), пространственно-угловая плотность *потока излучения*. Равна отношению потока излучения, распространяющегося от источника внутри телесного угла, к величине этого телесного угла. Единица измерения С. и.— Вт/ср. В системе *световых величин* аналогом С. и. явл. *сила света*.
Л. Н. Капорский.

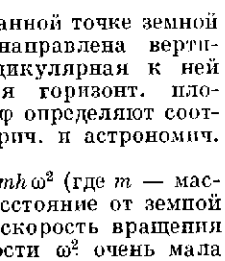
СИ́ЛА ИНЕ́РЦИИ, векторная величина, численно равная произведению массы m материальной точки на её ускорение w и направленная противоположно ускорению. При криволинейном движении С. и. можно разложить на касательную, или тангенциальную составляющую J_τ, направленную противоположно касат. ускорению w_τ, и на нормальную составляющую J_n, направленную вдоль нормали к траектории от центра кривизны; численно $J_\tau = mw_\tau$, $J_n = mv^2/\rho$, где v — скорость точки, ρ — радиус кривизны траектории. При изучении движения по отношению к *инерциальной системе отсчёта* С. и. вводят для того, чтобы иметь формальную возможность составлять ур-ния динамики в форме более простых ур-ний статики (см. *Д'Аламбера принцип*).

Понятие о С. и. вводится также при изучении *относительного движения*. В этом случае присоединение к действующим на материальную точку силам взаимодействия с др. телами С. и.— переносной $J_{пер}$ и *Кориолиса силы* $J_{кор}$ — позволяет составлять ур-ния движения этой точки в подвижной (неинерциальной) системе отсчёта так же, как и в инерциальной.
С. М. Targ.

СИ́ЛА СВЕ́ТА, одна из осн. *световых величин*, характеризующая свечение источника видимого излучения в нек-ром направлении. Равна отношению *светового потока*, распространяющегося от источника внутри элем. телесного угла, содержащего данное направление, к этому телесному углу. Единица С. с. в Междунар. системе единиц (СИ) — *кандела* (кд). Понятие «С. с.» применимо на расстояниях от источника, намного превышающих его размеры.
Д. Н. Лазарев.

СИ́ЛА ТО́КА, скалярная хар-ка *электрического тока*; равна отношению заряда Δq, переносимого через сечение проводника за интервал времени Δt, к этому интервалу: $i = \Delta q/\Delta t$. Единица С. т.— *ампер*. Для измерения С. т. используют *амперметры*.

СИ́ЛА ТЯ́ЖЕСТИ, сила P, действующая на любую материальную частицу, находящуюся вблизи земной поверхности, и определяемая как геом. сумма силы притяжения Земли F (рис.) и переносной силы инерции $J_{пер}$, учитывающей эффект суточного вращения Земли (аналогично определяется понятие «С. т.» на др. небесных телах). В данной точке земной поверхности С. т. направлена вертикально, а перпендикулярная к ней плоскость является горизонт. плоскостью; углы λ и φ определяют соответственно геоцентрич. и астрономич. широты.



Величина $J_{пер} = mh\omega^2$ (где m — масса ч-цы, h — её расстояние от земной оси, ω — угловая скорость вращения Земли) ввиду малости ω^2 очень мала по сравнению с F, поэтому С. т. мало отличается от силы притяжения Земли. При перемещении вдоль поверхности Земли от полюса к экватору значение С. т. несколько убывает вследствие возрастания $J_{пер}$ и уменьшения F из-за несферичности Земли; на экваторе С. т. примерно на 0,5% меньше, чем на полюсе. Разность между углами φ и λ тоже невелика (наибольшая около 11′ при $\lambda=45°$). Под действием С. т. ч-ца получает ускорение $g = P/m$, наз. у с к о р е н и е м с и л ы т я ж е с т и, к-рое изменяется с широтой так же, как С. т. Вес тела численно равен С. т.

Во всех точках области, размеры к-рой малы по сравнению с радиусом Земли, С. т. можно считать равными и параллельными друг другу, т. е. образующими однородное *силовое поле*. Действие С. т. существенно влияет почти на все явления и процессы, происходящие на Земле как в природе (включая живую), так и в технике.
С. М. Targ.

СИЛОВА́Я ОПТИКА, раздел оптики, в к-ром изучается воздействие на твёрдые среды интенсивных потоков *оптического излучения* (света), в результате к-рого может нарушаться механич. целостность этих сред. В оптотехнике под С. о. понимают оптич. устройства и системы, предназначенные для работы с интенсивными световыми потоками. С. о. развилась после появления *лазеров* в связи с использованием интенсивных световых потоков для оптич. обработки материалов, а также с необходимостью создания формирующих и передающих оптич. систем, к-рые не теряют работоспособности при большой плотности энергии излучения.

В С. о. исследуют процессы выделения энергии в п р о з р а ч н ы х (слабопоглощающих), п о г л о щ а ю щ и х и о т р а ж а ю щ и х средах, подвергающихся действию интенсивных световых потоков, и результаты такого воздействия, а также определяют параметры излучения (плотность мощности, энергии, длительность), при к-рых происходит разрушение того или иного типа (оптический пробой, плавление, испарение, растрескивание). При этом существ. значение могут иметь изменения оптич. хар-к в-ва в процессе воздействия лазерного излучения (напр., коэфф. отражения и показателя поглощения, возникновения *самофокусировки света*, появление поглощения в продуктах световой эрозии в-ва и др.). Определённые т. о. параметры излучения и режим его воздействия на в-во кладут в основу разработки лазерных установок для оптич. обработки материалов (сварка и резка, получение микроотверстий, изготовление элементов микроэлектроники и т. д.). Для хар-ки работо-

способности прозрачных оптич. материалов (стёкол, кристаллов, покрытий и т. п.) и диэлектрич. зеркал вводят по аналогии с механич. или электрич. прочностью понятие *лучевой прочности*. Данные о лучевой прочности материалов и изготовляемых из них оптич. элементов используют при постройке лазерных систем разл. назначения.

● Действие излучения большой мощности на металлы, под ред. А. М. Бонч-Бруевича и М. А. Ельяшевича, М., 1970; Алешин И. В., Имас Я. А., Комолов В. Л., Оптическая прочность слабопоглощающих материалов, Л., 1974; Роди Дж., Действие мощного лазерного излучения, пер. с англ., М., 1974.

А. М. Бонч-Бруевич.

СИЛОВО́Е ПО́ЛЕ, часть пространства (ограниченная или неограниченная), в каждой точке к-рой на помещённую туда материальную ч-цу действует сила, величина и направление к-рой зависят либо только от координат x, y, z этой точки, либо от координат и от времени t. В первом случае С. п. наз. стационарным, а во втором — нестационарным. Если сила во всех точках С. п. имеет одно и то же значение, т. е. не зависит от координат, то С. п. наз. однородным.

С. п., в к-ром работа сил поля, действующих на перемещающуюся в нём материальную ч-цу, зависит только от начального и конечного положения ч-цы и не зависит от вида её траектории, наз. потенциальным. Эту работу можно выразить через *потенциальную энергию* ч-цы $\Pi(x, y, z)$: $A = \Pi(x_1, y_1, z_1) - \Pi(x_2, y_2, z_2)$, где x_1, y_1, z_1 и x_2, y_2, z_2 — координаты начального и конечного положений частицы соответственно. При движении ч-цы в потенциальном С. п. под действием только сил поля имеет место закон сохранения механич. энергии, позволяющий установить зависимость между скоростью ч-цы и её положением в С. п.

Примеры С. п.: поле *тяготения*, *электромагнитное поле* и др. См. *Поля физические*.

С. М. Тарг.

СИЛОВЫЕ ЛИ́НИИ, воображаемые линии, к-рые проводят для изображения к.-л. силового поля (электрич., магн., гравитац.). С. л. располагаются т. о., что касательные к ним в каждой точке пр-ва совпадают по направлению с вектором, характеризующим данное поле (напряжённостью электрич. или гравитац. полей, магн. индукцией). Т. к. напряжённости полей и магн. индукция — однозначные ф-ции координат точки пр-ва, то через каждую точку может проходить только одна С. л. Густота С. л. обычно выбирается так, чтобы число С. л., проходящих через единичную площадку, перпендикулярную к С. л., было пропорц. напряжённости поля (или магн. индукции) на этой площадке. Т. о., С. л. дают наглядную картину распределения поля в пр-ве: густота С. л. и их направление характеризуют величину и направление вектора напряжённости поля. С. л. электростатич. поля всегда не замкнуты: они начинаются на положит. зарядах и оканчиваются на отрицательных (или уходят на бесконечность). С. л. вектора магн. индукции всегда замкнуты, т. е. магн. поле явл. вихревым. Железные опилки, помещённые в магн. поле, выстраиваются вдоль С. л.; благодаря этому можно экспериментально определять вид С. л. магн. индукции. Вихревое электрич. поле, порождаемое изменяющимся магн. полем, также имеет замкнутые С. л. Впервые понятие «С. л.» для электрич. и магн. полей ввёл англ. учёный М. Фарадей.

СИ́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, одно из четырёх фундам. вз-ствий элем. ч-ц. Три остальных вз-ствия — слабое, электромагнитное и гравитационное — гораздо слабее С. в. В отличие от двух последних, С. в. явл. короткодействующим: его радиус $\sim 10^{-13}$ см (ожидаемый радиус слабого вз-ствия ок. $2 \cdot 10^{-16}$ см).

В обычном стабильном в-ве при не слишком высокой темп-ре С. в. не вызывает никаких процессов и его роль сводится к созданию прочной связи между нуклонами в ядрах (энергия связи составляет в ср. ок. 8 МэВ на нуклон). Однако при столкновениях ядер или нуклонов, обладающих достаточно высокой энергией, С. в. приводит к многочисл. *ядерным реакциям*. Особенно важную роль в природе играют реакции слияния (термоядерного синтеза), в результате к-рых четыре нуклона объединяются в ядро гелия. Эти реакции (при существ. участии также и слабого вз-ствия) идут на Солнце и явл. осн. источником используемой на Земле энергии. Начиная с энергий сталкивающихся нуклонов порядка неск. сотен МэВ, С. в. приводит к рождению π-мезонов, а при ещё бо́льших энергиях — к рождению *странных частиц* (*К-мезонов*, *гиперонов*), *«очарованных» частиц*, «красивых» частиц и множества мезонных и барионных *резонансов*. Все эти сильно взаимодействующие ч-цы наз. адронами.

На опыте установлен ряд закономерностей С. в. и участвующих в нём ч-ц. Так, было обнаружено, что существуют группы адронов с близкими св-вами — изотопические мультиплеты. Входящие в один такой мультиплет ч-цы имеют одинаковые значения *барионного заряда*, *странности*, *«очарования»*, *«красоты»*, одинаковые спины, близкие (с точностью от 0,1% до 3%) массы и отличаются лишь значениями электрич. зарядов. Напр., протон и нейтрон образуют изотопич. дуплет, а π^+-, π^0-, π^--мезоны — изотопич. триплет. С. в. обладает св-вом *изотопической инвариантности*: у всех ч-ц, входящих в один изотопич. мультиплет, С. в. одинаково. Изотопич. инвариантность нарушается эл.-магн. вз-ствием и малыми разностями масс ч-ц, принадлежащих данному изотопич. мультиплету.

По мере обнаружения новых адронов (большинство адронных резонансов было открыто в 60-х гг.) выяснилось, что изотопич. мультиплеты группируются в ещё бо́льшие семейства — т. н. $SU(3)$-мультиплеты (см. *Элементарные частицы*). Массы ч-ц, входящих в один такой мультиплет, различаются довольно сильно. Это явл. одним из проявлений того, что $SU(3)$-симметрия, ответственная за комплектование $SU(3)$-мультиплетов, нарушается сильнее, чем изотопич. инвариантность.

В классификации адронов чётко проявляется и др. закономерность: ч-цы с данными барионным зарядом, странностью, изотопич. спином и электрич. зарядом, отличающиеся только значениями спина, также образуют семейства. Если по оси абсцисс откладывать квадраты масс ч-ц, M^2, а по оси ординат — значения их спинов J, то ч-цы, принадлежащие данному семейству, располагаются на прямой линии: $J \sim M^2$. Такие линии, изображающие зависимость J от M^2, получили назв. траекторий Редже (см. *Редже полюсов метод*).

Процессы С. в. так же, как и процессы, обусловленные др. типами вз-ствий, подчиняются таким фундам. принципам, как причинность (см. *Причинности принцип*) и *перекрёстная симметрия* (кроссинг-симметрия). Матем. следствием причинности явл. то, что амплитуды, описывающие процессы вз-ствия элем. ч-ц (сечение процесса пропорц. квадрату модуля амплитуды),— аналитич. ф-ции своих аргументов. Аналитичность амплитуд приводит, в частности, к *дисперсионным соотношениям*, связывающим между собой действит. и мнимые части амплитуд (к-рые могут быть независимо измерены опытным путём). Кроссинг-симметрия заключается в том, что одна и та же аналитич. ф-ция при разл. значениях своих переменных описывает амплитуды неск. процессов, напр. $\pi^- + p \to \pi^- + p$, $\pi^+ + p \to \pi^+ + p$ и $p + \bar{p} \to \pi^+ + \pi^-$, к-рые получаются один из другого путём переноса ч-цы из левой части реакции в правую (и наоборот) с одноврем. заменой её на соответствующую античастицу. В результате св-ва амплитуды процесса аннигиляции $p + \bar{p} \to \pi^- + \pi^-$ имеют тесную связь со св-вами амплитуды рассеяния π^--мезонов протонами. Аналогичные связи существуют и для др. реакций.

Подход, основанный на общих св-вах амплитуд процессов, особенно плодотворен при высоких энергиях, когда энергии сталкивающихся ч-ц много больше их энергий покоя mc^2 (m — масса ч-цы). В области асимптотически больших энергий $\mathcal{E}$

($\mathcal{E}/mc^2 \to \infty$) имеется ряд фундам. теорем, из к-рых наиб. важны теорема Фруассара и теорема Померанчука. Согласно теореме Фруассара, сечения процессов С. в. адронов не могут асимптотически расти быстрее, чем $\ln^2 \mathcal{E}$. Согласно теореме Померанчука, если сечение вз-ствия адронов с ростом энергии стремится к конечному пределу, то полное сечение вз-ствия ч-цы и соответствующей античастицы с данной мишенью асимптотически должны быть равными, напр. $\sigma^{\text{полн}}(\bar{p}p) = \sigma^{\text{полн}}(pp)$, $\sigma^{\text{полн}}(K^+p) = \sigma^{\text{полн}}(K^-p)$, где $\sigma^{\text{полн}}(ab)$ обозначает полное сечение вз-ствия ч-ц a и b.

На опыте характерные значения полных сечений С. в. адронов при высоких энергиях лежат в области 20—25 мбарн для вз-ствия K- и π-мезонов с нуклонами и 40—45 мбарн для вз-ствия нуклонов с нуклонами и обнаруживают тенденцию к медл. росту. Сечение упругого рассеяния составляет ок. $^1/_5$ полного сечения.

При сближении адронов высоких энергий на расстояния порядка радиуса действия С. в. доминируют *множественные процессы*. В этих условиях упругое рассеяние по своему хар-ру аналогично дифракции света на полностью поглощающем («чёрном») или, точнее, частично прозрачном («тёмно-сером») шарике (с радиусом порядка радиуса действия С. в.). В частности, угл. распределение упруго рассеянных ч-ц имеет острый максимум вперёд (по направлению падающих ч-ц), подобный максимуму при дифракц. рассеянии света. При этом характерные углы θ составляют величину порядка λ/R, где λ — длина *волны де Бройля* рассеиваемой ч-цы ($\lambda = \hbar/p$, p — импульс ч-цы), а R — радиус нуклона ($\sim 10^{-13}$ см).

Детальная теор. картина упругого рассеяния адронов, а также двухчастичных неупругих реакций (напр., реакции перезарядки $\pi^- + p \to \pi^0 + n$) основывается на представлении о том, что в процессе рассеяния сталкивающиеся ч-цы обмениваются своеобразными адронными комплексами с перем. спином и массой. Эти комплексы ведут себя как своего рода *квазичастицы* и наз. р е д ж е о н а м и. В результате устанавливается глубокая связь между процессами рассеяния и траекториями Редже. При этом оказывается, что радиус ч-цы (радиус «тёмно-серого» шарика) меняется с ростом энергии.

Как отмечалось, осн. доля процессов при высоких энергиях — множеств. рождение ч-ц. Ср. множественность (ср. число ч-ц, рождённых в одном столкновении) при энергиях в системе центра инерции (с. ц. и.) порядка десятков ГэВ равна прибл. 10—12 (в основном это π-мезоны) и медленно растёт с ростом энергии (ок. 27 при энергии 540 ГэВ). Поперечные импульсы рождённых ч-ц практически не зависят от энергии сталкивающихся ч-ц и в основном составляют примерно 0,3—0,5 ГэВ/c. Этот факт, обнаруженный впервые при изучении *космических лучей*, был подтверждён опытами на ускорителях. Ч-цы с большими поперечными импульсами ($\geqslant 1$ ГэВ/c) рождаются очень редко, однако не так редко, как можно было бы ожидать, если бы нуклоны были абсолютно «рыхлыми» образованиями размером порядка 10^{-13} см. Рождение ч-ц с большими поперечными импульсами подтверждает картину строения нуклона, полученную при исследовании *глубоко неупругих процессов* вз-ствия эл-нов и нейтрино с нуклонами. Согласно этой картине, при больших передачах импульса нуклон ведёт себя как совокупность лёгких точечных (бесструктурных) ч-ц, получивших назв. *партонов*. В реакциях множеств. рождения распределения вторичных ч-ц по продольным импульсам подобны при разл. энергиях столкновения. Они совпадают друг с другом, если использовать в кач-ве переменной отношение $p/p_{\text{макс}}$, где p — импульс вторичной ч-цы, а $p_{\text{макс}}$ — её макс. возможный импульс при данной энергии сталкивающихся ч-ц. Такое поведение, когда распределения зависят от безразмерного параметра ($p/p_{\text{макс}}$), наз. с к е й л и н г о м Ф е й н м а н а (см. *Масштабная инвариантность*).

Законченная теория адронов и С. в. между ними пока отсутствует, однако имеется теория, к-рая, не являясь ни законченной, ни общепризнанной, позволяет объяснить осн. св-ва адронов. Эта теория — *квантовая хромодинамика*, согласно к-рой адроны состоят из *кварков* (мезоны из кварка и антикварка, а барионы — из трёх кварков), а силы между кварками обусловлены обменом *глюонами*. Все обнаруженные адроны состоят из кварков пяти разл. типов («ароматов»): u, d, s, c, b.

Нуклоны и π-мезоны содержат лишь u- и d-кварки, странные ч-цы содержат наряду с u и d также и s-кварки, «очарованные» ч-цы — c-кварки, а открытые в 1977 *upsilon-частицы* (Υ) — b-кварки. В сильном и эл.-магн. вз-ствиях «аромат» сохраняется, в слабом вз-ствии кварки одного типа («аромата») превращаются в кварки др. типа. В процессах С. в. сталкивающиеся адроны могут обмениваться содержащимися в них кварками, и, кроме того, происходит также рождение и аннигиляция пар кварк-антикварк (см. *Квантовая теория поля*).

Кварки обладают дробными электрич. зарядами Q: $Q_u = Q_c = +^2/_3$, $Q_d = Q_s = Q_b = -^1/_3$ (в ед. элем. электрич. заряда e). Массы лёгких кварков u, d, s выражаются через массы π- и K-мезонов, а массы c и b — соответственно через массы ψ-частиц и Υ-частиц. Теор. оценки дают: $m_u \sim 4$ МэВ, $m_d \sim 7$ МэВ, $m_s \sim 150$ МэВ, $m_c \sim 1{,}3$ ГэВ, $m_b \sim 4.5$ ГэВ. Ожидают, что существуют ещё более тяжёлые кварки, t. Свободные кварки, несмотря на тщат. поиски, не обнаружены. Согласно квант. хромодинамике, кварки не могут быть освобождены из адронов: они находятся внутри адронов в области размером $\sim 10^{-13}$ см. Такое необычное поведение кварков (оно наз. англ. словом «конфайнмент» — заключение, пленение) связано со св-вами глюонов и с существованием ещё одного квант. числа — *«цвет»*. Кварк каждого «аромата» может находиться в трёх «цветовых» состояниях, или обладать тремя разл. «ц в е т о в ы м и з а р я д а м и». Во всех наблюдаемых адронах «цветовые заряды» кварков в совокупности компенсируются, так что «цветовые заряды» адронов равны нулю (обычно говорят, что адроны «бесцветные», «белые»). Подобно тому как электрич. заряд явл. источником фотонного поля, «цветовые заряды» явл. источниками глюонных полей. Имеется восемь разл. глюонов. Все они — безмассовые, электрически нейтр. ч-цы со спином 1 и отличаются друг от друга комбинациями «цветовых зарядов». Наличие у глюонов «цветовых зарядов» делает их св-ва необычными. В частности, силы, обусловленные обменом глюонами, растут с ростом расстояния между двумя «цветовыми зарядами», что, по-видимому, приводит в конечном счёте к «пленению» кварков внутри адронов (т. н. *удержание «цвета»*). «Пленёнными» оказываются и сами глюоны, так что свободных «цветных» частиц не существует.

«Цветовые заряды» кварков не зависят от их «ароматов», и если бы массы всех кварков были одинаковы, то и массы адронов были бы вырождены по «ароматам». Напр., были бы одинаковые массы π-, K- и D-мезонов. Малая величина разности масс u- и d-кварков по сравнению с их кинетич. энергиями внутри адронов явл. причиной изотопич. инвариантности. Малая величина самих масс u- и d-кварков явл. причиной т. н. киральной инвариантности С. в. (см. *Киральная симметрия*).

Системы, состоящие из u-, d-, s-кварков, адекватно описывают ч-цы, входящие в известные мезонные и барионные $SU(3)$-мультиплеты. Если бы масса s-кварка была того же масштаба, что и массы u- и d-кварков, то $SU(3)$-симметрия С. в. была бы такой же хорошей симметрией, как и изотопич. инвариантность.

Когда адрон участвует в процессе, в к-ром он получает большой импульс (глубоко неупругое рассеяние, рождение ч-ц с большими поперечными импульсами), то осн. вз-ствие разыгрывается на малых расстояниях, глубоко внутри адрона. Здесь С. в. кварков с глюонами, а следовательно, и кварков между собой ослабевает и на

столкновение кварка с энергичной ч-цей (с эл-ном или др. кварком) соседние кварки влияют очень слабо. Т. о., при больших передачах импульса кварки (и глюоны) сталкиваются как практически свободные ч-цы (т. е. явл. партонами). Это св-во кварков и глюонов, предсказываемое квант. хромодинамикой, наз. *асимптотической свободой*. При удалении партона на большие расстояния от той точки, где он получил большой импульс, он превращается в струю летящих в одном направлении адронов. При этом происходит обмен «цветовым зарядом» с оставшимися кварками, так что как струя, так и остаток получаются «белыми». На опыте такие *адронные струи* наблюдались в ряде процессов.

Теория С. в. на малых расстояниях, связанная с асимптотич. свободой, практически завершена, но динамика вз-ствия на больших расстояниях и, в частности, механизм «пленения» понять пока не столь хорошо. Здесь важную роль, по-видимому, играют глюонные флуктуации физ. вакуума (см. *Инстантон*). Возможно, что адроны явл. как бы пузырьками кваркового газа в плотном вакууме, создаваемом флуктуациями глюонного поля. Качественно такой вывод согласуется с описанием адронов на основе т. н. «модели мешков» (см. *Квантовая теория поля*).

Существует ряд теоретич. схем, в к-рых делается попытка создать единую теорию сильного, слабого и эл.-магн. вз-ствий (т. н. «*Великое объединение*»). В этих схемах на единой основе рассматриваются *лептоны* и кварки, *промежуточные векторные бозоны*, фотоны и глюоны.

● Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Зельдович Я. Б., Классификация элементарных частиц и кварки «в изложении для пешеходов», «УФН», 1965, т. 86, в. 2; Мандельстам С., Растущие траектории Редже и динамика резонансов, там же, 1970, т. 101, в. 3; Дрелл С., Партоны и глубоко неупругие процессы при высоких энергиях, там же, 1972, т. 106, в. 2; Намбу Й., Почему нет свободных кварков, там же, 1978, т. 124, в. 1; Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, там же, 1976, т. 119, в. 4; Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А., Глюоны, «УФН», 1980, т. 132, в. 3; Дрёмин И. М., О глюонных струях, там же, т. 131, в. 4; Вайнштейн А. И. [и др.], Чармоний и квантовая хромодинамика, там же, 1977, т. 123, в. 2.

Л. Б. Окунь.

СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК, *полупроводник* с очень большой концентрацией примесей (или структурных *дефектов* крист. решётки), когда расстояние между соседними примесными атомами столь мало, что перекрываются их силовые поля и волновые функции локализованных вблизи них электронов. В результате в С. п. возникает примесная зона, сливающаяся с ближайшей к ней собств. зоной проводимости или валентной зоной. Потенциальная энергия $\mathcal{E}$ носителя заряда в С. п. зависит от координат сразу многих атомов примеси и из-за флуктуаций в распределении примесных атомов оказывается случайной величиной. Из-за наличия случайного поля *квазиимпульс* p носителей не сохраняется, так что понятие *дисперсии закона* $\mathcal{E}(p)$ имеет смысл лишь на достаточно больших расстояниях от краёв зон.

В С. п. даже при $T=0$ К электропроводность $\sigma\neq 0$. Плотность состояний постепенно убывает в глубь запрещённой зоны («хвост» плотности состояний). В С. п. возможно поглощение света частоты $\omega<\mathcal{E}_g/\hbar$, $\mathcal{E}_g$ — ширина запрещённой зоны. Коэфф. поглощения в этой области частот экспоненциально убывает с ростом величины $\mathcal{E}_g-\hbar\omega$ (правило Урбаха). При отсутствии компенсации (см. *Компенсированный полупроводник*) С. п. вырождены. С. п. используются в туннельных диодах, светоэлектрических диодах, *инжекционных лазерах*, датчиках Холла, устойчивых к ядерному излучению, тензометрах и т. д.

● Фистуль В. И., Сильно легированные полупроводники, М., 1967; Бонч-Бруевич В. Л., Вопросы электронной теории сильно легированных полупроводников, в кн.: Физика твердого тела, под ред. С. В. Тябликова, М., 1965 (Итоги науки. Физика); Электронная теория неупорядоченных полупроводников, М., 1981.

Э. М. Эпштейн.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ, устройства для получения мощных потоков заряженных ч-ц, создающих ток $I>10^4$А при энергии ч-ц выше 10^5 эВ. Характерным масштабом тока в теории С. у. принято считать величину $I_0=m_0c^3/e=17$кА, составленную из мировых констант: скорости света c, заряда электрона e и его массы покоя m_0. При токах, существенно превышающих это значение, собств. электромагн. поля электронного пучка определяющим образом влияют на его динамику. Производной масштабной величиной является мощность $W_0=m_0^2c^5/e^2=8{,}7$ ГВт.

С. у. содержит источник импульсного высокого напряжения и вакуумный диод (рис. 1). В большинстве С. у. первичное накопление энергии осуществляется в конденсаторах C при сравнительно низком напряжении (~100 кВ), после чего следует увеличение напряжения на 1—2 порядка по схеме Аркадьева — Маркса (или с помощью импульсного трансформатора) и «обострение» импульса напряжения в одном или неск. каскадах.

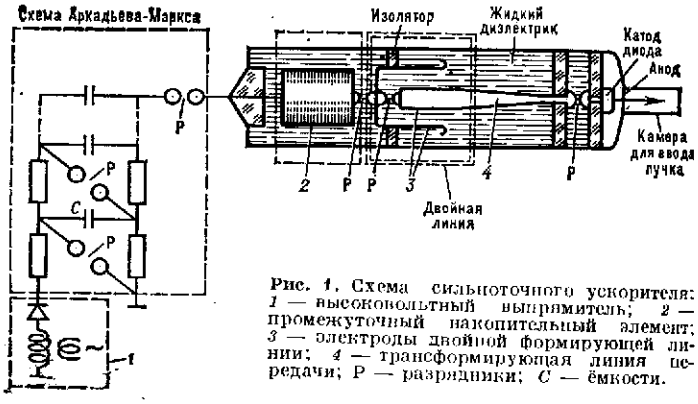


Рис. 1. Схема сильноточного ускорителя: *1* — высоковольтный выпрямитель; *2* — промежуточный накопительный элемент; *3* — электроды двойной формирующей линии; *4* — трансформирующая линия передачи; Р — разрядники; *С* — ёмкости.

Эти каскады выполнены обычно в виде отрезков *линий передачи*, погружённых в диэлектрик для увеличения уд. энергоёмкости. Для этого используются *жидкие диэлектрики* (трансформаторное масло в случае высокого напряжения, вода — низкого), не «запоминающие» пробоев и имеющие повышенную электрич. прочность при длительности импульса, меньшей ~1 мкс. Для малых напряжений и больших токов используются одинарные линии, в обратном случае — двойные (т. н. линии Блюмлейна), создающие удвоение напряжения на нагрузке, к-рой служит диод. Его катод работает в режиме *взрывной электронной эмиссии*, когда электрич. поле порядка 10^5 В/см, усиливаясь на микронеоднородностях катода, вызывает их тепловой взрыв и образование поверхностной *плазмы*, обладающей практически бесконечной эмиссионной способностью.

Ускорение электронов происходит в диоде под действием высокого напряжения до тех пор, пока диодный промежуток (размером от неск. мм до неск. см) не закоротится распространяющейся с электродов плазмой. Диоды С. у. работают в режиме ограничения тока пространств. зарядом. При относительно небольших напряжениях V в диоде с электродами в виде двух плоских дисков радиуса R, разделённых зазором d (рис. 2), течёт равномерно распределённый электронный ток:

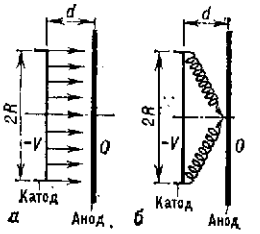


Рис. 2. Траектории электронов в диоде с малым (*а*) и большим (*б*) токами.

$$I=7{,}3\cdot V^{3/2}\,(\text{МВ})\,R^2/d^2\,(\text{кА}). \qquad (1)$$

Если же ток столь велик, что ларморовский радиус электрона (см. *Лармора прецессия*) в собств. магн. поле, создаваемом пучком, мал по сравнению с зазором d (рис. 2, *б*), то это поле обусловливает динамику пучка,

и ток определяется соотношением:

$$I = 8{,}5\gamma R/d \operatorname{arch}\gamma \text{ (кА)}, \quad (2)$$

где $\gamma \approx 2V+1$ (МВ) — полная энергия электронов в ед. энергии покоя m_0c^2. При этом эффективно эмиттирующие участки расположены по периферии катода, а ток на аноде сфокусирован в центр. пятно малого размера.

В существующих С. у. энергия ч-ц пучка ограничена (10—15 МэВ) трудностями высоковольтной техники. Длительность импульса варьируется в диапазоне от 30 нс до 10 мкс. Нижний предел определяется возможностями формирования мощного импульса ускоряющего напряжения, а верхний — конечным энергозапасом накопит. элемента и заполнением ускоряющего промежутка образующейся на электродах плазмой. Электронный пучок используется либо внутри диода, либо выводится в дрейфовое пространство через окно в аноде из тонкой фольги, прозрачной для электронов. Распространены также коаксиальные диоды с продольным магн. полем, вдоль к-рого распространяется пучок.

Для генерации ионных пучков анод диода делают из диэлектрика соответствующего хим. состава. Эмиссия ионов происходит из плазмы под действием внеш. поля и поля пространств. заряда электронов (см. *Ионная эмиссия*). Плазма образуется в результате электрич. пробоя анода вдоль его поверхности. Чтобы увеличить долю энергии, передаваемую в ионный пучок, ток электронов через диод должен быть уменьшен при условии сохранения большого отрицат. пространств. заряда. Для этого используется либо магн. поле (т. н. диоды с магн. изоляцией, рис. 3, *а*), либо

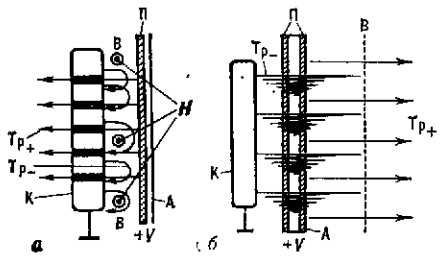


Рис. 3. Схемы ионных диодов с магн. изоляцией (*а*) и рефлексных диодов (*б*): *К* — катод; *А* — анод; Н — поверхностная плазма; *Н* — поперечное магн. поле; Тр− — траектории электронов; Тр+ — траектории ионов; В — виртуальный катод (плоскость остановки электронов).

полупрозрачные для ускоренных электронов аноды (т. н. рефлексные диоды и триоды, рис. 3, *б*). В последнем случае электроны осциллируют вблизи анода, создавая увеличенный пространств. отрицат. заряд. Эффективность таких источников 50—60% при импульсном токе ионов $I_0 \sim 1$ МА и напряжении ~ 1 МВ.

С. у. характеризуются большими значениями запасённой энергии (до неск. МДж), мощности (до десятков ТВт) и сопутствующих электромагн. полей пучка в сочетании с высоким (десятки %) коэфф. передачи ему энергии от накопит. элемента. С. у. применяются гл. обр. для нагрева плазмы, создания с помощью полей пучка *магнитных ловушек* и для сжатия микромишеней в системах *управляемого термоядерного синтеза* с инерциальным удержанием. Кроме того, пучки, создаваемые С. у., используются для генерации сверхмощных импульсов СВЧ-колебаний в диапазоне от субмиллиметровых до дециметровых волн, для накачки *химических лазеров* и *газовых лазеров* высокого давления, в коллективных методах ускорения ионов и т. д. Транспортировка пучков С. у. возможна в газе при низком давлении либо в вакууме в продольном магн. поле. Токи больше или порядка 17 кА могут переноситься лишь тонкостенным трубчатым пучком. Для ионов этот предел выше.

● Смирнов В. П., Получение сильноточных пучков электронов, «ИТЭ», 1977, № 2, с. 7; Накопление и коммутация энергии больших плотностей, пер. с англ., М., 1979.

А. И. Лебедев.

СИМЕНС (См, S), ед. СИ электрич. проводимости. Названа в честь нем. учёного Э. В. Сименса (E. W. Siemens). 1 См равен электрич. проводимости проводника, имеющего сопротивление 1 Ом.

СИММЕТРИЯ (от греч. symmetría — соразмерность) законов физики. Если законы, устанавливающие соотношение между величинами, характеризующими физ. систему, или определяющие изменение этих величин со временем, не меняются при определённых операциях (преобразованиях), к-рым может быть подвергнута система, то говорят, что эти законы обладают С. (или инвариантны) относительно данных преобразований. В матем. отношении преобразования С. составляют группу. Опыт показывает, что физ. законы симметричны относительно след. наиб. общих преобразований.

Непрерывные преобразования пространства-времени

1) Перенос (сдвиг) системы как целого в пространстве. Это и последующие пространственно-временные преобразования можно понимать в двух смыслах: как активное преобразование — реальный перенос физ. системы относительно выбранной системы отсчёта или как пассивное преобразование — параллельный перенос системы отсчёта. С. физ. законов относительно сдвигов в пр-ве означает эквивалентность всех точек пр-ва, т. е. отсутствие в нём выдел. точек (однородность пр-ва).

2) Поворот системы как целого в пространстве. С. физ. законов относительно этого преобразования означает эквивалентность всех направлений в пр-ве (изотропию пр-ва).

3) Изменение начала отсчёта времени (сдвиг во времени). С. относительно этого преобразования означает, что физ. законы не меняются со временем.

4) Переход к системе отсчёта, движущейся относительно данной системы с постоянной (по направлению и величине) скоростью. С. относительно этого преобразования означает, в частности, эквивалентность всех *инерциальных систем отсчёта*.

Все указанные С. отражают псевдоевклидову геометрию четырёхмерного *Минковского пространства-времени*.

Дискретные преобразования пространства-времени

Создание релятив. квант. теории привело к открытию нового типа С., являющейся, в отличие от перечисл. выше, дискретной С. Это — С. законов природы относительно одновремен. проведения преобразований *пространственной инверсии* (*P*), *обращения времени* (*T*) и *зарядового сопряжения* (*C*) — замены ч-ц на соответствующие античастицы (см. *Теорема CPT*). Существование *CPT*-симметрии явл. следствием *релятивистской инвариантности* и локальности физ. вз-ствий. Относительно отд. дискретных преобразований *C*, *P* и *T* оказываются симметричными процессы, обусловленные сильными и эл.-магн. вз-ствиями. В процессах слабого вз-ствия нарушается С. относительно пространств. инверсии и зарядового сопряжения, однако сохраняется С. относительно преобразования *комбинированной инверсии* (*CP*) и, следовательно, согласно *CPT*-теореме, относительно обращения времени (*T*). Исключением явл. нарушение *CP*-симметрии в распадах долгоживущих K^0_L-мезонов (см. *К-мезоны*), природа к-рой ещё не выяснена.

Симметрия относительно перестановки одинаковых частиц

При квантовомеханич. описании систем, содержащих одинаковые ч-цы, эта С. приводит к принципу неразличимости одинаковых ч-ц, к полной их тождественности. Волн. ф-ция системы симметрична относительно перестановки любой пары одинаковых ч-ц с целым спином (т. е. их пространственных и спиновых переменных) и антисимметрична относительно такой перестановки для ч-ц с полуцелым спином. Связь спина и статистики явл. следствием релятив. инвариантности теории и тесно связана с *CPT*-теоремой.

Внутренние симметрии

Изотопическая инвариантность сильного взаимодействия и унитарная *SU* (3)-симметрия. Сильное вз-ствие

симметрично относительно поворотов в особом «изотопическом пр-ве». С матем. точки зрения, изотопич. С. отвечает преобразованиям группы унитарной симметрии $SU(2)$. Одним из проявлений этой С. явл. зарядовая независимость яд. сил (см. *Изотопическая инвариантность*). Изотопич. инвариантность не явл. точной С. природы, т. к. она нарушается эл.-магн. вз-ствием ч-ц и различием в массах *u*- и *d*-кварков.

Изотопич. С. представляет собой часть более широкой приближённой С. сильного взаимодействия — унитарной $SU(3)$-С., объединяющей в семейства частицы, принадлежащие к различным изотопич. мультиплетам и обладающие разл. значениями *странности*. Унитарная С. оказывается значительно более нарушенной, чем изотопическая, в связи с тем, что масса странного *s*-кварка довольно сильно отличается от масс *u*- и *d*-кварков. Открытие адронов с ещё более массивными *c*- и *b*-кварками указывает на наличие более высокой унитарной С. по типу («*аромату*») кварков. При достигнутых энергиях эти С. очень сильно нарушены, однако возможно, что при энергиях, отвечающих т. н. «*великому объединению*», происходит восстановление С.

«Цветовая» симметрия. Согласно совр. представлениям, каждый тип кварка может находиться в трёх разл. состояниях, характеризуемых значениями особого квант. числа — «*цвета*». Сильное вз-ствие симметрично относительно преобразования «цветов» кварков, к-рые составляют «цветовую» группу $SU(3)$. Предполагается, что «цветовая» $SU(3)$-С.— точная (её нарушение могло бы приводить к вылетанию отд. кварков из адронов; см. *Удержание «цвета»*).

Симметрия между кварками и лептонами. На опыте было замечено, что существует С. между *электрослабым взаимодействием* кварков и лептонов. Эта С. служит одним из оснований для поисков единой теории слабого, эл.-магн. и сильного вз-ствий («великого объединения»).

Суперсимметрия — С., связывающая поля, к-рым отвечают как ч-цы с целыми спинами (*бозоны*), так и с полуцелыми (*фермионы*). См. *Суперсимметрия*.

Калибровочная симметрия. С., отвечающая тому факту, что нек-рые сохраняющиеся физ. величины, обобщённо называемые «зарядами» (напр., электрич. заряд, *гиперзаряд*, *изотопический спин*, «цвет»), явл. одновременно источниками полей, переносящих вз-ствия между ч-цами, обладающими данным типом «заряда». Закону сохранения обобщённых «зарядов» отвечает инвариантность *лагранжиана* системы относительно определённой группы преобразований — калибровочных преобразований — с нек-рыми произвольными параметрами, не зависящими от пространственно-временно́й точки (глобальная симметрия). Так, закону сохранения электрич. заряда соответствует инвариантность лагранжиана относительно умножения волн. ф-ций заряж. ч-ц (ψ_i) на фазовый множитель:

$$\psi_i \longrightarrow \psi_i e^{i\beta z_i},\ \psi_i^* \longrightarrow \psi_i^* e^{-i\beta z_i}, \qquad (1)$$

где z_i — заряд ч-цы (в ед. элем. электрич. заряда), а β — произвольный числовой множитель. Аналогично сохранение изотопич. спина или «*цветового заряда*» вытекает из инвариантности лагранжиана относительно группы специальных унитарных преобразований [соответственно $SU(2)$ и $SU(3)$] с произвольными пост. параметрами. Физ. требование того, чтобы указанные С. выполнялись не только глобально, но и локально, т. е. для преобразований, параметры к-рых явл. произвольными ф-циями пространственно-временно́й точки [напр., в (1) β являлся бы произвольной ф-цией координат и времени: $\beta = f(x, y, z, t)$], может быть выполнено при условии, если одновременно определённым образом преобразуются и поля, источниками к-рых служат данные заряды. Возникающие поля оказываются определёнными с точностью до произвольных ф-ций, компенсирующих произвол в выборе локальных параметров преобразования С. Из ур-ний движения следует, что в пространств. отношении эти компенсирующие поля должны быть *векторными полями*. Требование независимости физ. величин от произвола, с к-рым определены компенсирующие поля, т.е. от калибровки, однозначно приводит к ур-нию движения и законам вз-ствия компенсирующих, или калибровочных, полей. Из этого требования также следует, что масса покоя ч-ц (квантов полей), отвечающих калибровочным полям, должна быть равна нулю. На основе калибровочной С. построены совр. теории электрослабого и сильного вз-ствий (последней явл. *квантовая хромодинамика*). Для объяснения отличной от нуля массы *промежуточных векторных бозонов* $W^{\pm}$, Z^0, являющихся квантами калибровочных полей и выступающих в кач-ве переносчиков короткодействующего слабого вз-ствия, предложен механизм *спонтанного нарушения симметрии*.

Симметрия и законы сохранения

Согласно *Нётер теореме*, каждому преобразованию С., характеризуемому одним непрерывно изменяющимся параметром, соответствует величина, к-рая сохраняется (не меняется со временем) для системы, обладающей этой С. Из С. физ. законов относительно сдвига замкнутой системы в пр-ве, поворота её как целого и изменения начала отсчёта времени следуют соответственно законы сохранения импульса, момента кол-ва движения и энергии; из С. относительно локальных калибровочных преобразований — законы сохранения зарядов (электрического, гиперзаряда и др.); из изотопич. инвариантности — сохранение изотопич. спина в процессах сильного вз-ствия. Дискр. С. в классич. механике не приводят к к.-л. законам сохранения. Однако в квант. механике, в к-рой состояние системы описывается волн. ф-цией, или для волн. полей (напр., эл.-магн. поля), где справедлив *суперпозиции принцип*, из существования дискр. С. следуют законы сохранения нек-рых специфич. величин, не имеющих аналогов в классич. механике [напр., пространственной, зарядовой и комбинированной (CP-) чётностей; см. также *G-чётность*].

Симметрия квантовомеханических систем и вырождение

Если квантовомеханич. система обладает определённой С., то операторы сохраняющихся физ. величин, соответствующих этой С., коммутируют с *гамильтонианом* системы. Если нек-рые из этих операторов не коммутируют между собой, уровни энергии системы оказываются вырожденными (см. *Вырождение*): определённому уровню энергии отвечает неск. разл. состояний, преобразующихся друг через друга при преобразованиях С. В матем. отношении эти состояния представляют базис неприводимого представления группы С. системы. Это обусловливает плодотворность применения методов теории групп в квант. механике.

Помимо вырождения уровней энергии, связанного с явной С. системы (напр., относительно поворотов системы как целого), в ряде задач существует дополнит. вырождение, связанное с т. н. скрытой С. вз-ствия. Такие скрытые С. существуют, напр., для кулоновского вз-ствия и для изотропного *осциллятора*. Скрытая С. кулоновского вз-ствия, приводящая к вырождению состояний с разл. орбит. моментами, обусловлена явной С. кулоновского вз-ствия в четырёхмерном импульсном пр-ве.

Если система, обладающая к.-л. С., находится в поле сил, нарушающих эту С. (но достаточно слабых, чтобы их можно было рассматривать как малое возмущение), происходит расщепление вырожд. уровней энергии исходной системы: разл. состояния, к-рые в силу С. системы имели одинаковую энергию, под действием «несимметричного» возмущения приобретают разл. энергетич. смещения. В случаях, когда возмущающее поле обладает нек-рой С., составляющей часть С. исходной системы, вырождение уровней энергии снимается не полностью: часть уровней остаётся вырожденной в соответствии с С.

вз-ствия, «включающего» возмущающее поле.

Наличие в системе вырожденных по энергии состояний в свою очередь указывает на существование С. вз-ствия и позволяет в принципе найти эту С., когда она заранее не известна. Последнее обстоятельство играет важнейшую роль, напр., в физике элем. ч-ц.

Динамические симметрии

Очень плодотворно понятие т. н. д и н а м и ч е с к о й С. системы, к-рое возникает, когда рассматриваются преобразования, включающие переходы между состояниями системы с разл. энергиями. Неприводимым представлением группы динамич. С. будет весь спектр стационарных состояний системы. Понятие динамич. С. можно распространить и на случаи, когда гамильтониан системы зависит явно от времени, причём в одно неприводимое представление динамич. группы С. объединяются в этом случае все состояния квантовомеханич. системы, не являющиеся стационарными (т. е. не обладающие заданной энергией).

В определённом смысле к динамич. С. может быть отнесена также *киральная симметрия*.

● Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971. *С. С. Горшейн.*

СИММЕТРИЯ КРИСТАЛЛОВ, свойство кристаллов совмещаться с собой при поворотах, отражениях, параллельных переносах либо части или комбинации этих операций. Симметрия означает возможность преобразования объекта, совмещающего его с собой. Симметрия внеш. формы (огранки) кристалла определяется симметрией его атомного строения, к-рая обусловливает также и симметрию физ. свойств кристалла.

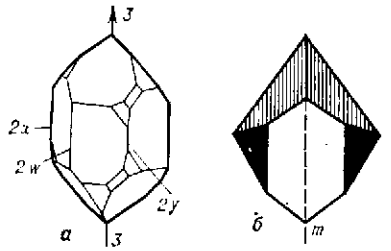


Рис. 1. - *а* — кристалл кварца: *3* — ось симметрии 3-го порядка, *2x*, *2y*, *2w* — оси 2-го порядка; *б* — кристалл водного метасиликата натрия: *m* — плоскость симметрии.

На рис. 1, *а* изображён кристалл кварца. Внеш. его форма такова, что поворотом на 120° вокруг оси *3* он может быть совмещён сам с собой (с о в м е с т и м о е р а в е н с т в о). Кристалл метасиликата натрия (рис. 1, *б*) преобразуется в себя отражением в плоскости симметрии *m* (з е р к а л ь н о е р а в е н с т в о).

Если $F(x_1x_2x_3)$ — функция, описывающая объект, напр. форму кристалла в трёхмерном пространстве или к.-л. его свойство, а операция $g[x_1, x_2, x_3]$ осуществляет преобразование координат всех точек объекта, то g является операцией или преобразованием симметрии, а F — симметричным объектом, если выполняются условия:

$$g[x_1, x_2, x_3] = x_1' x_2' x_3', \qquad (1, a)$$

$$F(x_1, x_2, x_3) = F(x_1', x_2', x_3'). \qquad (1, б)$$

В наиболее общей формулировке симметрия — неизменность (инвариантность) объектов и законов при нек-рых преобразованиях описывающих их переменных. Кристаллы — объекты в трёхмерном пространстве, поэтому классич. теория С. к.— теория симметрич. преобразований в себя трёхмерного пространства с учётом того, что внутр. атомная структура кристаллов — трёхмерно-периодическая, т. е. описывается как *кристаллическая решётка*. При преобразованиях симметрии пространство не деформируется, а преобразуется как жёсткое целое. Такие преобразования наз. ортогональными или изометрическими. После преобразования симметрии части объекта, находившиеся в одном месте, совпадают с частями, находящимися в др. месте. Это означает, что в симметричном объекте есть равные части (совместимые или зеркальные).

С. к. проявляется не только в их структуре и свойствах в реальном трёхмерном пространстве, но также и при описании энергетич. спектра электронов кристалла (см. *Зонная теория*), при анализе процессов дифракции рентг. лучей и электронов в кристаллах в обратном пространстве (см. *Обратная решётка*) и т. п.

Группа симметрии кристаллов. Кристаллу может быть присуща не одна, а неск. операций симметрии. Так, кристалл кварца (рис. 1, *а*) совмещается с собой не только при повороте на 120° вокруг оси *3* (операция g_1), но и при повороте вокруг оси *3* на 240° (операция g_2), а также при поворотах на 180° вокруг осей *2x*, *2y*, *2w* (операции g_3, g_4, g_5). Каждой операции симметрии может быть сопоставлен элемент симметрии — прямая, плоскость или точка, относительно к-рой производится данная операция. Напр., ось *3* или оси *2x*, *2y*, *2w* являются осями симметрии, плоскость *m* (рис. 1, *б*) — плоскостью зеркальной симметрии и т. п. Совокупность операций симметрии $\{g_1, g_2, \ldots, g_n\}$ данного кристалла образует группу симметрии G в смысле матем. теории групп. Последоват. проведение двух операций симметрии также является операцией симметрии. Всегда существует операция идентичности g_0, ничего не изменяющая в кристалле, наз. отождествлением, геометрически соответствующая неподвижности объекта или повороту его на 360° вокруг любой оси. Число операций, образующих группу G, наз. порядком группы.

Группы симметрии классифицируют: по числу n измерений пространства, в к-рых они определены; по числу m измерений пространства, в к-рых объект периодичен (их соответственно обозначают G_m^n), и по нек-рым др. признакам. Для описания кристаллов используют разл. группы симметрии, из к-рых важнейшими являются п р о с т р а н с т в е н н ы е г р у п п ы с и м м е т р и и G_3^3, описывающие атомную структуру кристаллов, и т о ч е ч н ы е г р у п п ы с и м м е т р и и G_0^3, описывающие их внешнюю форму. Последние наз. также кристаллографическими к л а с с а м и.

Точечные группы симметрии. Операциями точечной симметрии являются: повороты вокруг оси симметрии порядка N на угол, равный $360°/N$ (рис. 2, *а*), отражение в плоскости симметрии (зеркальное отражение; рис. 2, *б*), инверсия $\bar{1}$ (симметрия относительно точки; рис. 2, *в*), инверсионные повороты $\bar{N}$ (комбинация поворота на угол $360°/N$ с одновременной инверсией; рис. 2, *г*).

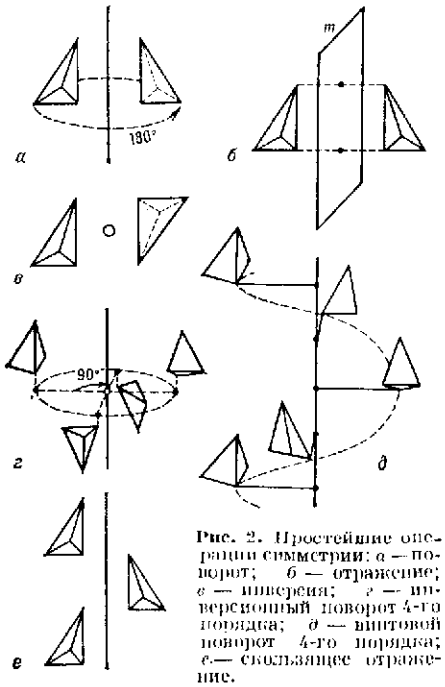


Рис. 2. Простейшие операции симметрии: *а* — поворот; *б* — отражение; *в* — инверсия; *г* — инверсионный поворот 4-го порядка; *д* — винтовой поворот 4-го порядка; *е* — скользящее отражение.

Вместо инверсионных поворотов иногда рассматривают зеркальные повороты $\tilde{N}$. Геометрически возможные сочетания этих операций определяют ту или иную точечную группу симметрии, к-рая изображается обычно в стереографич. проекции. При преобразованиях точечной симметрии по

крайней мере одна точка объекта остаётся неподвижной — преобразуется сама в себя. В ней пересекаются все элементы симметрии, и она является центром стереографич. проекции. Примеры кристаллов, относящихся к разл. точечным группам, даны на рис. 3.

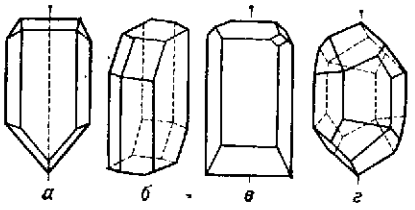


Рис. 3. Примеры кристаллов, принадлежащих к разным точечным группам (кристаллографическим классам): *а* — к классу m (одна плоскость симметрии); *б* — к классу $\bar{1}$ (центр симметрии); *в* — к классу 2 (одна ось симметрии 2-го порядка); *г* — к классу $\bar{6}$ (одна инверсионно-поворотная ось 6-го порядка).

Точечные преобразования симметрии $g[x_1, x_2, x_3]=x_1', x_2', x_3'$ описываются линейными ур-ниями:

$$x_1' = a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3,$$
$$x_2' = a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3, \qquad (2)$$
$$x_3' = a_{31}x_1 + a_{32}x_2 + a_{33}x_3,$$

т. е. матрицей коэфф. (a_{ij}). Напр., при повороте вокруг оси x_1 на угол $\alpha = 360°/N$ матрица коэфф. имеет вид:

$$\begin{Vmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha & 0 \\ \sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{Vmatrix},$$

а при отражении в плоскости x_1, x_2 она имеет вид:

$$\begin{Vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{Vmatrix}.$$

Число точечных групп G_0^3 бесконечно. Однако в кристаллах ввиду наличия крист. решётки возможны только операции и соответственно оси симметрии до 6-го порядка (кроме 5-го; в крист. решётке не может быть оси симметрии 5-го порядка, т. к. с помощью пятиугольников нельзя заполнить пространство без промежутков), к-рые обозначаются символами: 1, 2, 3, 4, 6, а также инверсионные оси $\bar{1}$ (она же — центр симметрии), $\bar{2}$ (она же — плоскость симметрии), $\bar{3}$, $\bar{4}$, $\bar{6}$. Поэтому количество точечных кристаллографич. групп симметрии, описывающих внеш. форму кристаллов, ограничено, их всего 32 (см. табл.). В междунар. обозначения точечных групп входят символы порождающих их операций симметрии. Эти группы объединяются по симметрии формы элементарной ячейки (с периодами a, b, c и углами α, β, γ) в 7 *сингоний*.

Сингония	Обозначения: международные	Обозначения: по Шёнфлису	Название класса
Триклинная $a\neq b\neq c$ $\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq\neq 90°$	1	C_1	Моноэдрический
	$\bar{1}$	C_i	Пинакоидальный
Моноклинная $a\neq b\neq c$ $\alpha=\gamma=90°$ $\beta\neq 90°$	2	C_2	Диэдрический осевой
	m	C_s	Диэдрический безосный
	$2/m$	C_{2h}	Призматический
Ромбическая $a\neq b\neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=$ $= 90°$	222	D_2	Ромбо-тетраэдрический
	mm	C_{2v}	Ромбо-пирамидальный
	mmm	D_{2h}	Ромбо-дипирамидальный
Тетрагональная $a=b\neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=$ $= 90°$	4	C_4	Тетрагонально-пирамидальный
	422	D_4	Тетрагонально-трапецоэдрический
	$4/m$	C_{4h}	Тетрагонально-дипирамидальный
	$4/mm$	C_{4v}	Дитетрагонально-пирамидальный
	$4/mmm$	D_{4h}	Дитетрагонально-дипирамидальный
	$\bar{4}$	S_4	Тетрагонально-тетраэдрический
	$\bar{4}2m$	D_{2d}	Тетрагонально-скаленоэдрический
Тригональная $a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma\neq$ $\neq 90°$	3	C_3	Тригонально-пирамидальный
	32	D_3	Тригонально-трапецоэдрический
	$3m$	C_{3v}	Дитригонально-пирамидальный
	$\bar{3}$	C_{3i}	Ромбоэдрический
	$\bar{3}m$	D_{3d}	Дитригонально-скаленоэдрический
Гексагональная $a=b\neq c$ $\alpha=\beta=90°$ $\gamma=120°$	$\bar{6}$	C_{3h}	Тригонально-дипирамидальный
	$\bar{6}m2$	D_{3h}	Дитригонально-дипирамидальный
	6	C_6	Гексагонально-пирамидальный
	622	D_6	Гексагонально-трапецоэдрический
	$6/m$	C_{6h}	Гексагонально-дипирамидальный
	$6/mm$	C_{6v}	Дигексагонально-пирамидальный
	$6/mmm$	D_{6h}	Дигексагонально-дипирамидальный
Кубическая $a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma=$ $= 90°$	23	T	Тритетраэдрический
	$m\bar{3}$	T_h	Дидодекаэдрический
	$\bar{4}3m$	T_d	Гексатетраэдрический
	432	O	Триоктаэдрический
	$m\bar{3}m$	O_h	Гексоктаэдрический

Группы, содержащие лишь повороты, описывают кристаллы, состоящие только из совместимо равных частей (группы 1-го рода). Группы, содержащие отражения или инверсионные повороты, описывают кристаллы, в к-рых есть зеркально равные части (группы 2-го рода). Кристаллы, описываемые группами 1-го рода, могут кристаллизоваться в двух энантиоморфных формах («правой» и «левой», каждая из к-рых не содержит элементов симметрии 2-го рода), но зеркально равных друг другу (см. *Энантиоморфизм*).

Точечные группы описывают симметрию не только кристаллов, но любых конечных фигур. В живой природе часто наблюдается запрещённая в кристаллографии симметрия с осями 5-го, 7-го порядка и выше. Напр., для описания регулярной структуры сферич. вирусов, в оболочках к-рых соблюдаются принципы плотной укладки молекул, оказалась важной икосаэдрическая точечная группа 532 (см. *Биологические кристаллы*).

Предельные группы. Функции, к-рые описывают зависимость разл. свойств кристалла от направления, имеют определённую точечную симметрию, однозначно связанную с группой симметрии ограничения кристалла. Она либо совпадает с ней, либо выше её по симметрии (*Неймана принцип*).

Многие из свойств кристаллов, принадлежащих к определённым точечным группам симметрии, описываются т. н. предельными точечными группами, содержащими оси симметрии бесконечного порядка, обозначаемые символом ∞. Наличие оси ∞ означает, что объект совмещается с собой при повороте на любой, в т. ч. бесконечно малый угол

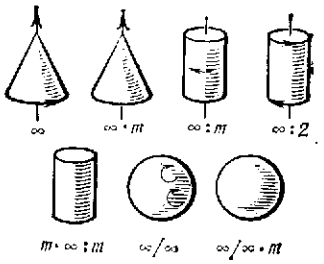


Рис. 4. Фигуры, иллюстрирующие предельные группы симметрии.

(изотропные твёрдые тела, текстуры). Таких групп 7, они представлены на рис. 4 образцовыми фигурами и соответствующими символами. Т. о., всего имеется 32+7=39 точечных групп, описывающих симметрию свойств кристаллов. Зная группу С. к., можно указать возможность наличия или отсутствия в нём нек-рых физ. свойств (см. *Кристаллофизика*).

Пространственная симметрия атомной структуры кристаллов описывается пространств. группами симметрии G_3^3 (наз. также фёдоровскими в честь впервые их

в 1890 Е. С. Фёдорова). Характерными для решётки операциями являются три некомпланарных переноса a, b, c, наз. трансляциями, к-рые задают трёхмерную периодичность атомной структуры кристаллов. Сдвиг (перенос) структуры на векторы a, b, c или любой вектор $t=p_1a+p_2b+p_3c$, где p_1, p_2, p_3 — любые целые положительные или отрицательные числа, совмещает структуру кристалла с собой и, следовательно, является операцией симметрии (трансляционная симметрия).

Вследствие возможности комбинирования в решётке трансляций и операций точечной симметрии в группах G_3^3 возникают операции и соответствующие им элементы симметрии с трансляц. компонентой — винтовые оси разл. порядков и плоскости скользящего отражения (рис. 2, *д*, *е*). Всего известно 230 пространств. групп симметрии G_3^3, любой кристалл относится к одной из этих групп. Трансляц. компоненты элементов микросимметрии макроскопически не проявляются, напр. винтовая ось в огранке кристаллов проявляется как соответствующая по порядку простая поворотная ось. Поэтому каждая из 230 групп G_3^3 макроскопически сходственна (гомоморфна) с одной из 32 точечных групп. Напр., на точечную группу mmm гомоморфно отображаются 28 пространств. групп. Совокупность переносов, присущих данной пространственной группе, есть её трансляционная подгруппа, или *Браве решётка*; таких решёток существует 14.

Симметрия слоёв и цепей. Для описания объектов периодических в 1 или 2 направлениях, в частности фрагментов структуры кристаллов, могут быть использованы группы G_2^3 — двумерно периодические и G_1^3 — одномерно периодические в трёхмерном пространстве. Эти группы играют важную роль в изучении биол. структур и молекул. Напр., группы G_2^3 описывают строение биол. мембран, группы G_1^3 — цепных молекул (рис. 5, *а*) палочкообразных вирусов, трубчатых кристаллов глобулярных белков (рис. 5, *б*), в к-рых молекулы уложены согласно спиральной (винтовой) симметрии, возможной в группах G_1^3 (см. *Биологические кристаллы*).

Обобщённая симметрия. В основе определения симметрии лежит понятие равенства (1, *б*) при преобразовании (1, *а*). Однако физически (и математически) объект может быть равен себе по одним признакам и не равен по другим. Напр., распределение ядер и электронов в кристалле антиферромагнетика можно описать с помощью обычной пространств. симметрии, но если учесть распределение в нём магн. моментов (рис. 6), то «обычной», классич. симметрии уже недостаточно. К подобного рода обобщениям симметрии относятся антисимметрия и цветная симметрия. В антисимметрии в дополнение к трём пространств. переменным x_1, x_2, x_3 вводится добавочная 4-я переменная $x_4=\pm1$. Это можно истолковать таким образом, что при преобразовании (1, *а*) ф-ция F может быть не только равна себе, как в (1, *б*), но и «антиравна» — изменить знак. Условно такую операцию можно изобразить изменением цвета (рис. 7). Существует 58 групп точечной антисимметрии $C_0^{3,a}$ и 1651 пространств. группа антисимметрии $G_3^{3,a}$ (шубниковских групп). Если добавочная переменная приобретает не два значения, а неск. (возможны числа 3, 4, 6, 8, . . ., 48), то возникает цветная симметрия Белова. Так, известна 81 точечная группа $C_0^{3,\text{ц}}$ и 2942 группы $G_3^{3,\text{ц}}$. Основные приложения обобщённой симметрии в кристаллографии — описание магн. структур.

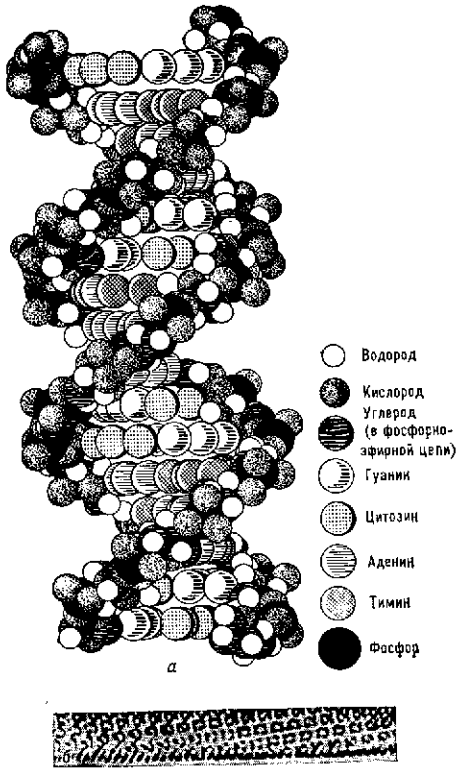


Рис. 5. Объекты со спиральной симметрией: *а* — молекула ДНК; *б* — трубчатый кристалл белка фосфорилазы (электронномикроскопический снимок, увеличение 220000).

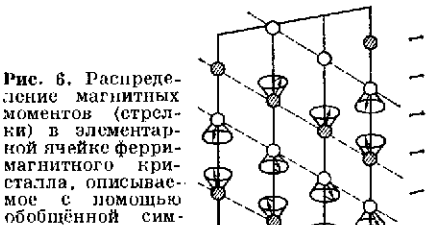


Рис. 6. Распределение магнитных моментов (стрелки) в элементарной ячейке ферримагнитного кристалла, описываемое с помощью обобщённой симметрии.

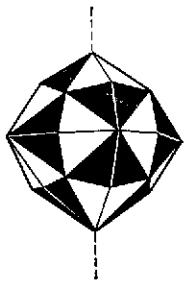


Рис. 7. Фигура, описываемая точечной группой антисимметрии.

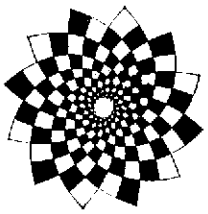


Рис. 8. Фигура, обладающая симметрией подобия.

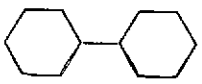
Др. обобщения симметрии: симметрия подобия, когда равенство частей фигуры заменяется их подобием (рис. 8), криволинейная симметрия, статистич. симметрия, вводимая при описании структуры разупорядоченных кристаллов, твёрдых растворов, *жидких кристаллов*, и др.

● Шубников А. В., Копцик В. А., Симметрия в науке и искусстве, 2 изд., М., 1972; Вейль Г., Симметрия, пер. с англ., М., 1968; Федоров Е. С., Симметрия и структура кристаллов, М., 1949; Шубников А. В., Симметрия и антисимметрия конечных фигур, М., 1951; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979.

В. К. Вайнштейн.

СИММЕТРИЯ МОЛЕКУЛЫ, хар-ка *молекулы*, определяемая совокупностью возможных операций точечной симметрии для её равновесной конфигурации. Четыре операции точечной симметрии (вращение вокруг оси на нек-рый угол, меньший или равный 360°; отражение от плоскости; инверсия в точке; вращение вокруг оси с последующей инверсией в точке, лежащей на этой оси) приводят к след. элементам симметрии молекулы: ось симметрии n-го порядка (ось вращения n-го порядка), если при повороте вокруг этой оси на угол $360°/n$ (n — целое число) она совмещается сама с собой; зеркальная плоскость, или плоскость симметрии, если такое совмещение наблюдается при отражении от плоскости; центр инверсии, или центр симметрии, если молекула совмещается сама с собой при проектировании её атомов по линиям, проходящим через центр симметрии в положение, находящееся на противоположной стороне от него и на том же расстоянии, что и исходный атом; зеркально-поворотная ось n-го порядка, когда молекула совмещается сама с собой в результате поворота её вокруг нек-рой оси с последующей инверсией в точке, лежащей на этой оси. Так, элемен-

тами симметрии молекулы воды O (H, H) являются 2 плоскости симметрии (одна из них лежит в плоскости молекулы, другая проходит перпендикулярно к ней через биссектрису угла H—O—H, равного 104,5°) и ось симметрии 2-го порядка (биссектриса угла H—O—H). Молекула дифенила (рис.) в крист.


Углеродный скелет молекулы дифенила.

состоянии плоская, и её элементы симметрии — 2 взаимно перпендикулярные плоскости, проходящие через центр инверсии (середину центр. связи C—C), сам центр инверсии и ось 2-го порядка (центр. связь C—C). В газовой фазе углеродные кольца этой молекулы повёрнуты друг к другу под углом ~35° (за счёт их поворота вокруг центр. связи C—C), и из перечисленных выше элементов С. м. остаётся только центр инверсии.

Совокупность операций точечной С. м. образует матем. точечную группу симметрии. Элементы симметрии должны быть согласованы. Так, две зеркальные плоскости могут располагаться лишь под определ. углами друг к другу, а если они взаимно перпендикулярны, то линия их пересечения является осью симметрии 2-го порядка (как это имеет место у молекулы воды или у плоской молекулы дифенила). Операции С. м. не всегда обладают св-вом коммутативности (т. е. может быть существенна их последовательность). Точечные группы симметрии используют также для описания кристаллов (см. *Симметрия кристаллов*), обозначения, используемые для С. м., заимствованы из кристаллографии.

С. м. обусловливает симметрию *волновой функции* и потенциальной поверхности (см. *Молекула*) и проявляется в разл. физ. и хим. св-вах соединений. Так, С. м. приводит к *вырождению* определ. электронных, колебат. и вращат. уровней, а также обусловливает запреты определ. квант. переходов (см. *Отбора правила*). Молекулы, обладающие центром инверсии, не имеют пост. *дипольного момента*, что проявляется в их диэлектрич. св-вах (см. *Поляризуемость*). Если молекулы не имеют ни плоскости, ни центра симметрии, то они, как правило, существуют в правой и левой формах, т. е. являются *оптически активными веществами*.

● См. при ст. *Молекула*.

В. Г. Дашевский.

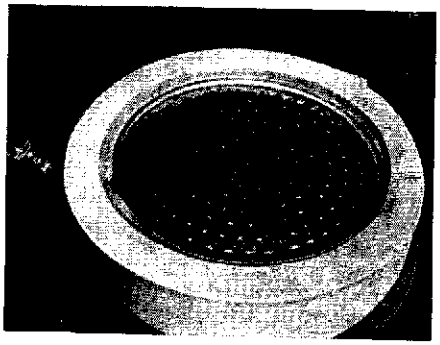
СИНГЛЕ́ТЫ (от англ. single — одиночный), одиночные *спектральные линии* в ат. спектрах, соответствующие квантовым переходам между синглетными уровнями энергии (см. *Мультиплетность*).

СИНГОНИЯ (от греч. sýn — вместе и gōnía — угол) кристаллографическая, подразделение кристаллов по конфигурации их элементарной ячейки. С. к. характеризуется соотношением между длинами рёбер a, b, c ячейки и углами α, β, γ между ними. Существует 7 С. к.: кубическая ($a=b=c$, $\alpha=\beta=\gamma=90°$); тетрагональная ($a=b\neq c$, $\alpha=\beta=\gamma=90°$); гексагональная ($a=b\neq c$, $\alpha=\beta=90°$, $\gamma=120°$); тригональная ($a=b=c$, $\alpha=\beta=\gamma\neq90°$); ромбическая ($a\neq b\neq c$, $\alpha=\beta=\gamma=90°$); моноклинная ($a\neq b\neq c$, $\alpha=\gamma=90°$, $\beta\neq90°$); триклинная ($a\neq b\neq c$, $\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq90°$). Являясь наиболее крупным классификационным подразделением в *симметрии кристаллов*, каждая С. включает неск. точечных групп симметрии кристаллов и *Браве решёток* и пространственных групп симметрии.

СИНЕРГЕ́ТИКА, область науч. исследований, целью к-рых является выявление общих закономерностей в процессах образования, устойчивости и разрушения упорядоч. временны́х и пространств. структур в сложных неравновесных системах разл. природы (физ., хим., биол., экологич. и др.). Возникновение организованного поведения может обусловливаться внеш. воздействиями (вынужденная организация) или являться результатом развития собств. (внутр.) неустойчивостей в системе (самоорганизация). В последнем случае процесс упорядочения связан с коллективным поведением подсистем, образующих систему. Наряду с проблемой самоорганизации С. рассматривает также и вопросы самодезорганизации — возникновения хаоса (сложного поведения) в динамич. системах. Как правило, исследуемые системы являются диссипативными *открытыми системами*.

Термин «С.» происходит от греч. synergētikós — совместный, согласованно действующий. С. возникла в нач. 70-х гг. 20 в. Основой С. служит единство явлений, моделей и методов, с к-рыми приходится сталкиваться при исследовании процессов «возникновения порядка из беспорядка» в химии (реакции Белоусова — Жаботинского), космологии (спиральные галактики), экологии (организация сообществ) и т. д. Примером самоорганизации в *гидродинамике* служит образование в подогреваемой жидкости (начиная с нек-рых градиентов темп-ры) шестиугольных ячеек Бенара (рис.) или возникновение тороидальных вихрей (вихрей Тейлора) между вращающимися цилиндрами. Пример вынужденной организации — синхронизация мод в многомодовом *лазере* с помощью внеш. периодич. воздействия.

Модели С. — это модели нелинейных неравновесных систем, подвергающихся действию флуктуаций. В момент перехода упорядоченная и неупорядоченная фазы отличаются друг от друга столь мало, что именно флуктуации переводят одну фазу в другую. Если в системе возможно неск. устойчивых состояний, то флуктуации отбирают лишь одно из них. При анализе сложных систем, напр. в биологии или экологии, С. исследует простейшие основные модели, позволяющие понять и выделить наиболее существ. механизмы «организации порядка» (избирательную неустойчивость, вероятностный отбор, конкуренцию или синхронизацию подсистем и др.). Понятия и образы С. связаны, в первую очередь, с оценкой упорядоченности поведения. Это — пространств. корреляция, параметр порядка, взаимная координация (синхронизация) подсистем, *энтропия* и др. Методы С. в значит. степени перекрываются с методами *колебаний и волн теории*, *термодинамики неравновесных процессов*, теории *фазовых переходов*, статистич. механики и др. Для многих задач С. построение теории сводится к созданию и анализу вероятностной модели; здесь С. заимствует методы из матем. теории стохастич. процессов.


Структура в виде шестигранных призматических ячеек (Бенара), устанавливающихся в плоском горизонтальном слое вязкой жидкости при подогреве снизу.

● Хакен Г., Синергетика, пер. с англ., М., 1980; Рязанов А. И., Введение в синергетику, «УФН», 1979, т. 129, в. 4. *М. И. Рабинович, А. Г. Сазонтов.*

СИНТЕТИ́ЧЕСКИЕ КРИСТА́ЛЛЫ, кристаллы, выращенные искусственно в лабораториях или в заводских условиях. Известно более 10^5 С. к. неорганич. веществ. Нек-рые из них не встречаются в природе, в частности наиболее применяемые кристаллы *полупроводников*, *пьезоэлектриков*, а также оптич. и оптоэлектрич. кристаллы, кристаллы, имитирующие драгоценные камни на основе алюмоиттриевых гранатов (гранаты) и двуокисей Zr и Hf (фианиты). Органических С. к. известно ~10^5 разнообразных составов, не встречающихся в природе. Среди них наибольшее применение находят органич. сцинтилляторы (нафталин, антрацен) и *сегнетоэлектрики* (*триглицинсульфат*). С др. стороны, из 3000 кристаллов, составляющих многообразие природных минералов, искусственно

НАИБОЛЕЕ РАСПРОСТРАНЁННЫЕ СИНТЕТИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ

Название	Хим. формула	Средняя величина кристаллов	Области применения
Кварц	SiO_2	от 1 до 15 кг, 300×200×150 мм	Пьезоэлектрич. преобразователи, ювелирные изделия, оптич. приборы
Корунд Рубин Сапфир	Al_2O_3 Al_2O_3 с примесью Cr Al_2O_3 с примесью Fe	Стержни диам. 60—100 мм, дл. до 3 м; пластины 140×300×30 мм	Приборостроение, часовая пром-сть, ювелирные изделия, рубиновый лазер, квантовый усилитель, сапф. подложки и окна
Германий	Ge	От 100 г до 10 кг, 200×200×500 мм	Полупроводниковые приборы
Кремний	Si	»	»
Галогениды	KCl, NaCl	от 1 до 100 кг, 300×300×800 мм	Сцинтилляторы
Сегнетова соль	$KNaC_4H_4O_6\cdot 4H_2O$	От 1 до 25 кг, 100×100×600 мм От 1 до 40 кг, 500×500×300 мм	Пьезоэлементы
Триглицинсульфат	$NH_2CH_2COOH_3\cdot H_2SO_4$	До 1 кг	Пироэлектрич. элементы
Дигидрофосфат калия KDP	KH_2PO_4	От 1 до 40 кг, 500×500×300 мм	Пьезоэлементы, нелинейные кристаллы, электрооптич. кристаллы
Алюмоиттриевый гранат	$Y_3Al_5O_{12}$	40×40×150 мм 30×200×150 мм	Твердотельные лазеры, ювелирные изделия
Железоиттриевый гранат	$Y_3Fe_5O_{12}$	30×30×30 мм	Акустика, электроника
Гадолиний-галлиевый гранат	$Gd_3Ga_5O_{12}$	20×80×200 мм	Подложки для магнитных плёнок
Алмаз	C	От 0,1 до 3 мм	Абразивный материал
Ниобат лития	$LiNbO_3$	10×20×200 мм	Пьезоэлементы, акустоэлектрич. и электрооптич. элементы
Нафталин	$C_{10}H_8$	Блоки в неск. кг	Сцинтилляционные счётчики
Бифталат калия	$C_8H_5O_4K$	До 1 кг	Рентгеновские анализаторы, нелинейная оптика
Сульфид кадмия	CdS	20×20×100 мм	Полупроводниковые приборы
Кальцит	$CaCO_3$	10×30×30 мм	Оптич. приборы
Сульфид цинка	ZnS	20×20×100 мм	Полупроводниковые приборы
Арсенид галлия	GaAs	20×20×100 мм	»
Фосфид галлия	GaP	»	»
Молибдаты редкоземельных элементов	$Y_2(MoO_4)_3$	100×10×100 мм	Твердотельные лазеры
Двуокись циркония (с добавкой Y_2O_3 до 10%)	ZrO_2	Блоки ок. 2 кг, столбчатые кристаллы 100×10×50 мм	Ювелирные изделия, оптика
Двуокись гафния (с добавкой Y_2O_3 до 10%)	HfO_2	»	»
Вольфрамат кальция	$CaWO_4$	10×20×200 мм	Твердотельные лазеры
Алюминат иттрия	$YAlO_3$	10×10×100 мм	»
Алюминий (трубы разл. сечений)	Al	Дл. до 1 м, диам. 3×20 см	Металлургия

удаётся выращивать пока только неск. сотен, из к-рых для практич. применений существенное значение имеют лишь 20—30 (см. табл.).

● Цинобер Л. И. [и др.], Условия роста и реальная структура кварца, в сб.: IV Всесоюзное совещание по росту кристаллов, [т.] 2, ч. 2, Ереван, 1972, с. 186; Мильвидский М. Г., Освенский В. Б., Получение совершенных монокристаллов полупроводников при кристаллизации из расплава, там же, с. 50; Багдасаров Х. С., Проблемы синтеза крупных тугоплавких оптических монокристаллов, там же, с. 6—25; Яковлев Ю. М., Гендельев С. Ш., Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике, М., 1975; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, М., 1979.

В. А. Тимофеева.

СИНУСОВ УСЛОВИЕ в оптике, выражается формулой $\sin u/\sin u' = \beta n'/n$, где u и u' — углы, образуемые с оптич. осью лучом, проходящим через

находящиеся на оси точки предмета и его изображения, соответственно; n и n' — показатели преломления сред по обе стороны оптич. системы; $\beta = y'/y$ — линейное увеличение оптич. системы. С. у. должно соблюдаться, чтобы оптич. система, исправленная в отношении *сферической аберрации*, давала неискажённое (безаберрационное) изображение y' малого линейного элемента y, расположенного на оптич. оси системы и перпендикулярного этой оси (рис.).

СИНУСОИДАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ, колебания, при к-рых изменения колеблющейся величины происходят по синусоиде; то же, что *гармонические колебания*.

СИНХРОНИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ, установление и поддержание такого режима колебаний двух или неск. *связанных систем*, при к-ром их частоты равны, кратны или находятся в рациональном отношении друг с другом. В отсутствие взаимодействия частоты колебаний этих систем могут быть любыми. Различают взаимную С. к. связанных систем, при к-рой каждая из систем действует на другие и частота С. к. отличается от исходных частот, и принудительную С. к., или захватывание частоты, при к-рой связь между системами такова, что одна из них (синхронизирующая) влияет на другую (синхронизируемую), а обратное влияние исключено; в этом случае устанавливается колебание с частотой синхронизирующей системы. При взаимной С. к. двух связанных генераторов, сильно различающихся по мощность, более мощный генератор играет роль синхронизирующего, а менее мощный — синхронизируемого. Этот случай является переходным от взаимной С. к. к принудительной.

С. к. двух связанных систем, имеющих в отсутствие взаимодействия частоты ω_1 и ω_2, обычно происходит при значениях разности частот $\Delta\omega = -\omega_1 - \omega_2$, находящихся внутри определённого интервала. Ширину этого интервала наз. полосой синхронизации (захватывания). При С. к. двух автоколебательных систем полоса синхронизации тем меньше, чем слабее связь между системами.

Применения С. к. обширны. Так, С. к. позволяет генераторам переменного тока, синхронным моторам и др. нелинейным системам входить в синхронный режим и устойчиво работать в пределах конечной полосы частот, а также позволяет неск. генераторам устойчиво работать на общую сеть энергосистемы или неск. радиопередатчикам на одну антенну. С. к. используется при создании умножителей и делителей частоты. В сложных нелинейных системах, генерирующих неск. частот, возможна С. к. на различных комбинац. частотах системы. Напр., С. к. на разностной частоте применяется при синхронизации мод *лазера*. Больным с нарушением ритма сердца вживляют электронный синхронизатор сердечного ритма (т. н.

кардиостимулятор). С. к. лежит в основе объяснения многих физ. явлений. Так, с классич. точки зрения *вынуждённое излучение* физ. системы, состоящей из набора осцилляторов, есть результат С. к. этих осцилляторов коллективным полем излучения.

● Теодорчик К. Ф., Автоколебательные системы, 3 изд., М.— Л., 1952; Блехман И. И., Синхронизация динамических систем, М., 1971; Хаяси Т., Нелинейные колебания в физических системах, пер. с англ., М., 1968. *В. П. Реутов.*

СИНХРОТРО́Н (от греч. sýnchronos — одновременный и *электрон*), циклич. резонансный ускоритель электронов с орбитой почти постоянного радиуса, в к-ром управляющее магн. поле изменяется во времени, а частота ускоряющего электрич. поля постоянна. См. *Ускорители.*

СИНХРОТРО́ННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (магнитотормозное излучение), излучение эл.-магн. волн заряж. ч-цами, движущимися с релятив. скоростями в однородном магн. поле. Излучение ч-ц, движущихся в перем. электрич. и магн. полях, наз. *ондуляторным излучением.* С. и. обусловлено ускорением, связанным с искривлением траекторий ч-ц в магн. поле. Аналогичное излучение нерелятив. ч-ц, движущихся по круговым или спиральным траекториям, наз. ц и к л о т р о н н ы м и з л у ч е н и е м; оно происходит на осн. гиромагнитной частоте и её первых гармониках. С увеличением скорости ч-цы роль высоких гармоник возрастает; при приближении к релятив. пределу излучение в области наиб. интенсивных высоких гармоник обладает практически непрерывным спектром и сосредоточено в направлении мгновенной скорости в узком конусе с углом раствора $\varphi \sim mc^2/\mathcal{E}$, где m и $\mathcal{E}$ — масса и энергия ч-цы.

Полная мощность излучения ч-цы с энергией $\mathcal{E} \gg mc^2$ равна:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2e^4}{3m^4c^7} H_\perp^2 \mathcal{E}^2 = 0{,}98 \cdot 10^{-3} H_\perp^2 \times \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2}\right)^2 \text{ЭВ/с},$$

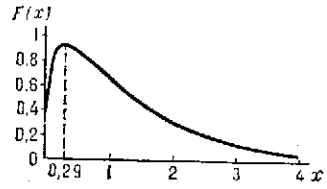
где e — заряд ч-цы, $H_\perp$ — составляющая магн. поля, перпендикулярная скорости ч-цы. Сильная зависимость излучаемой мощности от массы ч-цы делает С. и. наиб. существенным для лёгких ч-ц — эл-нов и позитронов. Спектральное (по частоте ν) распределение излучаемой мощности определяется выражением:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 H_\perp}{mc^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int\limits_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta)\, d\eta,$$

где $\nu_c = (3eH_\perp/4\pi mc)(\mathcal{E}/mc^2)^2$, а $K_{5/3}(\eta)$ — цилиндрич. ф-ция второго рода мнимого аргумента. График ф-ции $F(x) = x \int\limits_x^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta$ представлен на рис. Характерная частота, на к-рую приходится максимум в спектре излучения ч-цы, равна (в Гц):

$$\nu \approx 0{,}29 \cdot \nu_c = 1{,}8 \cdot 10^{18} H_\perp \mathcal{E}_{\text{эрг}}^2 = 4{,}6 \cdot 10^{-6} H_\perp \mathcal{E}_{\text{эВ}}^2.$$

Излучение отд. ч-цы в общем случае эллиптически поляризовано с большой осью эллипса поляризации, расположенной перпендикулярно видимой проекции магн. поля. Степень эллиптичности и направление вращения вектора напряжённости электрич. поля зависит от направления наблюдения по отношению к конусу, описываемому вектором скорости ч-цы вокруг направления магн. поля. Для направлений наблюдения, лежащих на этом конусе, поляризация линейная.



Впервые С. и. наблюдалось в циклич. ускорителях эл-нов (в *синхротроне*, поэтому и получило назв. «С. и.»). Потери энергии на С. и., а также связанные с С. и. квант. эффекты в движении ч-ц необходимо учитывать при конструировании циклич. ускорителей эл-нов высокой энергии. С. и циклич. ускорителей эл-нов используется для получения интенсивных пучков поляризованного эл.-магн. излучения в УФ области спектра и в области «мягкого» рентг. излучения; пучки рентг. С. и. применяются, в частности, в *рентгеновском структурном анализе.*

Большой интерес представляет С. и. косм. объектов, в частности нетепловой радиофон Галактики, нетепловое радио- и оптич. излучение дискретных источников (*сверхновых звёзд*, *пульсаров*, *квазаров*, радиогалактик). Синхротронная природа этих излучений подтверждается особенностями их спектра и поляризации. Согласно совр. представлениям, релятив. эл-ны, входящие в состав *космических лучей*, дают С. и. в косм. магн. полях в радио-, оптическом, а возможно, и в рентгеновском диапазонах. Измерения спектр. интенсивности и поляризации косм. С. и. позволяют получить информацию о концентрации и энергетич. спектре релятив. эл-нов, величине и направлении магн. полей в удалённых частях Вселенной.

● Соколов А. А., Тернов И. М., Релятивистский электрон, М., 1974; Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н., Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы, «УФН», 1977, т. 122, в. 3; Синхротронное излучение. Свойства и применение, пер. с англ., М., 1981. *С. И. Сыроватский.*

СИНХРОФАЗОТРО́Н, циклич. резонансный ускоритель тяжёлых ч-ц (протонов, ионов), в к-ром управляющее магн. поле и частота ускоряющего электрич. поля одновременно изменяются во времени таким образом, чтобы радиус равновесной орбиты ч-ц оставался постоянным. С. для ускорения протонов часто наз. протонным синхротроном. См. *Ускорители.*

СИНХРОЦИКЛОТРО́Н, то же, что *фазотрон.*

СИРЕ́НА, акустич. излучатель, действие к-рого основано на периодич. прерывании потока газа (или жидкости). По принципу работы С. делятся на динамические (вращающиеся) и пульсирующие. В пульсирующих С. перекрытие потока производится заслонкой, совершающей возвратно-поступат. движение при помощи эл.-магн. или электродинамич. преобразователя.

Наиболее распространены динамич. С. Они подразделяются на осевые и радиальные (рис.): в первых воздушный поток совпадает с осью вращения,

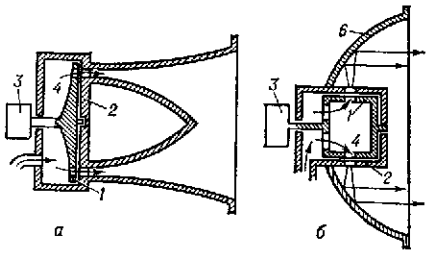


Схема устройства сирены: *а* — осевая; *б* — радиальная.

во вторых — направлен по радиусу перпендикулярно оси. В осевых С. диск *1* с отверстиями (ротор) вращается относительно неподвижного диска *2* (статора). В радиальных С. ротор *1* и статор *2* представляют собой две коаксиальные поверхности (обычно цилиндрические). Ротор вращается электродвигателем *3* (или газовой турбинкой). Воздух, поступающий под давлением через отверстия в роторе и статоре из камеры *4*, периодически прерывается, создавая во внеш. пространстве сжатия и разрежения. Частота пульсаций воздуха f определяется числом отверстий в роторе или статоре m и числом N оборотов ротора в минуту: $f = mN/60$ Гц. Частота f соответствует осн. частоте излучения С. Частотный диапазон С., применяемых на практике, составляет от 200—300 Гц до 80—100 кГц, но известны С., работающие на частотах до 600 кГц. Мощность С. может достигать десятков кВт.

Воздушные динамич. С. применяются для сигнализации и для технологич. целей (коагуляция мелкодисперсных аэрозолей, разрушение пены, осаждение туманов, ускорение процессов тепло- и массообмена и др.).

Жидкостные С. выполняются обычно радиальными с неск. коаксиальными роторами, вращающимися между неск. рядами коаксиальных статоров; иногда статор вообще отсутствует,

а два ротора, один из к-рых входит в другой, вращаются в разные стороны. В таких С. отверстия имеют вид продольных щелей, располагаемых по образующей цилиндра. Жидкостные С. применяются для эмульгирования, диспергирования и ускорения процессов перемешивания.

● Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Кроуфорд А. Э., Ультразвуковая техника, пер. с англ., М., 1958. *Ю. Я. Борисов.*

СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц физических величин, совокупность основных и производных единиц нек-рой системы физ. величин, образованная в соответствии с принятыми принципами. С. е. строится на основе физ. теорий, отражающих существующую в природе взаимосвязь физ. величин. При определении единиц системы подбирается такая последовательность физ. соотношений, в к-рой каждое следующее выражение содержит только одну новую физ. величину. Это позволяет определить единицу физ. величины через совокупность ранее определённых единиц, а в конечном счёте — через основные (независимые) единицы системы (см. *Единицы физических величин*). Связь производных единиц системы с основными выражается ф-лами размерности (см. *Размерностей анализ*). Обычно в качестве основных выбирают единицы, которые могут быть воспроизведены *эталонами* или эталонными установками с наивысшей точностью, соответствующей уровню развития науки и техники в данную эпоху.

В первых С. е. в кач-ве основных были выбраны единицы длины и массы, напр. в Великобритании — фут и англ. фунт, в России — аршин и рус. фунт. Кратные и дольные единицы этих систем имели собств. наименования (ярд и дюйм в системе Великобритании, сажень, вершок, фут и др.— России), благодаря чему образовалась сложная совокупность производных единиц. Неудобства, вызываемые различием и сложностью национальных систем единиц, натолкнули на идею разработки метрич. системы мер (18 в., Франция), послужившей основой для междунар. унификации единиц длины (метр) и массы (килограмм), а также важнейших производных ед. (площади, объёма, плотности).

В 19 в. нем. учёные К. Гаусс и В. Вебер предложили С. е. для электрич. и маги. величин, названную Гауссом абсолютной. В ней в кач-ве осн. единиц были приняты миллиметр, миллиграмм и секунда, а производные ед. образовывались по ур-ниям связи между величинами в простейшем их виде, т. е. с численными коэфф., равными единице (такие системы позднее получили название когерентных). Во 2-й пол. 19 в. Британская ассоциация по развитию наук приняла две системы единиц с осн. единицами см, г, с: электростатическую (СГСЭ) и электромагнитную (СГСМ). Этим было положено начало образованию и др. общефиз. С. е., в частности симметричной системы СГС (к-рую наз. также системой Гаусса; см. *СГС система единиц*), технической системы (м, кгс, с; см. *МКГСС система единиц*), *МТС системы единиц*. В 1901 итал. учёный Дж. Джорджи предложил С. е. с осн. единицами м, кг, с и одной электрич. единицей. Система включала получившие распространение на практике ед.: *ампер*, *вольт*, *ом*, *ватт*, *джоуль*, *фарад*, *генри*. Эта система была положена в основу принятой в 1960 11-й Генеральной конференцией по мерам и весам *Международной системы единиц* (СИ), имеющей семь осн. единиц: метр, килограмм, секунда, ампер, кельвин, кандела, моль. Создание СИ открыло перспективу всеобщей унификации и упрощения единиц и имело следствием принятие мн. странами решений о переходе к этой системе или о её преимуществ. использовании.

Наряду с практическими С. е. в физике применяются системы, в основу к-рых положены универс. физ. константы, напр. скорость распространения света в вакууме, заряд эл-на, постоянная Планка и др. (см. *Естественные системы единиц*).

● Бурдун Г. Д., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967; его же, Справочник по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980; Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 2 изд., М., 1975.

СИСТЕ́МА ОТСЧЁТА в механике, совокупность системы координат и часов, связанных с телом, по отношению к к-рому изучается движение (или равновесие) к.-н. др. материальных точек или тел. О способах задания движения точки или тела по отношению к выбранной С. о. и об определении кинематич. хар-к этого движения см. в ст. *Кинематика*. Выбор С. о. зависит от целей исследования. При кинематич. исследованиях все С. о. равноправны. В задачах динамики преимуществ. роль играют *инерциальные системы отсчёта*, по отношению к к-рым дифф. ур-ния движения имеют обычно более простой вид.

СИСТЕ́МЫ С РАСПРЕДЕЛЁННЫМИ ПАРА́МЕТРАМИ (распределённые системы), системы, состоящие из элементов, непрерывно распределённых в конечных областях пр-ва, так что происходящие в них движения передаются от одного элемента к другому и не могут быть идеализированы как движения объектов (масс, полей и т. п.) с фиксированной внутр. структурой (см. *Системы с сосредоточенными параметрами*). Все реальные системы можно рассматривать как С. с р. п.— плотностью, упругостью и др., к-рые от точки к точке меняются непрерывно. Это возможно, когда объём, имеющий размеры самой короткой волны, к-рая играет роль в рассматриваемой задаче о колебаниях системы, содержит ещё достаточно большое число атомов. Напр., в случае распространения упругого импульса вдоль тонкого стержня пост. сечения, возникающего в результате удара по концу стержня. С. с р. п. обладают бесконечно большим числом степеней свободы, вследствие чего им свойственно бесконечно большое число *нормальных колебаний*. Процессы в С. с р. п. описываются обычно ур-ниями с частными производными (*волновое уравнение*, ур-ние диффузии и др.) или интегральными ур-ниями.

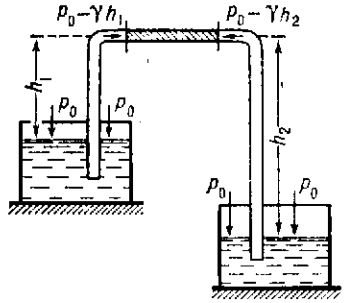
З. Ф. Красильник.

СИСТЕ́МЫ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПАРА́МЕТРАМИ (дискретные системы), системы, движение к-рых может быть описано как движение конечного числа точечных объектов (строго сосредоточенные параметры) или протяжённых объектов с жёстко фиксированной внутр. структурой (параметры, сводимые к сосредоточенным). Напр., тело, подвешенное на нити (*маятник*), относится к С. с с. п., если его можно считать точечным, а нить — нерастяжимой и невесомой; *колебательный контур*, состоящий из индуктивности L, ёмкости C и сопротивления R, является С. с с. п., когда размеры всех его элементов значительно меньше длины эл.-маги. волны и структуру полей в элементах L, C и R можно идеализировать как жёстко фиксированную.

Описание движения С. с с. п. обычно основывается на ур-ниях, связывающих *обобщённые координаты* и *обобщённые импульсы* (в т. ч. поля, токи, напряжения) входящих в неё объектов. Порядок этих ур-ний определяется числом степеней свободы С. с с. п. Так, плоское движение маятника в поле тяжести или изменения тока в L, C, R колебат. контуре описывается дифф. ур-ниями второго порядка и соответствует С. с с. п. с одной степенью свободы. Ур-ния движения консервативных (сохраняющих энергию) С. с с. п. могут быть получены из вариац. принципа (см. *Наименьшего действия принцип*). При этом различаются три осн. типа эквив. описаний движения С. с с. п.: через *Лагранжа функцию*, содержащую обобщённые координаты и скорости, через *Гамильтона функцию*, содержащую обобщённые импульсы и координаты, и через ф-цию действия (ф-цию Гамильтона — Якоби), выраженную через обобщённые координаты и их производные. В первых двух случаях в ур-ния входят полные производные по времени, в последнем случае — частные производные.

● Мандельштам Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972; Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973. *М. А. Миллер.*

СИФО́Н (от греч. siphōn — трубка, насос), изогнутая трубка с коленами разной длины, по к-рой переливается жидкость из сосуда с более высоким уровнем в сосуд с более низким уровнем жидкости (рис.). Действие С.



объясняется тем, что на объём жидкости, заполняющей верх. часть С. (заштрихована), давление со стороны, где расположен верхний резервуар (т. е. слева), больше, чем со стороны, где находится нижний (т. е. справа); так, в нач. момент течения давление слева равно $p_0-\gamma h_1$, а давление справа $p_0-\gamma h_2$, где γ — удельный вес жидкости, p_0 — давление на свободную поверхность жидкости и $h_2>h_1$. Т. о., при течении жидкости по С. в верх. части его устанавливается давление, пониженное по сравнению с p_0. Падение давления здесь тем больше, чем больше разность высот h_2-h_1 и потеря энергии жидкости на преодоление сопротивления трубки. Это обстоятельство ограничивает разность высот жидкости, а следовательно, и действие С., т. к. при давлении в потоке ниже нек-рого предельного возникает кавитация и происходит разрыв столба жидкости. При перекачивании с помощью С. холодной воды, находящейся под атм. давлением, предельная разность высот обычно не превосходит 6—7 м.

СКАЛЯ́РНОЕ ПО́ЛЕ, *поле физическое*, к-рое описывается ф-цией, в каждой точке пр-ва не изменяющейся при повороте системы координат. В квант. теории поля квантами С. п. явл. ч-цы со спином 0. По поведению относительно *пространственной инверсии* С. п. делят на собственно скалярные, если полевая ф-ция не меняет знака при инверсии, и псевдоскалярные, если меняет. Отвечающие им ч-цы имеют соответственно положит. и отрицат. внутр. *чётность* и наз. скалярными (напр., ε-мезон) и псевдоскалярными (напр., π-, K-, η-мезоны). *А. В. Ефремов.*

СКАЛЯ́РНЫЙ ПОТЕНЦИА́Л, см. *Потенциалы электромагнитного поля.*

СКАМЬЯ́ ОПТИ́ЧЕСКАЯ, установка для испытания оптич. приборов и отд. деталей. В С. о. на массивные направляющие насаживают штативы, наз. р е й т е р а м и, к-рые несут разл. подставки и столики с укреплёнными на них испытуемыми и регистрирующими приборами и деталями. Рейтеры можно перемещать вдоль С. о. и неподвижно закрепить в любом месте по всей длине направляющих. Механич. перемещения рейтеров строго параллельны оптич. и визирным осям установленных на С. о. приборов. Длина С. о. может достигать неск. м.

СКАЧО́К КОНДЕНСА́ЦИИ, особая форма *скачка уплотнения*, возникающая в ускоряющемся сверхзвук. потоке газа в результате конденсации содержащихся в нём паров. Обычно С. к. наблюдается в сверхзвук. *сопле*, где ускоренное движение газа сопровождается монотонным снижением его темп-ры и соответствующим увеличением относит. влажности. В нек-ром сечении сопла *аэродинамической трубы* относит. влажность воздуха достигает 100% (темп-ра насыщения), и дальнейшее охлаждение приводит к конденсации. При отсутствии подогрева воздуха конденсация содержащихся в нём паров воды в виде С. к. происходит в сечениях сопла, где *Маха число* $M=1{,}2—1{,}4$. С. к. имеет Х-образную форму и, отражаясь от поверхности сопла, вызывает волнообразное изменение параметров текущего газа — давления, скорости, темп-ры (а также *энтропии*), что существенно затрудняет эксперим. исследования. Поэтому совр. аэродинамич. трубы оборудуются спец. установками для осушения воздуха.

М. Я. Юделович.

СКАЧО́К УПЛОТНЕ́НИЯ, *ударная волна*, характерная для *сверхзвукового течения* газа узкая область, в к-рой, если считать её неподвижной, происходит резкое уменьшение скорости газа и соответствующий рост давления, темп-ры, плотности и *энтропии* газа. Толщина С. у. в направлении, нормальном к его поверхности, т. е. длина, на к-рой происходит изменение параметров газа, мала — порядка ср. длины свободного пробега молекул, поэтому при решении большинства задач газовой динамики толщиной С. у. пренебрегают.

СКВА́ЖНОСТЬ, см. в ст. *Импульсный сигнал.*

СКЕ́ЙЛИНГ, то же, что *масштабная инвариантность.*

СКИН-ЭФФЕ́КТ (от англ. skin — кожа, оболочка) (поверхностный эффект), затухание эл.-магн. волн по мере их проникновения в глубь проводящей среды, в результате к-рого, напр., перем. ток по сечению проводника или перем. магн. поток по сечению магнитопровода распределяется не равномерно, а преим. в поверхностном слое (с к и н - с л о е). При распространении эл.-магн. волны в проводящей среде в ней возникают *вихревые токи*, в результате чего часть эл.-магн. энергии преобразуется в теплоту. Это и приводит к затуханию волны. Чем выше частота ω эл.-магн. поля и чем больше магн. проницаемость μ проводника, тем сильнее (в соответствии с *Максвелла уравнениями*) вихревое электрич. поле, создаваемое перем. магн. полем, а чем больше проводимость σ проводника, тем больше плотности тока и рассеиваемая в ед. объёмь мощность (в соответствии с законами Ома и Джоуля — Ленца). Т. о., чем больше величины ω, μ и σ, тем резче проявляется С.-э.

В случае плоской синусоидальной волны, распространяющейся вдоль оси x в хорошо проводящей однородной линейной среде, амплитуды напряжённостей электрич. и магн. полей затухают экспоненциально:

$$E=E_0e^{-\alpha x},\quad H=H_0e^{-\alpha x},$$

где $\alpha=\frac{1}{c}\sqrt{2\pi\sigma\mu\omega}$ — коэфф. затухания. На глубине $x=\delta=1/\alpha$ амплитуда волны уменьшается в e раз (эту глубину условно принимают за толщину скин-слоя). Напр., при $\omega=50$ Гц в Cu ($\sigma=580$ кСм/см; $\mu=1$) $\delta=9{,}4$ мм, в стали ($\sigma=100$кСм/см; $\mu=1000$) $\delta=0{,}74$ мм. При увеличении ω до 0,5 Мгц δ уменьшится в 100 раз. В идеальный проводник (с бесконечно большой проводимостью) эл.-магн. волна вовсе не проникает, она полностью от него отражается. Если радиус кривизны сечения проводника $r\gg\delta$ и поле в проводнике представляет собой плоскую волну, вводят понятие *импеданса характеристического.*

Если длина свободного пробега l носителей тока становится больше δ (напр., в очень чистых металлах), то при низких темп-рах и сравнительно высоких частотах С.-э. приобретает ряд особенностей (а н о м а л ь н ы й С.-э.). Эл-ны становятся неравноценными с точки зрения их вклада в электрич. ток; осн. вклад вносят эл-ны, движущиеся в скин-слое параллельно поверхности металла или под очень небольшими углами к ней; они проводят, т. о., больше времени в области сильного поля (т. н. эффективные эл-ны). Затухание эл.-магн. волны в поверхностном слое по-прежнему имеет место, но количеств. хар-ки у аномального С.-э. несколько иные, в частности поле в скин-слое затухает не экспоненциально.

В ИК области частот эл-н за период изменения поля может не успеть пройти расстояние l. Тогда поле на пути эл-на за период можно считать однородным и С.-э. в этих условиях нормальный. Т. о., на низких и очень высоких частотах С.-э. всегда нормальный. В радиодиапазоне в зависимости от соотношений между l и δ могут иметь место и нормальный, и аномальный С.-э. Всё сказанное справедливо, пока частота ω меньше плазменной частоты $\omega_0\approx(4\pi ne^2/m)^{1/2}$ (n — концентрация эл-нов проводимости, e — заряд, m — масса эл-на). Относительно более высоких частот см. в ст. *Металлооптика.*

В технике С.-э. часто нежелателен. Перем. ток при сильном С.-э. протe-

кает гл. обр. по поверхностному слою; при этом сечение провода не используется полностью, сопротивление провода и потери мощности в нём при данном токе возрастают. В ферромагн. пластинах или лентах магнитопроводов трансформаторов, электрич. машин и др. устройств перем. магн. поток при сильном С.-э. проходит гл. обр. по их поверхностному слою; вследствие этого ухудшается использование сечения магнитопровода, возрастают намагничивающий ток и потери в стали. С другой стороны, на С.-э. основано действие эл.-магн. экранов, ВЧ поверхностная закалка стальных изделий и др.

● См. лит. при ст. *Металлы*.

В. Ф. Гантмахер.

СКЛЕРО́МЕТР (от греч. sklērós — твёрдый и metréō — измеряю), прибор для определения твёрдости разл. материалов (металлов, кристаллов, покрытий и др.) по методу царапин или вдавливания. Твёрдость материала определяют по нагрузке, при к-рой остаётся царапина определ. ширины или вдавленность определ. площади.

СКО́РОСТЬ в механике, одна из осн. кинематич. характеристик движения точки; величина векторная, определяемая равенством: $\boldsymbol{v}=d\boldsymbol{r}/dt$, где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки, t — время. При равномерном движении С. точки численно равна отношению пройденного пути s к промежутку времени t, за к-рый этот путь пройден, т. е. $v=s/t$, а в общем случае численно $v=ds/dt$. Направлен вектор С. по касательной к траектории точки. Если движение точки задано ур-ниями, выражающими зависимость её декартовых координат x, y, z от t, то $v=\sqrt{v_x^2+v_y^2+v_z^2}$, где $v_x=dx/dt$, $v_y=dy/dt$, $v_z=dz/dt$, а косинусы углов, которые вектор С. образует с координатными осями, равны соответственно v_x/v, v_y/v, v_z/v. Размерность С. LT^{-1}. Измеряют С. обычно в м/с (в системе СИ) или в км/ч.

СКО́РОСТЬ ЗВУ́КА, скорость перемещения в среде упругой волны при условии, что форма её профиля остаётся неизменной. Скорость гармонической волны наз. также *фазовой скоростью* звука. Обычно С. з.— величина постоянная для данного в-ва при заданных внеш. условиях и не зависит от частоты волны и её амплитуды. В тех случаях, когда фазовая скорость оказывается различной для разных частот, говорят *о дисперсии звука*.

Для газов и жидкостей, где звук распространяется обычно адиабатически (т. е. изменение темп-ры, связанное со сжатиями и разряжениями в звук. волне, не успевает выравниваться за период), С. з. выражается так:

$$c=\sqrt{K_{ад}/\rho}=\sqrt{1/\beta_{ад}\rho},$$

где $K_{ад}$ — адиабатич. модуль объёмного сжатия, ρ — плотность, $\beta_{ад}$ — адиабатич. сжимаемость. В идеальном газе С. з.

$$c=\sqrt{\gamma p_0/\rho}=\sqrt{\gamma RT/\mu}$$

(ф-ла Лапласа), где $\gamma=C_p/C_V$ — отношение теплоёмкостей при постоянных давлении и объёме, p_0 — среднее давление в среде, R — универс. газовая постоянная, μ — мол. масса газа.

С. з. в газах меньше, чем в жидкостях, а в жидкостях меньше, как правило, чем в тв. телах, поэтому при сжижении газа С. з. возрастает. Ниже приведены значения С. з. (м/с) для некрых газов и жидкостей, причём в тех случаях, когда имеется дисперсия С. з., приведены её значения для малых частот, когда период звуковой волны больше, чем время релаксации.

СКОРОСТЬ ЗВУКА В ГАЗАХ ПРИ 0°С И ДАВЛЕНИИ 1 АТМ

Азот	334
Кислород	316
Воздух	331
Гелий	965
Водород	1284
Метан	430
Аммиак	415

С. з. в газах растёт с ростом темп-ры и давления (при комнатной темп-ре относит. изменение С. з. в воздухе составляет примерно 0,17% при изменении темп-ры на 1°С). В жидкостях С. з., как правило, уменьшается с ростом темп-ры на неск. м/с на 1°С;

СКОРОСТЬ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ ПРИ 20°С

Вода	1490
Бензол	1324
Спирт этиловый	1180
Четырёххлористый углерод	920
Ртуть	1453
Глицерин	1923

С. з. в смесях газов или жидкостей зависит от концентрации компонентов смеси.

С. з. в изотропных тв. телах определяется *модулями упругости* в-ва и его плотностью. В неограниченной тв. среде распространяются продольные и сдвиговые (поперечные) упругие волны, причём фазовая С. з. для продольной волны равна:

$$c_l=\sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}=\sqrt{\frac{K+{}^4/_3G}{\rho}},$$

а для сдвиговой:

$$c_t=\sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}=\sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

где E — модуль Юнга, G — модуль сдвига, ν — коэфф. Пуассона, K — модуль объёмного сжатия. Скорость распространения продольных волн всегда больше, чем скорость сдвиговых волн (см. табл.). В тв. телах огранич. размеров имеются и др. типы волн, напр. поверхностные волны, скорость к-рых меньше c_l и c_t. В пластинах, стержнях и др. тв. волноводах распространяются *нормальные волны*, скорость к-рых определяется не только хар-ками в-ва, но и геом. параметрами тела. С. з. для продольной волны в тонком стержне равна $c_{l\,ст}=\sqrt{E/\rho}$.

В монокрист. тв. телах С. з. зависит от направления распространения волны относительно кристаллографич. осей. Во многих в-вах С. з. зависит от наличия посторонних примесей. В металлах и сплавах С. з. существенно зависит от обработки, к-рой они были подвергнуты (прокат, ковка, отжиг и т. п.). В пьезоэлектриках и сегнетоэлектриках С. з. определяется не только модулями упругости, но и пьезомодулями, а также может зависеть от напряжённости электрич. поля. В ферромагнетиках С. з. зависит от напряжённости магн. поля.

Измерение С. з. используется для определения многих св-в в-ва, таких, как сжимаемость газов и жидкостей,

СКОРОСТЬ ЗВУКА В НЕКОТОРЫХ ТВЁРДЫХ ВЕЩЕСТВАХ

	Скорость продольной волны (c_l), м/с	Скорость сдвиговой волны (c_t), м/с	Скорость звука в стержне ($c_{l\,ст}$), м/с
Кварц плавленый	5970	3762	5760
Бетон	4200—5300	—	—
Плексиглас	2670—2680	1100—1121	1840—2140
Стекло, флинт	3760—4800	2380—2560	3490—4550
Тефлон	1340	—	—
Эбонит	2405	—	1570
Железо	5835—5950	—	2030
Золото	3200—3240	1200	2030
Свинец	1960—2400	700—790	1200—1320
Цинк	4170—4210	2440	3700—3850
Никель	5630	2960	4785—4973
Серебро	3650—3700	1600—1690	2610—2800
Латунь Л59	4600	2080	3450
Алюминиевый сплав АМГ	6320	3190	5200

исключением из этого правила явл. вода, в к-рой С. з. увеличивается с ростом темп-ры и достигает максимума при темп-ре 74°С, а с дальнейшим ростом темп-ры уменьшается. С увеличением давления С. з. в воде увеличивается примерно на 0,01% на 1 атм. В морской воде С. з. увеличивается с ростом темп-ры, солёности и глубины, что определяет ход звук. лучей в море, в частности существование *подводного звукового канала*.

модули упругости твёрдых тел, дебаевская темп-ра и др. Измерение малых изменений С. з. явл. чувствит. методом определения наличия примесей в газах и жидкостях. В тв. телах измерения С. з. и её зависимости от разных факторов позволяют исследовать зонную структуру *полупроводников*, строение *Ферми поверхностей* в металлах и пр. Ряд контрольно-измерит. применений УЗ в технике осн. на измерениях С. з.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, М., 1970; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972.

А. Л. Полякова.

СКО́РОСТЬ СВЕ́ТА в свободном пространстве (вакууме) c, скорость распространения любых *электромагнитных волн* (в т. ч. световых); одна из фундам. физических постоянных; представляет собой предельную скорость распространения любых физ. воздействий (см. *Относительности теория*) и инвариантна при переходе от одной системы отсчёта к другим. Величина c связывает массу и полную энергию материального тела; через неё выражаются преобразования координат, скоростей и времени при изменении системы отсчёта (*Лоренца преобразования*); она входит во мн. др. соотношения. С. с. в среде c' зависит от показателя преломления среды n, различного для разных частот ν излучения (*Дисперсия света*): $c'(\nu)=c/n(\nu)$. Эта зависимость приводит к отличию *групповой скорости* от *фазовой скорости* света в среде, если речь идёт не о *монохроматическом свете* (для С. с. в вакууме эти две величины совпадают). Экспериментально определяя c', всегда измеряют групповую С. с. либо т. н. скорость сигнала, или скорость передачи энергии, только в нек-рых спец. случаях не равную групповой.

Впервые С. с. определил в 1676 дат. астроном О. К. Рёмер по изменению промежутков времени между затмениями спутников Юпитера. В 1728 её установил англ. астроном Дж. Брадлей, исходя из своих наблюдений аберрации света звёзд. На Земле С. с. первым измерил — по времени прохождения светом точно известного расстояния (базы) — в 1849 франц. физик А. И. Л. Физо. (Показатель преломления воздуха очень мало отличается от единицы, и наземные измерения дают величину, весьма близкую к c.) В опыте Физо пучок света от источника S, отражённый полупрозрачным зеркалом N, периодически прерывался вращающимся зубчатым диском W, проходил базу MN (ок. 8 км) и, отразившись от зеркала M, возвращался к диску (рис. 1). Падая при этом на зубец, свет не достигал наблюдателя, а попавший в промежуток между зубцами свет можно было наблюдать через окуляр E. По известным скоростям вращения диска определялось время

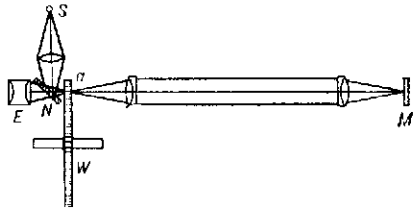


Рис. 1. Определение скорости света методом Физо.

прохождения светом базы. Физо получил значение $c=313300$ км/с. В 1862 франц. физик Ж. Б. Л. Фуко реализовал высказанную в 1838 франц. учёным Д. Араго идею, применив вместо зубчатого диска быстро вращающееся (512 об/с) зеркало. Отражаясь от зеркала, пучок света направлялся на базу и по возвращении вновь попадал на это же зеркало, успевшее повернуться на нек-рый малый угол (рис. 2). При базе всего в 20 м

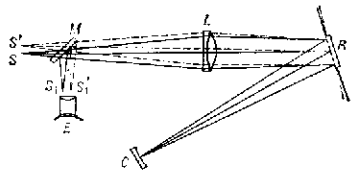


Рис. 2. Определение скорости света методом вращающегося зеркала (методом Фуко). S — источник света; R — быстровращающееся зеркало; C — неподвижное вогнутое зеркало, центр кривизны к-рого совпадает с осью вращения R (поэтому свет, отражённый C, всегда попадает обратно на R); M — полупрозрачное зеркало; L — объектив; E — окуляр; RC — точно измеренное расстояние (база). Пунктиром показаны положение R, изменившееся за время прохождения светом пути RC и обратно, и обратный ход пучка лучей через L. Объектив L собирает отражённый пучок в точке S', а не в точке S, как это было бы при неподвижном зеркале R. Скорость света устанавливают, измеряя смещение SS'.

Фуко нашёл, что С. с. равна $298000\pm\pm500$ км/с. Схемы и осн. идеи опытов Физо и Фуко были многократно использованы в последующих работах по определению С. с. Полученное амер. физиком А. Майкельсоном (см. *Майкельсона опыт*) в 1926 значение $c=299796\pm4$ км/с было тогда самым точным и вошло в интернац. таблицы физ. величин.

Измерения С. с. в 19 в. сыграли большую роль в физике, дополнительно подтвердив волн. теорию света [выполненное Фуко в 1850 сравнение С. с. одной и той же частоты ν в воздухе и воде показало, что скорость в воде $u=c/n(\nu)$, как и предсказывала волновая теория], а также установили связь оптики с теорией электромагнетизма — измеренная С. с. совпала со скоростью эл.-магн. волн, вычисленной из отношения эл.-магн. и электростатич. единиц электрич. заряда (опыты нем. физиков В. Вебера и Р. Кольрауша в 1856 и последующие более точные измерения англ. физика Дж. К. Максвелла). Это совпадение явилось одним из отправных пунктов при создании Максвеллом эл.-магн. теории света в 1864—73.

В совр. измерениях С. с. используется модернизир. метод Физо (модуляц. метод) с заменой зубчатого колеса на электрооптич., дифракц., интерференционный или к.-л. иной модулятор света, полностью прерывающий или ослабляющий световой пучок (см. *Модуляция света*). Приёмником излучения служит фотоэлемент или *фотоэлектронный умножитель*. Применение *лазера* в кач-ве источника света, УЗ модулятора со стабилизир. частотой и повышение точности измерения длины базы позволили снизить погрешности измерений и получить значение $c=299792{,}5\pm\pm0{,}15$ км/с. Помимо прямых измерений С. с. по времени прохождения известной базы, широко применяются т. н. косвенные методы, дающие бóльшую точность. Так, с помощью микроволнового вакуумиров. резонатора (англ. физик К. Фрум, 1958) при длине волны излучения $\lambda=4$ см получено значение $c=299792{,}5\pm\pm0{,}1$ км/с. С ещё меньшей погрешностью определяется С. с. как частное от деления независимо найденных λ и ν ат. или мол. *спектральных линий*. Амер. учёный К. Ивенсон и его сотрудники в 1972 по цезиевому стандарту частоты (см. *Квантовые стандарты частоты*) нашли с точностью до 11-го знака частоту излучения CH_4-лазера, а по криптоновому стандарту частоты — его длину волны (ок. 3,39 мкм) и получили $c=299792456{,}2+\pm+0{,}2$ м/с. Однако эти результаты требуют дальнейшего подтверждения. Решением Генеральной ассамблеи Международного комитета по численным данным для науки и техники — КОДАТА (1973) С. с. в вакууме принято считать равной $299792458\pm\pm1{,}2$ м/с.

Как можно более точное измерение величины c чрезвычайно важно не только в общетеоретич. плане и для определения значений др. физ. величин, но и для практич. целей. К ним, в частности, относится определение расстояний по времени прохождения радио- или световых сигналов в радиолокации, *оптической локации*, *светодальнометрии*, в системах слежения за ИСЗ и т. д.

● Вафиади В. Г., Попов Ю. В., Скорость света и ее значение в науке и технике, Минск, 1970; Тейлор Б., Паркер В., Лангенберг Д., Фундаментальные константы и квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1972.

А. М. Бонч-Бруевич.

СЛА́БОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, одно из четырёх известных фундам. вз-ствий

между элем. ч-цами. С. в. гораздо слабее не только сильного, но и эл.-магн. вз-ствия, но гораздо сильнее гравитационного.

О силе вз-ствия можно судить по скорости процессов, к-рые оно вызывает. Обычно сравнивают между собой скорости процессов при энергиях $\sim$1 ГэВ, к-рые характерны для физики элем. ч-ц. При таких энергиях процесс, обусловленный сильным вз-ствием, происходит за время $\sim 10^{-24}$ с, эл.-магн. процесс за время $\sim 10^{-21}$ с, характерное же время процессов, происходящих за счёт С. в. («слабых процессов»), гораздо больше: $\sim 10^{-10}$ с, так что в мире элем. ч-ц слабые процессы протекают чрезвычайно медленно.

Другая хар-ка вз-ствия — длина свободного пробега ч-цы в в-ве. Сильно взаимодействующие ч-цы (адроны) можно задержать железной плитой толщиной в неск. десятков см, тогда как нейтрино, обладающее лишь С. в., проходило бы, не испытав ни одного столкновения, через железную плиту толщиной порядка миллиарда км. Ещё более слабым явл. гравитац. вз-ствие, сила к-рого при энергии $\sim$1 ГэВ в 10^{33} раз меньше, чем у С. в. Однако в повседневной жизни роль гравитац. вз-ствия гораздо заметнее роли С. в. Это связано с тем, что гравитац. вз-ствие, как и электромагнитное, имеет бесконечно большой радиус действия; поэтому, напр., на тела, находящиеся на поверхности Земли, действует гравитац. притяжение со стороны всех атомов, из к-рых состоит Земля. Слабое же вз-ствие обладает настолько малым радиусом действия, что он до сих пор не измерен. Его ожидаемая величина ок. $2 \cdot 10^{-16}$ см (что на три порядка меньше радиуса сильного вз-ствия). Вследствие этого, напр., С. в. между ядрами двух соседних атомов, находящихся на расстоянии 10^{-8} см, ничтожно мало.

Однако, несмотря на малую величину и короткодействие, С. в. играет очень важную роль в природе. Так, если бы удалось «выключить» С. в., то погасло бы Солнце, т. к. был бы невозможен процесс превращения протона в нейтрон, позитрон и нейтрино, в результате к-рого четыре протона превращаются в ^{4}He. Этот процесс служит источником энергии Солнца и большинства звёзд. Процессы С. в. с испусканием нейтрино вообще играют исключительно важную роль в эволюции звёзд, обусловливая потери энергии очень горячими звёздами, во взрывах *сверхновых звёзд* с образованием *пульсаров* и т. д. Если бы не было С. в., были бы стабильны и широко распространены в обычном в-ве мюоны, π-мезоны, странные и «очарованные» ч-цы, к-рые распадаются под действием С. в. Столь большая роль С. в. связана с тем, что оно не подчиняется ряду запретов, характерных для сильного и эл.-магн. вз-ствий. В частности, С. в. превращает заряж. *лептоны* в нейтрино, а *кварки* одного типа («аромата») в кварки др. типов.

Интенсивность слабых процессов быстро растёт с ростом энергии. Так, напр., *бета-распад* нейтрона, энерговыделение в к-ром мало ($\sim$1 МэВ), длится ок. 10^3 с, что в 10^{13} раз больше, чем время жизни Λ-гиперона, энерговыделение при распаде к-рого составляет $\sim$100 МэВ. Сечение вз-ствия с нуклонами для нейтрино с энергией $\sim$100 ГэВ прибл. в миллион раз больше, чем для нейтрино с энергией $\sim$1 МэВ. По теор. представлениям, рост сечения продлится до энергий порядка неск. сотен ГэВ в системе центра инерции сталкивающихся ч-ц. При этих энергиях и при больших передачах импульсов должны проявиться эффекты, связанные с существованием *промежуточных векторных бозонов* $W^{\pm}$, Z^0. На расстояниях между сталкивающимися ч-цами, много меньших $2 \cdot 10^{-16}$ см (*комптоновской длины волны* промежуточных бозонов), С. в. и эл.-магн. вз-ствие имеют практически одинаковую интенсивность (см. ниже).

Наиболее распространённый процесс, обусловленный С. в.,— β-распад радиоактивных ат. ядер. В 1934 итал. физик Э. Ферми построил теорию β-распада, к-рая с нек-рыми существ. модификациями легла в основу последующей теории т. н. универсального локального четырёхфермионного С. в. Согласно теории Ферми, эл-н и нейтрино (точнее, антинейтрино), вылетающие из β-радиоактивного ядра, не находились в нём до этого, а возникают в момент распада. Это явление аналогично испусканию фотонов низкой энергии (видимого света) возбуждёнными атомами или фотонов высокой энергии (γ-квантов) возбуждёнными ядрами. Причиной этих процессов явл. вз-ствие электрич. зарядов ч-ц с эл.-магн. полем: движущаяся заряж. ч-ца — эл-н, протон — создаёт эл.-магн. ток, к-рый возмущает эл.-магн. поле; в результате этого вз-ствия ч-ца передаёт энергию квантам этого поля — фотонам. Вз-ствие фотонов с эл.-магн. током описывается выражением $ej_{\text{э.м.}}A$. Здесь e — элем. электрич. заряд, являющийся константой эл.-магн. вз-ствия (см. *Константа связи*), A — *оператор* фотонного поля (т. е. оператор рождения и уничтожения фотона), $j_{\text{э.м.}}$ — оператор плотности эл.-магн. тока. (Часто в выражение для эл.-магн. тока включают также множитель e.) В $j_{\text{э.м.}}$ дают вклад все заряж. ч-цы. Так, напр., слагаемое, отвечающее эл-ну, имеет вид: $\bar{\psi}\psi$, где ψ — оператор уничтожения эл-на или рождения позитрона, а $\bar{\psi}$ — оператор рождения эл-на или уничтожения позитрона. [Выше для упрощения не показано, что $j_{\text{э.м.}}$ так же, как A, явл. четырёхмерными векторами. Более точно, вместо $\bar{\psi}\psi$ следует писать совокупность четырёх выражений $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$, где γ_μ — матрицы Дирака (см. *Дирака уравнение*), $\mu=0, 1, 2, 3$. Каждое из этих выражений умножается на соответствующую компоненту четырёхмерного вектора A_μ.]

Вз-ствие $e\bar{\psi}\psi A$ описывает не только испускание и поглощение фотонов эл-нами и позитронами, но и такие процессы, как рождение фотонами электрон-позитронных пар или аннигиляция этих пар в фотоны. Обмен фотоном между двумя заряж. ч-цами приводит к вз-ствию этих ч-ц друг с другом. В результате возникает, напр., рассеяние эл-на протоном, к-рое схематически изображается *Фейнмана диаграммой*, представленной на рис. 1. При переходе протона в ядре с одного уровня на другой это же вз-ствие может привести к рождению электрон-позитронной пары (рис. 2).

Рис. 1.

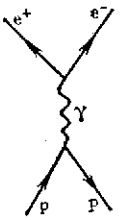


Рис. 2.

Теория β-распада Ферми по существу аналогична теории эл.-магн. процессов. Ферми положил в основу теории вз-ствие двух «слабых токов», но взаимодействующих между собой не на расстоянии путём обмена ч-цей — квантом поля (фотоном в случае эл.-магн. вз-ствия), а контактно. Это вз-ствие между четырьмя фермионными полями (или фермионами p, n, e и нейтрино ν) в совр. обозначениях имеет вид: $\frac{G_F}{\sqrt{2}}\,\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}\cdot\bar{\mathbf{e}}\boldsymbol{\nu}$. Здесь G_F — константа Фермы, или константа слабого четырёхфермионного вз-ствия, эксперим. значение к-рой $G_F \approx \approx 10^{-49}$ эрг·см^3 (величина $G_F/\hbar c$ имеет размерность квадрата длины, и в единицах $\hbar = c = 1$ $G_F \approx 10^{-5}/M^2$, где M — масса протона), $\bar{\mathbf{p}}$ — оператор рождения протона (уничтожения антипротона), $\mathbf{n}$ — оператор уничтожения нейтрона (рождения антинейтрона), $\bar{\mathbf{e}}$ — оператор рождения эл-на (уничтожения позитрона), $\boldsymbol{\nu}$ — оператор уничтожения нейтрино (рождения антинейтрино). (Здесь и в дальнейшем операторы рождения и уничтожения ч-ц обозначены символами соответствующих ч-ц, набранными полужирным шрифтом.) Ток $\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}$, переводящий нейтрон в протон, получил впоследствии назв. нуклонного, а ток $\bar{\mathbf{e}}\boldsymbol{\nu}$ — лептонного (эл-н и нейтрино —

лептоны). Ферми постулировал, что, подобно эл.-магн. току, слабые токи также явл. четырёхмерными векторами: $\bar{p}\gamma_\mu n$, $\bar{e}\gamma_\mu \nu$. Поэтому фермиевское вз-ствие наз. в е к т о р н ы м.

Подобно испусканию электрон-позитронной пары (рис. 2), β-распад нейтрона может быть описан похожей диаграммой (рис. 3) [античастицы помечены значком «тильда» (~) над символами соответствующих ч-ц].

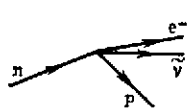


Рис. 3.

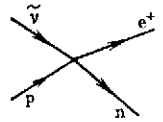


Рис. 4.

Вз-ствие лептонного и нуклонного токов должно приводить и к др. процессам, напр. к реакции $\tilde{\nu}+p \to e^+ + n$ (рис. 4), к аннигиляции пар $p+\tilde{n} \to e^+ + \nu$ (рис. 5) и $\tilde{p}+n \to e^- + \nu$ и т. д.

Существ. отличием слабых токов $\bar{p}n$ и $\bar{e}\nu$ от электромагнитного явл. то, что слабый ток меняет заряд ч-ц, в то время как эл.-магн. ток не меняет: слабый ток превращает нейтрон в протон, эл-н в нейтрино, а электромагнитный оставляет протон протоном, а эл-н эл-ном. Поэтому слабые токи $\bar{p}n$ и $\bar{e}\nu$ наз. *заряженными токами*. Согласно такой терминологии, обычный эл.-магн. ток $\bar{e}e$ явл. *нейтральным током*. О нейтр. слабых токах типа $\bar{\nu}\nu$, $\bar{e}e$ и т. д. см. ниже.

Теория Ферми опиралась на результаты исследований в трёх разл. областях: 1) эксперим. исследования собственно С. в. (β-распад), приведшие к гипотезе о существовании нейтрино; 2) эксперим. исследования сильного вз-ствия (яд. реакции), приведшие к открытию протонов и нейтронов и к пониманию того, что ядра состоят из этих ч-ц; 3) эксперим. и теор. исследования эл.-магн. вз-ствия, в результате к-рых был заложен фундамент квант. теории поля. Дальнейшее развитие физики элем. ч-ц неоднократно подтверждало плодотворную взаимозависимость исследований сильного, слабого и эл.-магн. вз-ствий.

Универс. четырёхфермионное С. в. отличается от теории Ферми в ряде существ. пунктов. Эти отличия, установленные за последние 30 лет в результате изучения элем. ч-ц, сводятся к следующему:

Слабые токи, к-рые у Ферми были векторными, представляют собой сумму векторного тока V и аксиально-векторного тока A (см. *Ток* в квантовой теории поля). [Аксиальный векторный ток конструируется с помощью матриц $\gamma_\mu\gamma_5$, где $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$.] При преобразованиях Лоренца токи V и A ведут себя одинаково, подобно обычным четырёхмерным векторам. Однако при зерк. отражениях (*пространственной инверсии*) их поведение различно, т. к. они обладают разл. пространств. *чётностью* P. В результате слабый ток не обладает определ. чётностью. Это его св-во отражает несохранение чётности в С. в. V- и A-токи отличаются также *зарядовой чётностью* C.

Гипотеза о том, что С. в. не сохраняет чётность, была выдвинута кит. физиками Ли Цзундао и Янг Чженьнином в 1956 при теоретическом исследовании распадов К-мезонов; вскоре несохранение P- и C-чётностей было обнаружено экспериментально в β-распаде ядер (кит. физик Ву Цзяньсун с сотрудниками), в распаде мюона (амер. физики Р. Гарвин, Л. Ледерман и др.) и в распадах др. ч-ц.

Обобщая огромный эксперим. материал, амер. физики М. Гелл-Ман, Р. Фейнман, Р. Маршак и Э. Сударшан в 1957 предложили теорию у н и в е р с а л ь н о г о с л а б о г о в з а и м о д е й с т в и я — т. н. $V-A$-теорию. В формулировке, основанной на кварковой структуре адронов, эта теория заключается в том, что полный слабый заряж. ток j_w явл. суммой лептонных и кварковых токов, причём каждый из этих элем. токов содержит одну и ту же комбинацию дираковских матриц: $\gamma_\mu(1+\gamma_5)$.

Как выяснилось впоследствии, заряж. лептонный ток, представленный в теории Ферми одним членом $\bar{e}\nu$, явл. суммой трёх слагаемых:

$$\bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau,$$

причём каждый из известных заряж. лептонов (эл-н, мюон и *тяжёлый лептон* τ) входит в заряж. ток со своим нейтрино.

Заряж. адронный ток, представленный в теории Ферми членом $\bar{p}n$, явл. суммой кварковых токов. К 1983 известно пять типов кварков [d, s, b с электрич. зарядом (в ед. e) $Q=-1/3$ и u, c с $Q=+2/3$], из к-рых построены все известные адроны, и предполагается существование по крайней мере ещё одного кварка (t с $Q=+2/3$). Заряж. кварковые токи, так же, как и лептонные токи, обычно записывают в виде суммы трёх слагаемых:

$$\bar{u}d' + \bar{c}s' + \bar{t}b'.$$

Однако здесь d', s' и b' явл. линейными комбинациями операторов d, s, b, так что кварковый заряж. ток состоит из девяти слагаемых. Каждый из токов ($\bar{e}\nu_e$, $\bar{\mu}\nu_\mu$, $\bar{\tau}\nu_\tau$, $\bar{u}d'$, $\bar{c}s'$ и $\bar{t}b'$) явл. суммой векторного и аксиального токов с коэффициентами, равными единице.

Лагранжиан С. в. заряж. токов имеет вид:

$$L_{\text{заряж. ток}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_w j_w^+,$$

где j_w^+ — ток, сопряжённый j_w ($\bar{e}\nu_e \to \bar{\nu}_e e$, $\bar{d}u \to \bar{u}d$ и т. д.). Такое вз-ствие заряж. токов количественно описывает огромное число слабых процессов: лептонных ($\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$, $\tau^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau$, $\nu_e + e^- \to e^- + \nu_e$ и т. д.), полулептонных ($n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$, $\Lambda \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$, $K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ и т. д.) и нелептонных ($K^+ \to \pi^+ + \pi^0$, $\Lambda \to p + \pi^-$, $D^+ \to K^- + \pi^+ + \pi^+$ и т. д.). Многие из этих процессов были открыты после 1957. За этот период

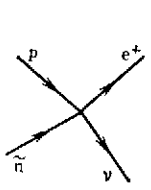


Рис. 5.

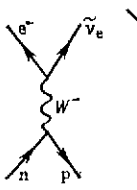


Рис. 6.

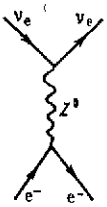


Рис. 7.

были открыты также два принципиально новых явления: нарушение CP-инвариантности (см. *Комбинированная инверсия*) и нейтр. токи.

Нарушение CP-инвариантности было обнаружено в 1964 в эксперименте амер. физиков Дж. Кристенсена, Дж. Кронина, В. Фитча и Р. Тёрли, к-рые наблюдали распад долгоживущих K^0-мезонов (K_L^0) на два π-мезона. Позднее нарушение CP-инвариантности наблюдалось также в полулептонных распадах K_L^0. Для выяснения природы CP-неинвариантного вз-ствия было бы крайне важным найти к.-л. CP-неинвариантный процесс в распадах или вз-ствиях др. ч-ц. В частности, большой интерес представляют поиски дипольного момента нейтрона (наличие к-рого означало бы нарушение инвариантности относительно *обращения времени*, а следовательно, согласно *теореме CPT*, и CP-инвариантности).

Существование нейтр. токов было предсказано единой теорией слабого и эл.-магн. вз-ствий, созданной в 60-х гг. амер. физиками Ш. Глэшоу, С. Вайнбергом, пакист. физиком А. Саламом и др. и позднее получившей назв. с т а н д а р т н о й т е о р и и э л е к т р о с л а б о г о в з а и м о д е й с т в и я. Согласно этой теории, С. в. не явл. контактным вз-ствием токов, а происходит путём обмена промежуточными векторными бозонами (W^+, W^-, Z^0) — тяжёлыми ч-цами со спином 1. При этом $W^\pm$-бозоны осуществляют вз-ствие заряж. токов (рис. 6), а Z^0-бозоны — нейтральных (рис. 7). В стандартной теории три промежуточных бозона и фотон явл. квантами т. н. калибровочных векторных полей, выступающими при асимптотически больших передачах четырёхмерного импульса ($q \gg m_W$, m_Z, где m_W, m_Z — массы W- и Z-бозонов в энергетич. единицах) совершенно равноправно. Нейтр. токи были обнаружены в 1973 во вз-ствии нейтрино и антинейтрино с нуклонами. Позднее были найдены процессы

рассеяния мюонного нейтрино на эл-не, а также эффекты несохранения чётности во вз-ствии эл-нов с нуклонами, обусловленные электронным нейтр. током $\bar{e}e$ (эти эффекты впервые наблюдались в опытах по несохранению чётности при ат. переходах, проведённых в Новосибирске Л. М. Барковым и М. С. Золоторёвым, а также в экспериментах по рассеянию эл-нов на протонах и дейтронах в США).

Вз-ствие нейтр. токов описывается соответствующим членом в лагранжиане С. в.:

$$L_{\text{нейтр. ток}} = \frac{G_F \rho}{2\sqrt{2}} j^0 j^0,$$

где ρ — безразмерный параметр. В стандартной теории $\rho=1$ [эксперим. значение $\rho=0{,}99(3)$]. Полный слабый нейтр. ток содержит вклады всех лептонов и всех кварков: $j^0 = \bar{\nu}_e\nu_e + \bar{\nu}_\mu\nu_\mu + \bar{\nu}_\tau\nu_\tau + \bar{e}e + \bar{\mu}\mu + \bar{\tau}\tau + \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s + \bar{c}c + \bar{b}b + \bar{t}t$. Очень важным св-вом нейтр. токов явл. то, что они диагональны, т. е. переводят лептоны (и кварки) самих в себя, а не в др. лептоны (кварки), как в случае заряж. токов. Каждый из 12 кварковых и лептонных нейтр. токов представляет собой линейную комбинацию аксиального тока с коэфф. I_3 и векторного тока с коэфф. $I_3 - 2Q\sin^2\vartheta_W$, где I_3 — третья проекция т. н. «слабого изотопич. спина», Q — заряд ч-цы, а ϑ_W — угол Вайнберга (см. ниже).

Необходимость существования четырёх векторных полей промежуточных бозонов W^+, W^-, Z^0 и фотона A можно пояснить след. образом. Как известно, в эл.-магн. вз-ствии электрич. заряд играет двойную роль: с одной стороны, он явл. сохраняющейся величиной, а с другой — источником эл.-магн. поля, осуществляющего вз-ствие между заряж. ч-цами (константа вз-ствия e). Такая роль электрич. заряда обеспечивается *калибровочной симметрией*, заключающейся в том, что ур-ния теории не меняются, когда волн. ф-ции заряж. ч-ц умножаются на произвольный фазовый множитель $e^{(ie/\hbar c)\chi(x,\,y,\,z,\,t)}$, зависящий от пространственно-временно́й точки [локальная $U(1)$-симметрия], и при этом эл.-магн. поле, являющееся калибровочным, подвергается преобразованию $A_\mu \to A_\mu + \partial\chi/\partial x^\mu$. Преобразования локальной группы $U(1)$ с одним типом заряда и одним калибровочным полем коммутируют друг с другом (такая группа наз. абелевой). Указанное св-во электрич. заряда послужило исходным пунктом для построения теорий др. типов вз-ствий. В этих теориях сохраняющиеся величины (напр., изотопич. спин) явл. одновременно источниками нек-рых калибровочных полей, переносящих вз-ствие между ч-цами. В случае неск. типов «зарядов» (напр., разл. проекций изотопич. спина), когда отд. преобразования не коммутируют друг с другом (неабелева группа преобразований), оказывается необходимым введение неск. калибровочных полей. (Мультиплеты калибровочных полей, отвечающих локальным неабелевым симметриям, наз. *Янга — Миллса полями*.) В частности, чтобы изотопич. спин [к-рому отвечает локальная группа $SU(2)$] выступал в кач-ве константы вз-ствия, необходимы три калибровочных поля с зарядами ±1 и 0. Т. к. в С. в. участвуют заряж. токи пар ч-ц $e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$, $d'u$ и т. д., то полагают, что эти пары явл. дублетами группы «слабого изоспина», т. е. группы $SU(2)$. Инвариантность теории относительно локальных преобразований группы $SU(2)$ требует, как отмечалось, существования триплета безмассовых калибровочных полей W^+, W^-, W^0, источником к-рых явл. «слабый изоспин» (константа вз-ствия g). По аналогии с сильным вз-ствием, в к-ром *гиперзаряд* Y ч-цы, входящей в изотопич. мультиплет, определяется ф-лой $Q = I_3 + Y/2$ (где I_3 — третья проекция изоспина, а Q — электрич. заряд), вводят наряду со «слабым изоспином» «слабый гиперзаряд». Тогда сохранению электрич. заряда и «слабого изоспина» отвечает сохранение «слабого гиперзаряда» [группа $U(1)$]. Слабый гиперзаряд явл. источником нейтр. калибровочного поля B^0 (константа вз-ствия g'). Две взаимноортогональные линейные суперпозиции полей B^0 и W^0 описывают поле фотона A и поле Z-бозона:

$$A = B^0\cos\vartheta_W + W^0\sin\vartheta_W,$$
$$Z = -B^0\sin\vartheta_W + W^0\cos\vartheta_W,$$

где $\operatorname{tg}\vartheta_W = g'/g$. Именно величина угла ϑ_W определяет структуру нейтр. токов (см. выше). Она же определяет связь между константой g, характеризующей вз-ствие $W^\pm$-бозонов со слабым током, и константой e, характеризующей вз-ствие фотона с электрич. током: $e = g\sin\vartheta_W$.

Для того чтобы С. в. носило короткодействующий хар-р, промежуточные бозоны должны иметь массу покоя, в то время как кванты исходных калибровочных полей — $W^\pm$, W^0, B^0 — безмассовые. Согласно стандартной теории, возникновение массы у промежуточных бозонов происходит при *спонтанном нарушении симметрии* $SU(2)\times U(1)$ до $U(1)_{\text{э. м.}}$. При этом одна из суперпозиций полей B^0 и W^0 — фотон (A) остаётся безмассовой, а $W^\pm$ и Z-бозоны приобретают массы:

$$m_W = \frac{1}{\sin\vartheta_W}\left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G}\right)^{1/2} \approx \frac{37{,}3}{\sin\vartheta_W}\ \text{ГэВ},$$
$$m_Z = \frac{m_W}{\cos\vartheta_W}.$$

Эксперим. данные по нейтр. токам дают $\sin^2\vartheta_W \approx 0{,}21$—$0{,}23$. Этому отвечают ожидаемые массы W- и Z-бозонов соответственно $\sim$80 ГэВ и $\sim$90 ГэВ.

Для обнаружения W- и Z-бозонов создаются спец. установки, в к-рых эти бозоны будут рождаться при столкновениях встречных пучков $p\bar{p}$ и e^-e^+ высокой энергии. Первая $p\bar{p}$ установка вступила в строй в 1981 в ЦЕРНе. В 1983 появились сообщения о детектировании в ЦЕРНе первых случаев рождения промежуточных векторных бозонов. Открытие на опыте W- и Z-бозонов подтверждает правильность основной (калибровочной) идеи стандартной теории электрослабого вз-ствия. Однако для проверки теории в полном объёме необходимо также экспериментально исследовать механизм спонтанного нарушения симметрии. В рамках стандартной теории источником спонтанного нарушения симметрии $SU(2)\times U(1)$ явл. спец. изодублетное скалярное поле φ, обладающее специфич. самодействием $\lambda(|\varphi|^2-\eta^2)^2$, где λ — безразмерная константа, а константа η имеет размерность массы [$\eta = (\sqrt{2}\,G_F)^{-1/2}$]. Минимум энергии вз-ствия достигается при $|\varphi| = \eta$, и, т. о., низшее энергетич. состояние — вакуум — содержит ненулевое вакуумное значение поля φ. Если этот механизм нарушения симметрии действительно осуществляется в природе, то должны существовать элементарные скалярные бозоны — т. н. хиггсовы бозоны (кванты *Хиггса поля*). Стандартная теория предсказывает существование, как минимум, одного скалярного бозона (он должен быть нейтрален). В более сложных вариантах теории имеется неск. таких ч-ц, причём нек-рые из них — заряженные (при этом возможно $\rho\neq1$). В отличие от промежуточных бозонов, массы хиггсовых бозонов теорией не предсказываются.

Калибровочная теория электрослабого вз-ствия перенормируема; это означает, в частности, что амплитуды слабых и эл.-магн. процессов можно вычислять по теории возмущений, причём высшие поправки малы, как в обычной квант. электродинамике. (В отличие от этого, четырёхфермионная теория слабого вз-ствия неперенормируема и не явл. внутренне непротиворечивой теорией.)

Существуют теор. модели *«великого объединения»*, в к-рых как группа $SU(2)\times U(1)$ электрослабого вз-ствия, так и группа $SU(3)$ сильного вз-ствия явл. подгруппами единой группы, характеризующейся единой константой калибровочного вз-ствия. В ещё более фундам. моделях эти вз-ствия объединяются с гравитационными (т. н. суперобъединение).

● Ву Ц. С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; Вайнберг С., Единые теории взаимодействия элементарных частиц, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 118, в. 3, с. 505; Тейлор Дж., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978; На пути к единой теории поля, М., 1980 (Новое в жизни, нау-

ке, технике. Сер. Физика, № 11); Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

Л. Б. Окунь.

СЛА́БЫЙ ФЕРРОМАГНЕ́ТИЗМ, существование небольшой [~0,1—10 ед. СГСМ/моль или ~10^2—10^4 А/(м·моль)] спонтанной *намагниченности* у определ. классов *антиферромагнетиков*. Эта намагниченность может возникать в результате нестрогой антипараллельности векторов намагниченности магн. подрешёток антиферромагнетика (п о п е р е ч н ы й С. ф.) или в результате неравенства величин намагниченности двух антипараллельных подрешёток антиферромагнетика (см. *Антиферромагнетизм*). Наиболее подробно С. ф. изучен в ромбоэдрич. антиферромагнетиках (α-Fe_2O_3, $MnCO_3$, $NiCO_3$, $CoCO_3$, $FeBO_3$ и др.), в ортоферритах типа $RFeO_3$ и ортохромитах $R\,CrO_3$ (R — трёхвалентный ион редкоземельного элемента), в NiF_2. У всех известных антиферромагнетиков со С. ф. обнаружен поперечный С. ф. Экспериментально С. ф. наблюдался задолго до открытия антиферромагнетизма, в осн. в гематите (α-Fe_2O_3); считалось, однако, что он обусловлен наличием примесей ферромагн. окислов железа. Тот факт, что С. ф. наблюдается в химически чистых антиферромагнетиках (без ферромагн. примесей), был установлен впервые для NiF_2 в 1955, а для $MnCO_3$ и $CoCO_3$ в 1956. Теоретич. объяснение С. ф. было дано И. Е. Дзялошинским (1957), к-рый показал, что существование С. ф. следует из самых общих представлений о магн. *симметрии кристаллов*. Теория Дзялошинского, в частности, объясняет, почему в одноосных кристаллах С. ф. наблюдается, когда намагниченность подрешёток направлена перпендикулярно гл. оси симметрии кристалла, и отсутствует, когда намагниченность параллельна этой оси. Эффективное магн. поле, приводящее к С. ф., получило назв. поля Дзялошинского. Оно в 10^2—10^4 раз слабее эффективного поля обменного взаимодействия, обусловливающего намагниченность магн. подрешёток кристалла.

● Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 749; Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Антиферромагнетизм и ферриты, М., 1962 (Итоги науки. Физ.-мат. науки, т. 4); Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965.

А. С. Боровик-Романов.

СЛЕД АЭРОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ, область подторможённой жидкости (газа), возникающая за обтекаемым телом и существующая на нек-ром протяжении.

СЛОЖЕ́НИЕ СИЛ, операция определения векторной величины $\boldsymbol{R}$, равной геом. сумме векторов, изображающих силы данной системы и наз. г л а в н ы м в е к т о р о м этой системы сил. С. с. производится по правилу сложения векторов, в частности построением *параллелограмма сил* или *многоугольника сил*. Если система сил, действующих на тв. тело, имеет равнодействующую, то она равна гл. вектору этих сил. При движении любой механич. системы её центр масс движется так же, как двигалась бы матер. точка, имеющая массу, равную массе всей системы и находящаяся под действием силы, равной гл. вектору всех действующих на систему внеш. сил.

СЛЮДЫ, природные и синтетич. кристаллы алюмосиликатов, обладающие слоистой псевдогексагональной структурой с общей ф-лой:

$$R_1R_2[AlSi_3O_{10}](OH,\ F)_2,$$

где R_1 — K или Na, R_2 — Al; Mg, Fe, Li. По хим. составу выделяют м у с к о в и т, ф л а г о п и т, б и о т и т, п а р а г о н и т и др. *Точечная группа симметрии* $2/m$, плотность 2,2—3,3 г/см³, $T_{пл}$=1200—1300 °С, химически стойки, нерастворимы, обладают низкой теплопроводностью и электропроводностью, *диэлектрики*. Твёрдость по шкале Мооса 2,5—3. Применяются как тепло- и электроизоляц. материалы.

Н. В. Переломова.

S-МА́ТРИЦА, то же, что *матрица рассеяния*.

СМА́ЧИВАНИЕ, явление, возникающее при соприкосновении жидкости с поверхностью тв. тела или др. жидкости. Выражается, в частности, в растекании жидкости по тв. поверхности, находящейся в контакте с газом (паром) или др. жидкостью. С. вызывает образование *мениска* в капиллярной трубке, определяет форму *капли* на тв. поверхности или форму газового пузырька на поверхности погружённого в жидкость тела. С. часто рассматривают как результат *межмолекулярного взаимодействия* в зоне контакта трёх фаз (тел, сред). Однако во мн. случаях, напр. при соприкосновении жидких металлов с тв. металлами, окислами, алмазом, графитом, С. обусловлено не столько межмол. вз-ствием, сколько образованием хим. соединений, твёрдых и жидких р-ров, диффуз. процессами в поверхностном слое смачиваемого тела. В процессе С. может выделяться теплота, наз. т е п л о т о й с м а ч и в а н и я.

Мерой С. обычно служит краевой угол (или угол С.) θ между смачиваемой поверхностью и поверхностью жидкости на периметре С. (рис. 1). При статич. (равновесном) С. он связан с *поверхностным натяжением* жидкости $\sigma_ж$, поверхностным натяжением тв. тела $\sigma_т$ и межфазным натяжением $\sigma_{тж}$ на границе тв. тело — жидкость ур-нием Юнга: $\cos\theta=(\sigma_т-\sigma_{тж})/\sigma_ж$. Величина угла θ явл. количеств. хар-кой С. поверхностей по отношению к разл. жидкостям. На лиофильной поверхности жидкость растекается, т. е. имеет место частичное ($0°<\theta<90°$) или полное ($\theta\to0°$) С.; на лиофобной — растекания не происходит ($\theta>90°$) (рис. 2). Краевой угол зависит от соотношения сил сцепления молекул жидкости с молекулами или атомами смачиваемого тела (*адгезия*) и сил сцепления молекул жидкости между собой (*когезия*). Обратимую работу адгезии и когезии вычисляют соотв. по ур-ниям: $W_а=\sigma_ж(1+\cos\theta)$ и $W_к=2\sigma_ж$, т. е. $W_а\leqslant W_к$. При $W_а<W_к$ $\theta>0°$, причём с увеличением отношения $W_а/W_к$ С. улучшается. Часто наблюдаемая задержка в установлении равновесных краевых углов наз. г и с т е р е з и с о м С. Различают кинетич. (динамич.) и статич. гистерезис С. Причиной гистерезиса может быть шероховатость поверхности, особенности структуры поверхностного слоя, релаксац. процессы в жидкой фазе и др. Если тв. тело соприкасается с двумя несмешивающимися жидкостями, происходит избирательное С. Эфф. регуляторы С.— *поверхностно-активные вещества*, к-рые могут как улучшать, так и ухудшать С.

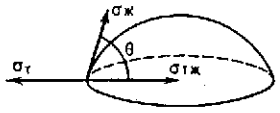


Рис. 1. Капля на тв. поверхности.

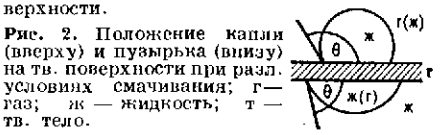


Рис. 2. Положение капли (вверху) и пузырька (внизу) на тв. поверхности при разл. условиях смачивания; г — газ; ж — жидкость; т — тв. тело.

С. имеет важное значение в пром-сти. Хорошее С. необходимо при крашении и стирке, обработке фотографич. материалов, нанесении лакокрасочных покрытий и др. Снизить С. до минимума стремятся при получении гидрофобных покрытий, гидроизоляц. материалов и др.

● Горюнов Ю. В., Сумм Б. Д., Смачивание, М., 1972; Зимон А. Д., Адгезия жидкости и смачивание, М., 1974.

СМА́ЧИВАНИЯ У́ГОЛ, то же, что *краевой угол*.

СМЕША́ННОЕ СОСТОЯ́НИЕ (смесь состояний), состояние квантовомеханич. системы, к-рое, в отличие от *чистого состояния*, не описывается *волновой функцией*. В С. с. не задан максимально полный набор независимых физ. величин, определяющих состояние системы, а определены лишь в е р о я т н о с т и w_1, w_2, ... нахождения системы в разл. квант. состояниях, описываемых волн. ф-циями ψ_1, ψ_2, ... Ср. значение $\bar{A}$ к.-л. физ. величины A (к-рой соответствует оператор $\hat{A}$) определяется в С. с. как сумма произведений вероятностей (статистич. весов) w_i на ср. значения $\bar{A}_i$ величины A в чистых состояниях ψ_i:

$$\bar{A}=\sum\nolimits_i w_i\bar{A}_i,\quad A_i=\int\psi_i^*(x)\hat{A}\psi_i(x)dx,$$

где $\psi_i(x)$ — волн. ф-ция в координатном представлении (звёздочка означает комплексное сопряжение); полная вероятность $\sum w_i=1$. В С. с., в отличие от суперпозиции состояний

(см. *Суперпозиции принцип*), разл. квант. состояния не интерферируют между собой, т. к. при определении среднего складываются не волн. ф-ции, а ср. значения. Примеры С. с.— неполяризованный пучок ч-ц, газ в термостате. Понятие С. с. играет большую роль в квант. статистике и теории измерений в квант. механике.

Д. Н. Зубарев.

СМЕЩЕ́НИЯ ТОК, см. *Ток смещения.*

СМЯ́ТИЕ, вид местной пластич. деформации; возникает при сжатии тв. тел, в местах их контакта. С. материала начинается тогда, когда *интенсивность напряжений* достигает величины предела текучести материала. При статич. воздействии нагрузки оно наступает одновременно по всей области контакта. При динамич. воздействии нагрузки (многократный контакт) С. охватывает область контакта постепенно. Размеры смятого слоя зависят от величины, характера и времени воздействия нагрузки, а также от темп-ры нагрева сжимаемых тел. С. наблюдается не только у пластичных, но и у хрупких материалов (закалённая сталь, чугун и др.).

С. широко используется для создания заклёпочных, врубовых и др. плотных соединений; является нач. стадией таких процессов холодной и горячей обработки металлов, как прокатка, вальцовка, ковка.

СНЕ́ЛЛЯ ЗАКО́Н ПРЕЛОМЛЕ́НИЯ светового луча на границе двух прозрачных сред утверждает, что при любом угле падения α отношение $\sin\alpha/\sin\beta$ (β — угол преломления) явл. величиной постоянной. Установлен голл. учёным В. Снеллем в 1620 и независимо от него в 1627—30 франц. учёным Р. Декартом. На основе С. з. п. стало возможным ввести понятие *преломления показателя*. См. также *Преломление света*.

СО́БСТВЕННАЯ СИСТЕ́МА ОТСЧЁТА тела (частицы), *система отсчёта*, связанная с данным телом, т. е. система отсчёта, в к-рой тело покоится. Т. к. тело может двигаться с ускорением (в т. ч. вращаться), то С. с. о. в общем случае неинерциальна. Напр., С. с. о. нестабилизированного ИСЗ — воображаемая жёстко связанная с ним (летящая и «кувыркающаяся» вместе с ним) система координат и закреплённые на спутнике часы, отсчитывающие время.

И. Д. Новиков.

СО́БСТВЕННАЯ ЭНЕ́РГИЯ тела (частицы), энергия тела, измеренная в *собственной системе отсчёта*; то же, что *энергия покоя*.

СО́БСТВЕННОЕ ВРЕ́МЯ в теории относительности, время, измеряемое часами в *собственной системе отсчёта* движущегося тела, т. е. часами, жёстко скреплёнными с телом и движущимися вместе с ним. Время протекания к.-л. процесса, измеряемое наблюдателем вне тела, в к-ром происходит процесс, зависит от относит. скорости наблюдателя и тела. При измерениях вдали от тяготеющих тел можно пользоваться частной (специальной) теорией относительности (см. *Относительности теория*). Если измерения производятся в нек-рой *инерциальной системе отсчёта* (в лаб. системе), а тело движется относительно неё с пост. скоростью v, то промежуток С. в. $\Delta\tau$ связан с промежутком времени Δt наблюдателя соотношением: $\Delta\tau=\Delta t\sqrt{1-v^2/c^2}$; если v меняется со временем, то для конечного интервала времени t_1, t_2 С. в.

$$\tau=\int_{t_1}^{t_2}\sqrt{1-v^2(t)/c^2}\,dt.$$

При наличии полей тяготения следует пользоваться общей теорией относительности (см. *Тяготение*). С. в. процесса в поле тяготения течёт тем медленнее с точки зрения наблюдателя вне поля, чем сильнее гравитац. поле, т. е. чем больше модуль гравитац. потенциала φ ($\varphi<0$, вне поля полагают $\varphi=0$). Для не слишком сильных полей, когда $|\varphi|/c^2\ll1$, $\Delta\tau$ по неподвижным часам в точке с потенциалом φ связан с Δt неподвижного наблюдателя вне поля соотношением: $\Delta\tau=(1-|\varphi|/c^2)\Delta t$.

И. Ю. Кобзарев.

СО́БСТВЕННЫЕ ВО́ЛНЫ, то же, что *нормальные волны*.

СО́БСТВЕННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ, колебания в любой колебат. системе, происходящие в отсутствие внешнего воздействия; то же, что *свободные колебания*.

СОВПАДЕ́НИЙ МЕ́ТОД, экспериментальный метод яд. физики, состоящий в выделении определ. группы событий (рождение и распад ч-ц, их пролёт через детектор и др.), происходящих одновременно (в пределах фиксированного промежутка времени τ). С. м. сводится к регистрации совпадающих во времени электрич. сигналов, к-рые поступают от *детекторов* частиц. Совпадающими наз. такие сигналы, к-рые полностью или частично перекрываются во времени (рис. 1). Временно́й отбор сигналов осуществляется с х е м а м и с о в п а д е н и й, к-рые срабатывают от импульсов с определ. длительностью и амплитудой. Схемы совпадения реализуют логич. ф-цию «И» (логич. умножение), т. е. на её выходе сигнал появляется лишь тогда, когда импульсы на всех входах имеют т. н. единичный уровень. Схемы совпадений характеризуются разрешающим временем (макс. временно́й сдвиг между входными сигналами, при к-ром они регистрируются как одновременные), чувствительностью (мин. уровень входных сигналов, поступающих на все входы С. с., при к-ром происходит её срабатывание), м ё р т в ы м в р е м е н е м (мин. время между двумя последоват. срабатываниями). Кроме собственно узла совпадения *2* (рис. 2), в состав большинства схем входят пороговые формирующие элементы *1* и выходной дискримина-

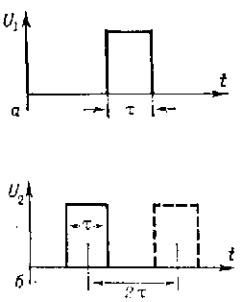


Рис. 1. *а* — входной импульс в 1-м канале; *б* — предельные положения входного импульса во 2-м канале, когда импульсы регистрируются как совпадающие; *t*—амплитуда импульса; τ — его длительность.

тор *3* (см. *Ядерная электроника*). В современных схемах совпадений используются стандартные (интегральные) схемы с эмиттерно-связанной логикой.

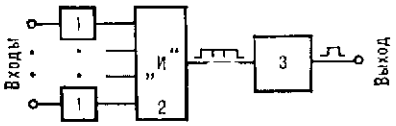


Рис. 2.

Если на один из входов схем совпадения подать сигнал с инвертиров. полярностью, она превращается в схему а н т и с о в п а д е н и й. Эта схема регистрирует события, если одно (или неск.) из них произошло не одновременно с другими (в пределах разрешающего промежутка). На рис. 3

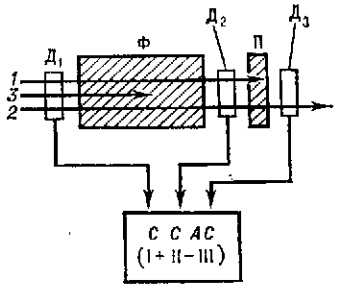


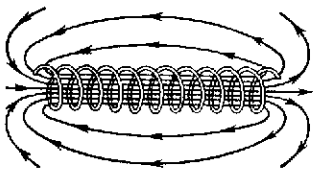
Рис. 3.

приведена схема установки, в к-рой используются схемы совпадений и антисовпадений для разделения ч-ц по их пробегам. Событие регистрируется в тех случаях, когда в детекторах $Д_1$ и $Д_2$ вырабатываются совпадающие сигналы, а в детекторе $Д_3$ сигнал не возникает. Такое событие вызовет ч-ца *1*, остановившаяся в поглотителе П. При прохождении ч-цы *2* в электронной схеме (схема антисовпадений) вырабатывается сигнал запрета, и событие исключается. В результате регистрируются ч-цы с пробегами, различающимися на толщину поглотителя.

● Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И., Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, М., 1959; Ковальский Е., Ядерная электроника, пер. с англ., М., 1972; Рехин Е. И., Чернов П. С., Метод совпадений, М., 1976; Элементы схем ядерного приборостроения, М., 1970.

СОВПАДЕ́НИЙ МЕ́ТОД ИЗМЕРЕ́НИЙ, один из вариантов метода сравнения с мерой, в к-ром разность между измеряемой величиной и величиной, воспроизводимой мерой, измеряют по совпадению отметок шкал или периодич. сигналов. Примеры: измерение длины отрезка штангенциркулем с нониусом, основанное на совпадении делений на шкалах штангенциркуля и нониуса; определение частоты периодич. процесса стробоскопич. методом.

СОЛЕНО́ИД (от греч. sōlēn — трубка и éidos — вид), свёрнутый в спираль изолированный проводник, по к-рому течёт электрич. ток. Обладает значит. индуктивностью и малым активным сопротивлением и ёмкостью. В ср. части внутр. полости С., длина к-рого значительно больше диаметра, магн. поле С. направлено параллельно его оси и однородно (рис.), причём его напряжённость пропорц. силе тока



и (приближённо) числу витков. Внеш. магн. поле С. подобно полю стержневого магнита. С. с железным сердечником во внутр. полости представляет собой электромагнит.

СОЛЕНОИДА́ЛЬНОЕ ПО́ЛЕ, векторное поле, не имеющее источников. Это означает, что дивергенция вектора $\boldsymbol{a}$ С. п. равна нулю: $\operatorname{div}\boldsymbol{a}=0$. Примером С. п. служит магн. поле, $\operatorname{div}\boldsymbol{B}=0$, где $\boldsymbol{B}$ — вектор *магнитной индукции*. С. п. можно всегда представить в виде $\boldsymbol{a}=\operatorname{rot}\boldsymbol{b}$; вектор $\boldsymbol{b}$ наз. векторным потенциалом поля (напр., $\boldsymbol{B}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}$; см. *Потенциалы электромагнитного поля*).

СОЛИТО́Н, структурно устойчивая уединённая волна в нелинейной диспергирующей среде. С. ведут себя подобно ч-цам: при вз-ствии между собой или с нек-рыми др. возмущениями С. не разрушаются, а расходятся вновь, сохраняя свою структуру неизменной. Структура С. поддерживается стационарной за счёт баланса между действием нелинейности среды (см. *Нелинейные системы*) и дисперсии (см. *Дисперсия волн*). Напр., в случае гравитац. волн на поверхности жидкости для достаточно длинной плоской волны ($\lambda\gg 2\pi H$, где H — глубина водоёма) дисперсия отсутствует, волны распространяются с *фазовой скоростью* $v=\sqrt{g(H+h)}$, где g — ускорение свободного падения, h — возвышение поверхности воды в данной точке профиля волны. Вершина волны движется быстрее её подножия (нелинейность), поэтому крутизна фронта волны растёт до тех пор, пока протяжённость фронта не станет соизмеримой с величиной $2\pi H$, после чего скорость v будет зависеть от крутизны фронта (дисперсия). В результате на профиле волны появляются осцилляции (рис. 1), развитие к-рых приводит к образованию С. С др. стороны, короткие волны ($\lambda\ll 2\pi H$) малой амплитуды обладают

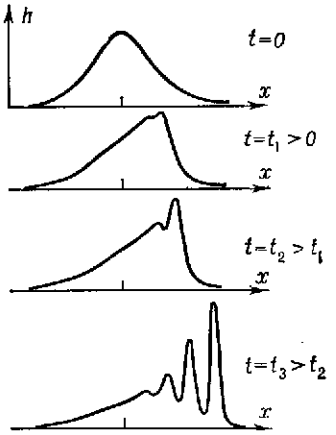


Рис. 1. Эволюция профиля волны на поверхности водоёма глубины H.

сильной дисперсией, т. к. их фазовая скорость $v=\sqrt{g\lambda/2\pi}$. Поэтому достаточно коротковолновое нач. возвышение расплывается, образуя осциллирующий цуг (подобно волне от брошенного в воду камня). Волны же с таким соотношением между λ и амплитудой колебаний $h_{макс}$, что «обострение» фронта из-за нелинейности в точности компенсируется расплыванием из-за дисперсии, остаются стационарными, т. е. не изменяют своего профиля при распространении. Такая компенсация возможна в среде без притока и потерь энергии только для определ. класса волн, периодических или уединённых, т. е. С., к-рые чаще

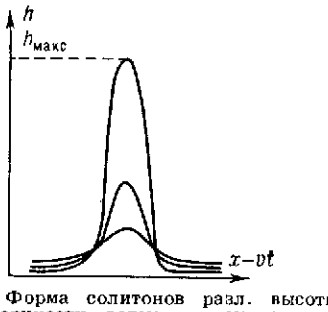


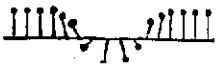
Рис. 2. Форма солитонов разл. высоты h на поверхности воды; v — скорость распространения; t — время; x — координата.

всего описываются решениями нелинейных дифф. ур-ний в обыкновенных производных. Нестационарные же волновые процессы, связанные с С., описываются нелинейными дифф. ур-ниями в частных производных. Наиболее детально изучено применительно к С. уравнение Кортевега — де Фриса, описывающее волны в средах с достаточно малыми нелинейностью и дисперсией, в частности С. на поверхности воды. Семейство С. небольшой высоты ($h_{макс}\ll H$) на поверхности воды (рис. 2) описывается выражением:

$$h(x,t)=h_{макс}/\operatorname{ch}^2\left\{\sqrt{\frac{3h_{макс}}{4H^3}}\times\right.$$
$$\left.\times\left[x-\sqrt{g(H+h_{макс})}\,t\right]\right\}. \qquad (1)$$

С ростом $h_{макс}$ растёт скорость С. $v=\sqrt{g(H+h_{макс})}$ и уменьшается его длина (пропорц. $1/h_{макс}$). Аналогичный вид имеют С. др. природы, напр. ионнозвуковые и магнитозвуковые С. в *плазме*, С. внутренних гравитац. волн, С. в слоистой жидкости и т. д.

Рис. 3. Солитон в системе связанных маятников (вид сбоку).



В др. случаях, напр. в цепочке маятников, связанных пружинами, также существует движение в виде С. (рис. 3), описываемое выражением:

$$\varphi(x,t)=$$
$$=4\operatorname{arctg}\cdot\exp\left[\pm\frac{\alpha(x-vt)}{\sqrt{1+v^2/v_0^2}}\right], \qquad (2)$$

к-рое явл. решением т. н. синус-Гордона ур-ния. Здесь φ — угол поворота маятника, α и v_0 — постоянные, определяемые параметрами системы, v — скорость С. Такой С. представляет собой последоват. поворот маятников на 2π, причём знак плюс отвечает повороту по часовой стрелке, а минус — в противоположном направлении («антисолитон»). Характерная длина такого С. (число маятников, не находящихся в равновесии) тем больше, чем больше его скорость v. С., описываемые выражением (2), существуют в распределённых сверхпроводящих структурах (джозефсоновские переходы) и др.

Для ур-ний Кортевега — де Фриса, синус-Гордона и ряда др. ур-ний найдены решения, описывающие вз-ствие произвольного числа С., параметры к-рых не изменяются в результате вз-ствий, а также формирование С. в результате эволюции произвольного нач. импульса (рис. 1).

Впервые С. наблюдался в 1834 шотл. учёным Дж. С. Расселом в форме возвышения, бегущего по поверхности воды в канале. Теоретич. описание его было дано в 1895 голл. учёными Д. Кортевегом и Г. де Фрисом. В дальнейшем С. наблюдались в плазме, *линиях передачи* с ПП диодами и др. С., сближаясь, влияют друг на друга, т. к. в нелинейной среде не выполняется принцип суперпозиции. Тем не менее после вз-ствия С. не разрушаются, а расходятся вновь (рис. 4), сохраняя те же параметры, что и до вз-ствия,— как если бы столкнулись и разлетелись ч-цы, отсюда назв. «С.» (появилось в 1965, по аналогии с

протоном и нейтроном, от лат. solus — один, уединённый). Оказалось, что С. могут сохранять свою структуру длит. время при наличии небольшого

Рис. 4. Вз-ствие двух бегущих в одном направлении солитонов вида (1) с близкими амплитудами.

затухания или в результате плавного искривления фронта волны в пр-ве (в частности, цилиндрич. и сферич. С.).

С., как и ч-цы, могут образовывать связанные состояния из двух или более импульсов (рис. 5). В системе

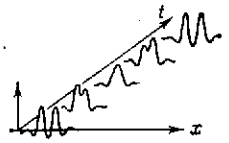


Рис. 5. Связанная пара солитонов.

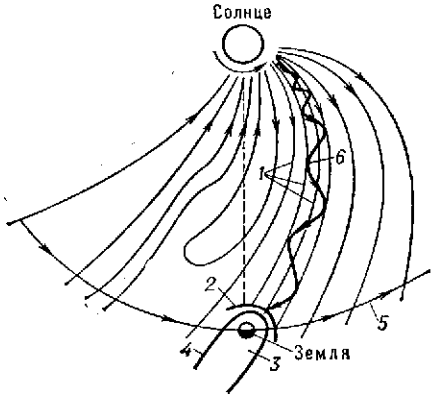
из многих С. это приводит, в частности, к появлению сложных стохастич. движений («газ. С.»).

В системах с сильной дисперсией, если профиль стационарной волны близок к синусоидальному, также возможно существование модулир. волн в виде локализованных волн. пакетов со стационарно движущейся огибающей, к-рые также обнаруживают «частицеподобное» поведение при вз-ствии (С. «огибающей»). Такие С. возможны для волн на поверхности глубокого водоёма, ленгмюровских волн в плазме, мощных коротких (пикосекундных) световых импульсов в рабочей среде лазера и т. д.

С. играют важную роль в теории конденсир. состояния в-ва, в частности в квант. статистике, теории фазовых переходов. Солитонные решения имеют нек-рые ур-ния, предложенные для описания элем. ч-ц. Изучение св-в С. как «частицеподобных» волн, в т. ч. и возможных трёхмерных С., в к-рых поле убывает по всем направлениям в трёхмерном пр-ве (а не только по одной координате, как в приведённых выше примерах), привело к попыткам использовать С. при построении квант. нелинейной теории поля.

● Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Карпман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Скотт Э., Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике, М., 1977, с. 215—284; Теория солитонов, М., 1980; Ребби К., Солитоны, «УФН», 1980, т. 130, в. 2; Солитоны в действии, под ред. К. Лонгрена и Э. Скотта, пер. с англ., М., 1981. *Л. А. Островский.*

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕ́ТЕР, постоянный радиальный поток *плазмы* солн. короны в межпланетное пр-во. Поток энергии, идущий из недр Солнца, нагревает плазму короны до 1,5—2 млн. К. Пост. нагрев не уравновешивается потерей энергии за счёт излучения, т. к. плотность короны мала. Избыточную энергию в значит. степени уносят ч-цы С. в. ($\sim 10^{27}$—10^{29} эрг/с). Корона, т. о., не находится в гидростатич. равновесии, она непрерывно расширяется. По составу С. в. не отличается от плазмы короны (С. в. содержит гл. обр. протоны, эл-ны, немного ядер гелия, ионов кислорода, кремния, серы, железа). У основания короны (в 10 тыс. км от фотосферы Солнца) ч-цы имеют радиальную скорость порядка сотен м/с, на расстоянии неск. солн. радиусов она достигает скорости звука в плазме (100—150 км/с), у орбиты Земли скорость протонов составляет 300—750 км/с, а их пространств. концентрация — от неск. ч-ц до неск. десятков ч-ц в 1 $см^3$. При помощи межпланетных косм. станций установлено, что вплоть до орбиты Сатурна плотность потока ч-ц С. в. убывает по закону $(r_0/r)^2$, где r — расстояние от Солнца, r_0 — исходный уровень. С. в. уносит с собой петли силовых линий солн. магн. поля, к-рые образуют межпланетное магн. поле. Сочетание радиального движения ч-ц С. в. с вращением Солнца придаёт этим линиям форму спиралей. Крупномасштабная структура магн. поля в окрестностях Солнца имеет вид секторов, в к-рых поле направлено от Солнца или к нему. Размер полости, занятой С. в., точно не известен (радиус её, по-видимому, не меньше 100 а. е.). У границ этой полости динамич. давление С. в. должно уравновешиваться давлением межзвёздного газа, галактич. магн. поля и галактич. косм. лучей. В окрестностях Земли столкновение потока ч-ц С. в. с геомагн. полем порождает стационарную ударную волну перед земной



Вз-ствие солнечного ветра с магнитосферой Земли: *1* — силовые линии магн. поля Солнца; *2* — ударная волна; *3* — магнитосфера Земли; *4* — граница магнитосферы; *5* — орбита Земли; *6* — траектория ч-цы солнечного ветра.

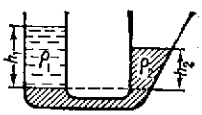
магнитосферой (со стороны Солнца, рис.). С. в. как бы обтекает магнитосферу, ограничивая её протяжённость в пр-ве. Изменения интенсивности С. в., связанные со вспышками на Солнце, явл. осн. причиной возмущений геомагн. поля и магнитосферы (магн. бурь).

За год Солнце теряет с С. в. $\sim 2\times 10^{-14}$ часть своей массы $M_\odot$. Естественно считать, что истечение в-ва, подобное С. в., существует и у др. звёзд («звёздный ветер»). Он должен быть особенно интенсивным у массивных звёзд (с массой $\sim$ неск. дес. $M_\odot$) и с высокой темп-рой поверхности ($\sim$ 30—50 тыс. К) и у звёзд с протяжённой атмосферой (красных гигантов), т. к. в первом случае ч-цы сильно развитой звёздной короны обладают достаточно высокой энергией, чтобы преодолеть притяжение звезды, а во втором — низка параболич. скорость (скорость ускользания; см. *Космические скорости*). Значит. потери массы со звёздным ветром ($\sim 10^{-6}\,M_\odot$/год и больше) могут существенно влиять на эволюцию звёзд. В свою очередь звёздный ветер создаёт в межзвёздной среде «пузыри» горячего газа — источники рентг. излучения.

● Солнечный ветер, пер. с англ., М., 1968; Хундхаузен А., Расширение короны и солнечный ветер, пер. с англ., М., 1976; Происхождение и эволюция галактик и звезд, под ред. С. Б. Пикельнера, М., 1976.

СОН (от лат. sonus — звук), единица условной шкалы *громкости звука*, выражающая непосредственно субъективную оценку сравнит. громкости чистого *тона*. 1С. соответствует уровню громкости 40 *фон* при частоте звука 1000 Гц. Шкала громкости в С. — линейна. При каждом последующем увеличении громкости на 10 фон число ед. С. прибл. удваивается.

СООБЩА́ЮЩИЕСЯ СОСУ́ДЫ, сосуды, соединённые между собой в нижней части (рис.). В наполненных одинаковой жидкостью С. с., диаметр к-рых настолько велик, что позволяет пренебречь капиллярным эффектом, уровни жидкости располагаются на одинаковой высоте независимо от формы сосудов. На этом основано устройство жидкостных манометров, водомерных стёкол паровых котлов и т. п. Если С. с. наполнены разл. жидкостями, то высоты столбов этих жидкостей (считая от поверхности соприкосновения жидкостей друг с другом) обратно пропорц. их плотностям, т. е. $\rho_1 h_1 = \rho_2 h_2$, где ρ_1 и ρ_2, h_1 и h_2 — соотв. плотности и высоты столбов жидкостей. Этим соотношением пользуются для определения плотности жидкости, если известна плотность второй жидкости. Если же одно из колен С. с. закрыто, то разность уровней жидкости будет зависеть от давления в закрытом колене; на этом основано устройство закрытых манометров.



СООТВЕ́ТСТВЕННЫЕ СОСТОЯ́НИЯ, состояния разл. в-в, соответствующие одним и тем же значениям *при-*

ведённых параметров состояния (темпры τ, давления π, уд. объёма φ и др.). Ур-ние состояния, записанное в приведённых параметрах, одинаково для разл. в-в, так что одинаковым значениям τ и π, напр., соответствует одно и то же значение φ, а на кривой равновесия жидкость — газ одним и тем же значениям τ соответствует одно и то же значение приведённого давления π, теплоты испарения λ, поверхностного натяжения σ и т. д. (закон соответственных состояний). Закон С. с. строго справедлив лишь при достаточно высоких темп-рах, когда несущественны квант. эффекты, и для в-в, у к-рых зависимость энергии *межмолекулярного взаимодействия* от расстояния имеет одинаковый хар-р. Практически поведение всех в-в отклоняется от закона С. с., однако в рамках отд. групп в-в с близкими формами потенциала межмол. вз-ствия эти отклонения часто относительно невелики и носят систематич. хар-р, что позволяет осуществлять расчёт св-в малоизученных в-в на основе закона С. с.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Рид Р., Шервуд Т., Свойства газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1964.

С. П. Малышенко.

СООТВЕТСТВИЯ ПРИНЦИП, постулат квант. механики, требующий совпадения её физ. следствий в предельном случае больших *квантовых чисел* с результатами классич. теории. В С. п. проявляется тот факт, что квант. эффекты существенны лишь при рассмотрении микрообъектов, когда величины размерности *действия* сравнимы с постоянной Планка $\hbar$. Если же квант. числа, характеризующие состояние физ. системы (напр., орбит. квант. число l), велики, то величиной $\hbar$ можно пренебречь и система с высокой точностью подчиняется классич. законам. С формальной точки зрения С. п. означает, что в пределе $\hbar \to 0$ квантовомеханич. описание физ. объектов должно быть эквивалентно классическому.

Часто под С. п. понимают следующее более общее положение. Любая новая теория, претендующая на более глубокое описание физ. реальности и на более широкую область применимости, чем старая, должна включать последнюю как предельный случай. Так, релятив. механика (см. *Относительности теория*) в пределе малых скоростей v ($v \ll c$) переходит в ньютоновскую. Формально переход осуществляется при $c \to \infty$.

Когда осн. положения теории уже сформулированы, С. п. представляет в осн. иллюстративный интерес, подчёркивая преемственность теор. построений. В ряде случаев С. п. помогает развить приближённые методы решения задач. Так, если в данной конкретной физ. проблеме $\hbar$ можно считать малой величиной, то это равносильно т. н. *квазиклассическому приближению* квантовой механики. При этом нерелятив. волновое *Шрёдингера уравнение* в пределе $\hbar \to 0$ приводит к классич. ур-нию Гамильтона — Якоби. Однако в период возникновения новой теор. дисциплины, когда её принципы во многом ещё неясны, С. п. имеет самостоятельное эвристич. значение.

С. п. был выдвинут Н. Бором в 1923 (в т. н. старой теории квантов, предшествующей квант. механике) в связи с проблемой спектров испускания и поглощения атомов. В созданной позже квант. механике особенности ат. спектров были объяснены на более глубокой основе, однако существ. черты её матем. аппарата определялись С. п. Значение С. п. далеко выходит за рамки квант. механики. Им широко пользуются в *квантовой электродинамике*, теории элем. ч-ц и, без сомнения, он войдёт составной частью в любую новую теор. схему.

● Бор Н., Три статьи о спектрах и строении атомов, пер. с нем., М.— Л., 1923.

См. также лит. при ст. *Квантовая механика.*

О. И. Завьялов.

СОПЛО, специально спрофилированный закрытый канал, предназначенный для разгона жидкостей или газов до заданной скорости и придания потоку заданного направления. Служит также устройством для получения газовых и жидкостных *струй*. Поперечное сечение С. может быть прямоугольным (плоские С.), круглым (осесимметричные С.) или иметь произвольную форму (пространств. С.). В С. происходит непрерывное увеличение скорости v жидкости или газа в направлении течения — от нач. значения v_0 во входном сечении С. до наибольшей скорости $v = v_a$ на выходе. В силу закона сохранения энергии одновременно с ростом скорости v в С. происходит непрерывное падение давления и темп-ры от их нач. значений p_0, T_0 до наименьших значений p_a, T_a в выходном сечении. Т. о., для реализации течения в С. необходим нек-рый перепад давления, т. е. выполнение условия $p_0 > p_a$. При пост. плотности ρ для непрерывного увеличения v С. должно иметь сужающуюся форму, т. к. в силу *неразрывности уравнения* $\rho v S = \text{const}$ площадь S поперечного сечения С. должна уменьшаться обратно пропорц. росту v. Однако при дальнейшем увеличении v начинает проявляться сжимаемость среды, плотность её уменьшается в направлении течения, поэтому постоянство $\rho v S$ в этих новых условиях зависит от темпа падения ρ с ростом v. При $v < a$, где a — местная скорость распространения звука в движущейся среде, темп падения плотности газа отстаёт от темпа роста скорости, поэтому для обеспечения разгона, т. е. увеличения v, нужно по-прежнему уменьшать S (рис. 1), несмотря на падение плотности (дозвуковое С.). Но при разгоне до скоростей $v > a$ падение плотности происходит быстрее, чем рост скорости, поэтому в сверхзвук. части необходимо увеличивать площадь S (сверхзвуковое С.). Такое сверхзвук. С., наз. также сопло Лаваля, имеет вначале сужающуюся, а затем расширяющуюся форму (рис. 2). Изменение скорости вдоль С. определяется законом изменения S по длине С.

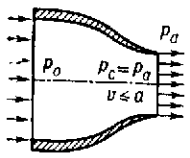


Рис. 1.

Давление в выходном сечении дозвук. С. всегда равно давлению p_c в окружающей среде, куда происходит истечение из С. ($p_a = p_c$). При возрастании p_0 и неизменном p_c скорость v_a в выходном сечении дозвук. С. сначала увеличивается, а после того как p_0 достигнет нек-рой определ. величины, v_a становится постоянной и при дальнейшем увеличении p_0 не изменяется. Такое явление наз. кризисом течения в С. После наступления кризиса ср. скорость истечения из дозвук. С. равна местной скорости звука ($v_a = a$) и наз. критической скоростью истечения. В этом случае все параметры газа в выходном сечении С. также наз. критическими.

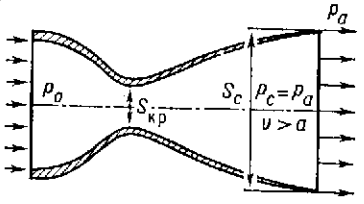


Рис. 2.

В сверхзвук. С. критическим наз. его наиболее узкое сечение. Относит. скорость v_a/a в выходном сечении сверхзвук. С. зависит только от отношения площади выходного сечения S_c к площади его критич. сечения $S_{кр}$ и не зависит в широких пределах от изменений давления p_0 перед С. Давление в выходном сечении сверхзвук. С. может быть равно давлению в окружающей среде ($p_a = p_c$), такой режим течения наз. расчётным, в противном случае — нерасчётным. Нерасчётные режимы характеризуются образованием в потоке волн разрежения в случае $p_a > p_c$ или ударных волн в случае $p_a < p_c$. Когда поток проходит через систему таких волн вне С., давление становится равным p_c.

Сильное падение давления и темп-ры газа в сверхзвук. С. может приводить, в зависимости от состава текущей среды, к разл. физ.-хим. процессам (хим. реакции, фазовые превра-

щения, неравновесные термодинамич. переходы), к-рые необходимо учитывать при расчёте течения газа в С.

С. широко используются в технике (в паровых и газовых турбинах, в ракетных и воздушно-реактивных двигателях, в *газодинамических лазерах*, в магнитно-газодинамич. установках, в *аэродинамических трубах* и на газодинамич. стендах, при создании мол. пучков, в хим. технологии, в струйных аппаратах, в расходомерах, в процессах дутья и мн. др.). Техн. задачи привели к бурному развитию теории С., учитывающей наличие в газовом потоке жидких и тв. ч-ц, неравновесных хим. реакций, переноса лучистой энергии и др., что потребовало широкого применения ЭВМ для решения указанных задач, а также для разработки сложных эксперим. методов исследования течений в С.

● Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Пирумов У. Г., Росляков Г. С., Течение газа в соплах, М., 1978; Стернин Л. Е., Основы газодинамики двухфазных течений в соплах, М., 1974. *С. Л. Вишневецкий.*

СОПРОТИВЛЕ́НИЕ АКУСТИ́ЧЕСКОЕ, характеристика, вводимая при рассмотрении колебаний акустич. систем, равная отношению *звукового давления* к объёмной *колебательной скорости*. См. *Импеданс акустический*.

СОПРОТИВЛЕ́НИЕ ИЗЛУЧЕ́НИЯ, активное сопротивление R_Σ, характеризующее излучат. способность *антенны*. Полная мощность излучения интерпретируется при этом как мощность, поглощаемая в R_Σ. Любой фидерный тракт, по к-рому эл.-магн. энергия поступает к антенне (двухпроводная линия, волновод и др.), можно считать нагруженным на входное сопротивление антенны, складывающееся из сопротивления джоулевых потерь и импеданса излучения, активная часть к-рого равна R_Σ. С. и. зависит от формы, размеров, материала антенны, распределения токов в ней, диэлектрич. ε и магн. μ проницаемостей окружающей среды и от св-в пространства, в к-рое происходит излучение (неограниченное пространство, свободное от искажающих поле объектов; пространство, ограниченное проводящей границей, излучение внутрь др. волновода или объёмного резонатора и т. п.). В свободном пространстве вибратор Герца имеет $R_\Sigma=\frac{1}{6\pi}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\,(kl)^2$ Ом (k — волновое число, l — длина волны вибратора, $l\ll\lambda$), что для вакуума ($\varepsilon=\mu=1$) даёт: $R_\Sigma=8\pi^2(l/\lambda)^2$ Ом. Соответственно полуволновой вибратор в вакууме имеет $R_\Sigma=73{,}1$ Ом. Проволочная рамка площадью σ с током обладает при $\sigma\ll\lambda$ С.и. $R_\Sigma=\frac{1}{6\pi}\sqrt{\mu/\varepsilon}\,(k^2\sigma)^2$ Ом, т. е. в вакууме: $R_\Sigma=320\pi^2(\sigma/\lambda^2)^2$ Ом.

● См. лит. при ст. *Антенна*.

М. А. Миллер.

СОПРОТИВЛЕ́НИЕ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ, см. *Электрическое сопротивление*.

СОПРЯЖЁННЫЕ ТО́ЧКИ в оптике, пары точек, в каждой из к-рых одна является по отношению к оптич. системе объектом, вторая — его изображением; при этом, согласно *обратимости теореме*, объект и изображение могут взаимно меняться местами. Понятие «С. т.» вполне строго применимо лишь к идеальным (безаберрационным) оптич. системам в их параксиальных областях (см. *Параксиальный пучок лучей*). Для реальных систем оно представляет собой широко используемое приближение.

СО́РБЦИЯ (от лат. sorbeo — поглощаю), поглощение тв. телом или жидкостью (сорбентом) жидкого в-ва или газа (сорбата) из окружающей среды. Поглощение в-ва из газовой фазы всем объёмом жидкого сорбента наз. *абсорбцией*, поглощение в-ва поверхностным слоем сорбента — *адсорбцией*. Поглощение в-ва из газовой фазы всем объёмом тв. тела или расплава наз. *окклюзией*. Извлечение из жидкости к.-л. компонента др. жидкостью наз. экстракцией. При С. паров пористыми телами может происходить *капиллярная конденсация*. Обычно одновременно протекает неск. сорбц. процессов.

СОРЕ́ ЭФФЕ́КТ, *термодиффузия* в р-рах. Назван в честь швейц. учёного Ш. Соре (Ch. Soret), к-рый первым исследовал термодиффузию (1879).

СОСТАВНО́Е ЯДРО́, ядерная система, образующаяся в ходе *ядерных реакций* в результате слияния налетающей ч-цы с ядром-мишенью. С. я. неустойчиво и через короткое время распадается на конечные продукты реакции. Энергия, внесённая ч-цей, распределяется между всеми степенями свободы С. я. подобно тому, как это происходит при нагреве тел. Вследствие статистич. флуктуаций одна или неск. яд. ч-ц могут приобрести энергию, превышающую среднее её значение и позволяющую им покинуть «нагретое» ядро. Этот процесс, аналогичный испарению жидкости, приводит к распаду С. я. Ср. время жизни С. я. (10^{-22}—10^{-21} с) во много раз больше времени пролёта быстрой ч-цы через область пр-ва, занимаемую ядром. Существование С. я. проявляется в резонансной энергетич. зависимости вероятности реакции. При определённых энергиях ч-цы наблюдаются резкие максимумы, соответствующие состояниям С. я. Представление о С. я. было впервые высказано дат. физиком Н. Бором в 1936. Идея об аналогии между С. я. и нагретой жидкостью принадлежит Я. И. Френкелю; основанная на ней термодинамич. теория С. я. была впервые развита в 1936—37 физиками Х. Бете и В. Вайскопфом (США) и Л. Д. Ландау.

● См. лит. при ст. *Ядерные реакции, Ядро атомное*.

И. С. Шапиро.

СОУДАРЕ́НИЯ ВТОРО́ГО РО́ДА, то же, что *удары второго рода*.

СОХРАНЕ́НИЯ ЗАКО́НЫ, физич. закономерности, согласно к-рым численные значения нек-рых физ. величин не изменяются со временем в любых процессах или в определ. классе процессов. Полное описание физ. системы возможно лишь в рамках динамич. законов, к-рые детально определяют изменение состояния системы с течением времени. Однако во мн. случаях динамич. закон для данной системы неизвестен или слишком сложен. В такой ситуации С. з. позволяют сделать нек-рые заключения о хар-ре поведения системы. Важнейшими С. з., справедливыми для любых изолированных систем, явл. законы сохранения энергии, импульса, момента кол-ва движения, электрич. заряда. Кроме всеобщих, существуют С. з., справедливые лишь для огранич. классов систем и явлений.

Идея сохранения появилась сначала как чисто философская догадка о наличии неизменного (стабильного) в вечно меняющемся мире. Ещё античные философы-материалисты пришли к понятию материи — неуничтожимой и несотворимой основы всего существующего. С другой стороны, наблюдение пост. изменений в природе приводило к представлению о вечном движении материи как важнейшем её св-ве. С появлением матем. формулировки механики на этой основе появились законы сохранения массы (французский химик А. Лавуазье) и механической энергии (нем. учёный Г. Лейбниц). Затем немецкий учёный Ю. Р. Майер, англ. физик Дж. Джоуль и нем. учёный Г. Гельмгольц экспериментально открыли закон сохранения энергии в немеханич. явлениях. Т. о., к сер. 19 в. оформились законы сохранения массы и энергии, к-рые трактовались как сохранение материи и движения.

В нач. 20 в. оба эти С. з. подверглись коренному пересмотру в связи с появлением спец. теории относительности (см. *Относительности теория*); при описании движений с большими (сравнимыми со скоростью света) скоростями классическая (ньютоновская) механика была заменена *релятивистской механикой*. Оказалось, что масса, определяемая по инерционным св-вам тела, зависит от его скорости и, следовательно, характеризует не только кол-во материи, но и её движение. Понятие энергии также подверглось изменению: полная энергия ($\mathcal{E}$) оказалась пропорц. массе (m), $\mathcal{E}=mc^2$. Т. о., закон сохранения энергии в спец. теории относительности естеств. образом объединил законы сохранения массы и энергии, существовавшие в классич. механике; по отдельности эти законы не выпол-

няются, т. е. невозможно охарактеризовать кол-во материи, не принимая во внимание её движения и вз-ствий.

Эволюция закона сохранения энергии показывает, что С. з., будучи почерпнутыми из опыта, нуждаются время от времени в эксперим. проверке и уточнении. Нельзя быть уверенным, что с расширением пределов человеческого опыта данный закон или его конкретная формулировка останутся справедливыми. Закон сохранения энергии интересен ещё и тем, что в нём теснейшим образом переплелись физика и философия. Этот закон, всё более уточняясь, постепенно превратился из неопределённого и абстрактного философского высказывания в точную количеств. ф-лу. Другие С. з. возникли сразу в количеств. формулировке. В совр. физике С. з.— необходимая составная часть её рабочего аппарата.

Большую роль С. з. играют в квант. теории, в частности в теории элем. ч-ц. С. з. определяют *отбора правила*, согласно к-рым реакции с элем. ч-цами, к-рые привели бы к нарушению С. з., не могут осуществляться в природе. В дополнение к перечисленным С. з., имеющимся в физике макроскопич. тел, в теории элем. ч-ц, возникло много специфич. С. з., позволяющих интерпретировать наблюдаемые на опыте правила отбора. Таков, напр., закон сохранения *барионного заряда*, выполняющийся во всех видах вз-ствий. Существуют и приближённые С. з., выполняющиеся в одних процессах и нарушающиеся в других. Такие С. з. имеют смысл, если можно указать класс процессов, в к-рых они выполняются. Напр., законы сохранения *странности*, изотопич. спина (см. *Изотопическая инвариантность*), *чётности* строго выполняются в процессах, протекающих за счёт *сильного взаимодействия*, но нарушаются в процессах *слабого взаимодействия*. Эл.-магн. вз-ствие нарушает закон сохранения изотопич. спина. Т. о., исследования элем. ч-ц вновь напомнили о необходимости проверять существующие С. з. в каждой области явлений. Так, считавшийся абсолютно строгим закон сохранения барионного заряда на основании теор. аргументов подвергается сомнению. Проводятся сложные эксперименты, имеющие целью обнаружить возможные слабые нарушения этого закона (распад протона).

С. з. тесно связаны со св-вами *симметрии* физ. систем. При этом симметрия понимается как инвариантность физ. законов относительно нек-рой группы преобразований входящих в них величин. Наличие симметрии приводит к тому, что для данной системы существует сохраняющаяся физ. величина (см. *Нётер теорема*). Т. о., если известны св-ва симметрии системы, как правило, можно найти для неё С. з., и наоборот.

Как отмечалось, законы сохранения энергии, импульса, момента обладают всеобщностью. Это связано с тем, что соответствующие симметрии можно рассматривать как симметрии пространства-времени (мира), в к-ром движутся матер. тела. Так, сохранение энергии связано с однородностью времени, т. е. с инвариантностью физ. законов относительно изменения начала отсчёта времени. Сохранение импульса и момента кол-ва движения связано соотв. с однородностью пр-ва (инвариантность относительно пространств. сдвигов) и изотропностью пр-ва (инвариантность относительно вращений пр-ва). Поэтому проверка механич. С. з. есть проверка соответствующих фундам. св-в пространства-времени. Долгое время считалось, что, кроме перечисленных элементов симметрии, пространство-время обладает зеркальной симметрией, т. е. инвариантно относительно *пространственной инверсии*. Тогда должна была бы сохраняться пространств. чётность. Однако в 1957 было экспериментально обнаружено несохранение чётности в слабом вз-ствии, поставившее вопрос о пересмотре взглядов на глубокие св-ва геометрии мира.

В связи с развитием теории *тяготения* намечается дальнейший пересмотр взглядов на симметрии пространства-времени и фундам. С. з. (в частности, на законы сохранения энергии и импульса).

● Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971; Фейнман Р., Характер физических законов, пер. с англ., М., 1968; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 1).

М. В. Менский.

СПЕКТР колебаний, совокупность гармонич. колебаний, на к-рые может быть разложено данное сложное колебат. движение. Математически такое движение представляется в виде периодической, но негармонич. ф-ции $f(t)$ с частотой ω. Эту ф-цию можно представить в виде ряда гармонич. функций: $f(t)=\Sigma A_n \cos n\omega t$ с частотами $n\omega$, кратными осн. частоте (где A_n — амплитуды гармонич. функций, t — время, n — номер гармоники). Чем сильнее исходное колебание отличается от гармонического, тем богаче его С., тем больше составляющих *обертонов* (гармоник) содержится в разложении и тем больше их амплитуды. В общем случае С. колебания содержит бесконечный ряд гармоник, амплитуды к-рых быстро убывают с увеличением их номера, так что практически приходится принимать во внимание только нек-рое конечное число обертонов. Процессы, не имеющие строгой периодичности или непериодические, могут представляться в виде суммы гармонич. компонент с некратными частотами или в виде суммы (интеграла) бесконечного числа составляющих со сколь угодно близкими частотами (непрерывный С.).

С. з в у к а выражает его частотный состав и получается в результате анализа звука. С. звука представляют обычно на координатной плоскости,

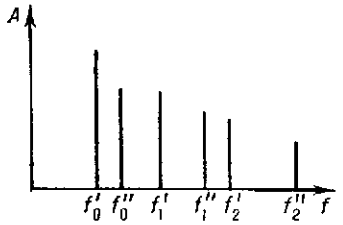


Рис. 1. Линейчатый спектр, полученный при сложении двух периодич. волн с осн. частотами f_0' и f_0''.

где по оси абсцисс отложена частота f, а по оси ординат — амплитуда A или интенсивность I гармонич. составляющей звука с данной частотой. Чистые тона, звуки с периодич. формой волны, а также звуки, полученные при сложении неск. периодич. волн, обладают линейчатыми спектрами (рис. 1). Акустические шумы, одиночные импульсы, затухающие звуки имеют сплошной спектр (рис. 2).

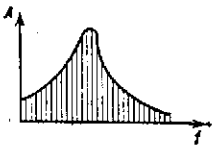


Рис. 2. Сплошной спектр затухающего колебания.

Частотные компоненты спектра *импульса акустического* прямоуг. формы с заполнением несущей частотой f_0 сосредоточены в осн. вблизи этой частоты в полосе шириной $7/T$, где T — длительность импульса.

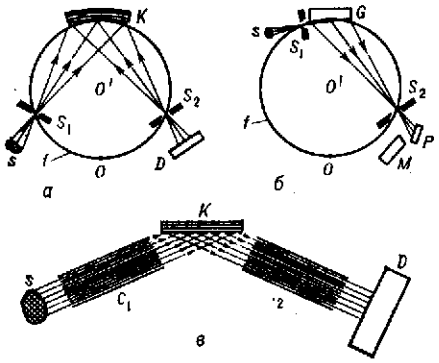
И. П. Голямина.

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ АППАРАТУ́РА РЕНТГЕ́НОВСКАЯ, аппаратура, в которой *рентгеновское излучение* исследуемого в-ва возбуждается, разлагается в спектр и регистрируется. Прецизионная С. а. р. служит для исследования тонкой структуры *рентгеновских спектров*, аналитическая — для определения элементного состава в-ва (см. *Спектральный анализ рентгеновский*). Прецизионная аппаратура должна обладать высокой разрешающей способностью, аналитическая — высокой светосилой.

В зависимости от цели и условий исследования и хар-ра объекта применяют разл. типы С. а. р.

Дифракционная С. а. р. основана на разложении рентг. излучения в спектр с помощью дифракции рентг. лучей. В состав этой С. а. р. входят: рентг. трубка, источник её питания, диспергирующий элемент (кристалл-анализатор или дифракц. решётка), детектор рентг. излучения и электронная аппаратура, питающая его и регистрирующая его импульсы. В прецизионной С. а. р. применяются либо кристаллы-анализаторы, представля-

ющие собой почти идеальные кристаллы, изогнутые по поверхности кругового цилиндра или сферы (рис., *а*) либо сферически вогнутые дифракц. решётки (рис., *б*). В аналитич. С. а. р. используют либо изогнутые кристаллы, либо плоские кристаллы с многопластинчатым коллиматором Соллера,



Оптич. схемы рентг. спектрометров: *а* — фокусирующий спектрометр с кристаллом-анализатором *K*; *б* — фокусирующий спектрометр с дифракц. решёткой *G*; *в* — спектрометр с плоским кристаллом *K* и коллиматором Соллера (C_1 и C_2); *S* — источник излучения; S_1 и S_2 — цели; *f* — фокальная окружность, *O'* — её центр; *O* — центр окружности, по к-рой изогнут кристалл или центр вогнутой поверхности решётки; *D* — детектор; *P* — фотокатод; *M* — ВЭУ.

ограничивающим угловую расходимость падающего на кристалл излучения от неск. угловых минут до 1° (рис., *в*).

Детекторами в С. а. р. чаще всего служат пропорциональные, сцинтилляционные или ПП счётчики фотонов, а для мягких рентг. лучей — фотокатоды с вторичным электронным умножителем (ВЭУ) открытого типа или каналовым умножителем.

С. а. р., предназначенная для одновременной регистрации одной-двух линий спектра, наз. рентг. спектрометром (при фоторегистрации — спектрографом), а при одноврем. регистрации многих (до 24) линий спектра — рентг. квантометром, или многоканальным спектрометром. Выходы каналов могут быть введены в ЭВМ для дальнейшей обработки информации. Нек-рые спектрометры всю программу получения и записи результатов выполняют автоматически.

Бездифракционная С. а. р. применяется для рентг. спектр. анализа. В ней непосредственно регистрируется рентг. излучение исследуемого образца. Аналитич. линии выделяются одно- или многоканальным амплитудным анализатором импульсов счётчика. При близком расположении окна счётчика к образцу полезно используемый телесный угол излучения каждого атома образца очень велик, а регистрируемая интенсивность превосходит её значение в дифракционной С. а. р. на неск. порядков. Это позволяет проводить анализ даже при очень слабом флуоресцентном рентг. излучении образца, возбуждаемом либо изотопными источниками, либо миниатюрными рентг. трубками, анодный ток к-рых не превосходит неск. мкА. Бездифракц. С. а. р. обладает сравнительно невысокой разрешающей способностью.

Микроанализаторы основаны на возбуждении первичного рентг. излучения образца электронным зондом диам. ок. 1 мкм, разложении этого излучения в спектр и его регистрации. Для получения тонкого электронного зонда используют электронную пушку и фокусирующие магн. линзы. Применение светосильных фокусирующих спектрометров с изогнутыми кристаллами или вогнутой дифракц. решёткой позволяет при токе зонда всего в неск. мкА получить спектр образца в данной точке. Если зонд сканирует по поверхности образца синхронно со строчной развёрткой телевиз. устройства, на вход к-рого подан выходной потенциал детектора спектрометра, то можно получить увеличенное изображение сканируемой поверхности в лучах того элемента, на к-рый настроен спектрометр. В совр. микроанализаторах часто используют два рентг. спектрометра, один — с кристаллом-анализатором, другой — с дифракц. решёткой. Это позволяет выполнить локальный анализ всех элементов, начиная с Li.

● Блохин М. А., Методы рентгеноспектральных исследований, М., 1959; его же, Рентгеноспектральная аппаратура, «ПТЭ», 1970, № 2; Плотников Р. И., Пшеничный Г. А., Флюоресцентный рентгенорадиометрический анализ, М., 1973; Электронно-зондовый микроанализ, пер. с англ., М., 1974; Рентгенотехника. Справочник, кн. 2, М., 1980. *М. А. Блохин.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ ПЛО́ТНОСТЬ величины, характеризующей излучение (напр., *потока излучения*, *силы света*), отношение рассматриваемой величины, взятой в бесконечно малом спектр. интервале, содержащем данную длину волны λ, к ширине этого интервала $d\lambda$. Вместо λ могут использоваться частоты, *волновые числа* или их логарифмы. График зависимости С. п. к.-л. величины от спектр. координаты характеризует распределение излучения по спектру. *Д. Н. Лазарев.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ СВЕТОВА́Я ЭФФЕКТИ́ВНОСТЬ излучения (устар. назв. — видность), отношение *светового потока* монохроматич. излучения к соответствующему полному *потоку излучения*. Обозначается $K(\lambda)$. При длине волны $\lambda=555$ нм приобретает макс. значение $K_{макс}=683$ лм·Вт$^{-1}$. Величины С. с. э. $K(\lambda)$ и относительная С. с. э. (относительная видность) $V(\lambda)=K(\lambda)/K_{макс}$ лежат в основе построения системы *световых величин*.

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ ЧУВСТВИ́ТЕЛЬНОСТЬ приёмника оптического излучения, отношение величины, характеризующей уровень реакции приёмника, к потоку или энергии монохроматич. излучения, вызывающего эту реакцию. Различают абсолютную С. ч., выражаемую в именованных единицах (напр., А/Вт, если реакция приёмника измеряется в А), и безразмерную относительную С. ч. — отношение С. ч. при данной длине волны излучения к макс. значению С. ч. или к С. ч. при нек-рой др. длине волны. С. ч. глаза человека — то же, что и *спектральная световая эффективность* излучения (видность). См. также *Приёмники оптического излучения*. *Д. Н. Лазарев.*

СПЕКТРА́ЛЬНЫЕ ЛИ́НИИ, линии в спектрах испускания или поглощения атома (либо др. квант. системы), отвечающие определ. излучательным *квантовым переходам*. С. л. характеризуются узким интервалом частот (длин волн) — *шириной спектральной линии*. Миним. ширина С. л. наз. естественной или радиационной, она отвечает переходу в изолиров. атоме (или в системе неподвижных и невзаимодействующих атомов). С. л. дополнительно уширяется вследствие хаотич. теплового движения атомов или молекул (доплеровское уширение, см. *Доплера эффект*), *Штарка эффекта* или любого другого вз-ствия квант. системы. С. л. приближённо можно считать монохроматическими с длиной волны, отвечающей максимуму интенсивности С. л. испускания (или минимуму С. л. поглощения).

СПЕКТРА́ЛЬНЫЕ ПРИБО́РЫ, приборы для исследования в оптич. диапазоне (10^{-3}—10^3 мкм; см. *Спектры оптические*) спектр. состава эл.-магн. излучений по длинам волн, нахождения спектр. хар-к излучателей и объектов, взаимодействовавших с излучением, а также для *спектрального анализа*. С. п. различаются методами спектрометрии, приёмниками излучения, исследуемым (рабочим) диапазоном длин волн и др. хар-ками.

Принцип действия большинства С. п. можно пояснить с помощью имитатора, изображённого на рис. 1. Форма отверстия в равномерно освещённом экране *1* соответствует ф-ции $f(\lambda)$, описывающей исследуемый спектр — распределение энергии излучения по длинам волн λ. Отверстие

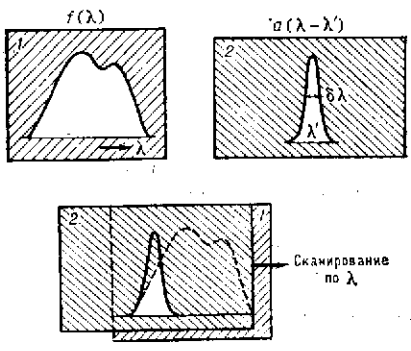


Рис. 1.

в экране *2* соответствует ф-ции $a(\lambda-\lambda')$, описывающей способность С. п. выделять из светового потока узкие участки $\delta\lambda$ в окрестности каждой λ'. Эту важнейшую хар-ку С. п. наз. функцией пропускания или *аппаратной функцией* (АФ), $\delta\lambda$ — её ширина. Процесс измерения спектра $f(\lambda)$ прибором с АФ $a(\lambda-\lambda')$ можно имитировать регистрируя изменения светового потока, проходящего через отверстие при перемещении (сканировании) экрана *2* относительно экрана *1*. Результат $F(\lambda)$ измерений исследуемого спектра $f(\lambda)$

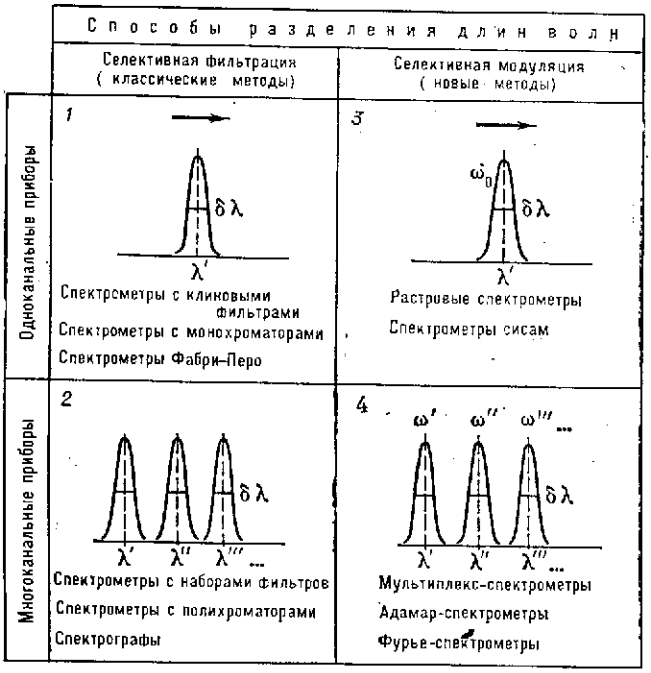


Рис. 2. Классификация методов спектрометрии по способам разделения длин волн. Контуры шириной $\delta\lambda$ символически изображают аппаратные функции (АФ). В одноканальных методах (*1* и *3*) применяется сканирование (символ →), в многоканальных (*2* и *4*) — сканирование отсутствует и измерение интенсивности излучения ряда длин волн λ', λ'', λ''', ... производится одновременно.

прибором с АФ $a(\lambda-\lambda')$ описывается интегралом: $F(\lambda)=\int a(\lambda-\lambda')f(\lambda)d(\lambda)$, наз. свёрткой ф-ции f с ф-цией a. Чем меньше ширина $\delta\lambda$ ф-ции $a(\lambda-\lambda')$, тем точнее прибор передаёт истинный контур $f(\lambda)$. Тождество $F(\lambda)\equiv f(\lambda)$ достигается лишь при бесконечно узкой АФ.

Ширина АФ наряду с рабочим диапазоном λ — осн. хар-ка С. п., она определяет спектральное разрешение $\delta\lambda$ и спектральную разрешающую способность $R=\lambda/\delta\lambda$. Чем шире АФ, тем хуже разрешение (и меньше R), но больше поток излучения, пропускаемый прибором, т. е. больше оптич. сигнал и отношение сигнала к шуму (M). *Шумы* в общем случае пропорциональны $\sqrt{\Delta\omega}$ ($\Delta\omega$ — полоса пропускания приёмного устройства). Чем шире ωf, тем выше быстродействие прибора и меньше время измерения, но больше шумы (меньше M). Взаимосвязь величин R, M, $\Delta\omega$ определяется соотношением:

$$R^{\alpha}M(\Delta\omega)^{\beta}=K(\lambda).$$

Показатели степени α и β принимают разл. положит. значения в зависимости от конкретного типа С. п. Константа K, зависящая только от λ, определяется конструктивными параметрами данного типа С. п. и накладывает ограничения на величины R, M, $\Delta\omega$. Кроме того, возможные значения R ограничиваются *дифракцией света*, *аберрациями оптических систем*, а значения $\Delta\omega$ — инерционностью приёмно-регистрирующей части приборов.

Рассмотренный принцип действия С. п. относится к одноканальным методам спектрометрии. В распространённых наряду с ними многоканальных методах сканирование не применяется, и излучения различных λ регистрируются одновременно. Это соответствует наложению на экран *1* неподвижного экрана с вырезанными N контурами АФ для разных λ при независимой регистрации потоков от каждого отверстия (канала).

Общая классификация методов спектрометрии, являющихся основой для разл. схем и конструкций С. п., осуществляется по двум осн. признакам — числу каналов и физ. методам выделения λ в пр-ве или времени (рис. 2). Исторически первыми и наиболее распространёнными явл. методы пространственного разделения λ (селективной фильтрации), к-рые наз. классическими (группы *1* и *2*). В одноканальных С. п. (группа *1*) исследуемый поток со спектром $f(\lambda)$ посылается на спектрально-селективный фильтр, к-рый выделяет из потока нек-рые интервалы $\delta\lambda$ в окрестности каждой λ' и может перестраиваться (непрерывно или дискретно), осуществляя сканирование спектра во времени t по нек-рому закону $\lambda'(t)$. Выделенные компоненты $\delta\lambda$ посылаются на приёмник излучения, запись сигналов к-рого даёт ф-цию времени $F(t)$. Переход от аргумента t к аргументу λ позволяет получить ф-цию $F(\lambda)$ — наблюдаемый спектр.

В многоканальных С. п. (группа *2*) одновременно регистрируются (без сканирования по λ) неск. приёмниками потоки излучения разных длин волн λ', λ'', λ''', ..., к-рые выделяют, напр., набором узкополосных фильтров или многощелевыми монохроматорами (полихроматорами). Если расстояние между каналами не превышает $\delta\lambda$ и число каналов N достаточно велико, то получаемая информация аналогична содержащейся в записи спектра на сканирующем одноканальном приборе (при тех же $\delta\lambda$, одинаковых приёмниках и пр. равных условиях), но время измерения может быть сокращено в N раз. Наибольшая многоканальность достигается применением многоэлементных фотоэлектрич. приёмников излучения и фотогр. материалов (в спектрографах).

Принципиальной основой новых методов (группы *3* и *4* на рис. 2), получивших развитие с сер. 60-х гг., явл. селективная модуляция (см. *Модуляция света*), при к-рой ф-ции разделения λ переносятся из оптич. части прибора в электрическую. В простейшем одноканальном С. п. группы *3* исследуемый поток со спектром $f(\lambda)$ посылается на спектрально-селективный модулятор, способный модулировать нек-рой частотой $\omega_0=\text{const}$ лишь интервал $\delta\lambda$ в окрестности λ', оставляя остальной поток немодулированным. Сканирование $\lambda'(t)$ производится перестройкой модулятора т. о., чтобы различные λ последовательно модулировались частотой ω_0. Выделяя составляющую ω_0 в сигнале приёмника с помощью электрич. фильтра, получают ф-цию времени $F(t)$, значения к-рой пропорц. соответствующим интенсивностям в спектре $f(\lambda)$.

Многоканальные системы с селективной модуляцией (группа *4*) основаны на операции мультиплексирования (от лат. multiplex — сложный, многочисленный) — одновременном приёме излучения от мн. спектр. элементов $\delta\lambda$ в кодиров. форме одним приёмником. Это обеспечивается тем, что длины волн λ', λ'', λ''', ... одновременно модулируются разными частотами ω', ω'', ω''', ... и суперпозиция соответствующих потоков в приёмнике излучения даёт сложный сигнал, частотный спектр к-рого по ω несёт информацию об исследуемом спектре по λ. При небольшом числе каналов компоненты ω', ω'', ω''', ... выделяются из сигнала с помощью электрич. фильтров. По мере увеличения числа каналов гармонич. анализ сигнала усложняется. В предельном случае интерференц. модуляции искомый спектр $f(\lambda)$ можно получить фурье-преобразованием регистрируемой интерферограммы (см. *Фурье спектроскопия*). Среди других возможных способов

многоканального кодирования получили практич. применения маски-матрицы Адамара (см. ниже).

За рамками классификации, приведённой на рис. 2, остаются лишь методы, использующие почти монохроматич. излучение перестраиваемых лазеров (см. *Лазерная спектроскопия*).

1. Одноканальные С. п. с пространственным разделением длин волн

Основой схемы приборов этой группы (рис. 3) явл. диспергирующий элемент (*дифракционная решётка, эшелетт, интерферометр* Фабри — Перо, призма), обладающий угловой дисперсией $\Delta\varphi/\Delta\lambda$, что позволяет развернуть в фокальной плоскости Ф изображение входной щели Щ в излучении разных длин волн. Объективами O_1 и O_2 обычно служат сферич. или параболич. зеркала, т. к. их фокусные расстояния не зависят от λ (в отличие от линзовых систем). Одноканальные С. п. имеют в плоскости Ф одну выходную щель и наз. *монохроматорами*; если щелей несколько, то С. п. наз. полихроматором, если светочувствит. слой или глаз, С. п.— спектрограф или спектроскоп. Сканирование в монохроматорах по λ осуществляется, как правило, поворотом диспергирующего элемента *2* или вспомогат. зеркала. В простейших конструкциях вместо дифракц. решеток и призм применяются циркулярно-клиновые *светофильтры* с непрерывной перестройкой узкой полосы пропускания или наборы узкополосных светофильтров, дающие ряд дискр. отсчётов для разных λ.

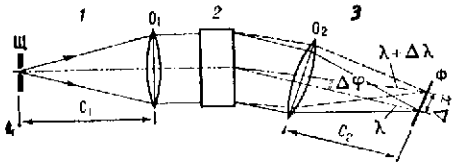


Рис. 3. Принципиальная оптич. схема спектр. прибора с пространств. разделением длин волн с помощью угловой дисперсии: *1* — коллиматор с входной щелью Щ и объективом O_1 с фокусным расстоянием C_1; *2* — диспергирующий элемент, обладающий угловой дисперсией $\Delta\varphi/\Delta\lambda$; *3* — фокусирующая система (камера) с объективом O_2, создающим в фокальной плоскости Ф изображения входной щели в излучении разных длин волн с линейной дисперсией $\Delta x/\Delta\lambda$.

На основе монохроматоров строятся однолучевые и двухлучевые спектрометры. Для однолучевых С. п. (рис. 4) характерно последоват. соединение функциональных элементов. В случае измерения спектров пропускания или отражения обычно используется встроенный в С. п. источник *сплошного спектра* излучения; для измерения спектров внешн. излучателей предусматриваются соответствующие осветители. Для С. п. этого типа соотношение (1) обычно имеет вид: $R^2M\sqrt{\Delta\omega}=K(\lambda)$, и накладываемые им ограничения на R и $\Delta\omega$ играют осн. роль в ИК области, где яркости источников быстро уменьшаются и значения K малы. В видимой и ближней ИК областях энергетич. ограничения играют меньшую роль и рабочие значения R могут приближаться к дифракц. пределу (напр., в С. п. с дифракц. решётками к значению $R_{\text{диф}}\approx 2k\nu L\sin\varphi$, где k — кратность дифракции, $\nu=1/\lambda$ — волн. число, L — ширина решётки, φ — угол дифракции).

Двухлучевые схемы характерны для спектрофотометров. Рассмотрим типичные приборы группы 1.

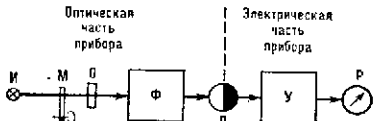


Рис. 4. Блок-схема однолучевого одноканального спектр. прибора: И — источник излучения; М — оптич. модулятор (обтюратор); О — исследуемый образец; Ф — сканирующий фильтр (монохроматор); П — фотоэлектрич. приёмник излучения; У — усилитель и преобразователь сигналов приёмника; Р — аналоговый или цифровой регистратор.

Спектрометры высокого разрешения для исследований структуры ат. и мол. спектров представляют собой стационарные лаб. установки, работающие по схеме, приведённой на рис. 4. Их длиннофокусные (до 6 м) монохроматоры помещают в вакуумные корпуса (для устранения атм. поглощения) в виброзащищённых и термостабилизиров. помещениях. В этих приборах используется 2- и 4-кратная дифракция на больших эшеллетах, применяются высокочувствит. охлаждаемые приёмники, что позволяет достигать в спектрах поглощения значений $R\approx 2\cdot10^5$ при $\lambda\approx3$ мкм. Для выявления ещё более тонкой структуры в схему вводят интерферометры Фабри — Перо, в к-рых сканирование по λ в пределах узкого диапазона производится изменением давления в зазоре или величины зазора с помощью пьезодвигателей, а щелевой монохроматор используется лишь для предварит. выбора спектр. диапазона и разделения налагающихся порядков интерференции. Такие приборы наз. спектрометрами Фабри — Перо, они позволяют в видимой области получать $R\approx10^6$.

Двухлучевые спектрофотометры (СФ). В двухлучевых оптич. схемах поток от источника разделяется на два пучка — основной и пучок сравнения (референтный). Чаще всего применяется двухлучевая схема «оптич. нуля» (рис. 5), представляющая собой систему автоматич. регулирования с обратной связью. При равенстве потоков излучения в двух пучках, проходящих через образец и фотометрич. клин К и попеременно посылаемых модулятором М на входную щель монохроматора Ф, система находится в равновесии — клин К неподвижен. С изменением длины волны при сканировании пропускание образца меняется и равновесие нарушается — возникает сигнал разбаланса, к-рый усиливается и подаётся на сервомотор, управляющий движением клина и связанным с ним регистратором Р (самописцем). Клин перемещается до тех пор, пока вносимое им ослабление референтного потока не компенсирует ослабления, вносимого образцом. Диапазон перемещения клина согласуется со шкалой (от 0 до 100%) регистратора коэфф. пропускания образца.

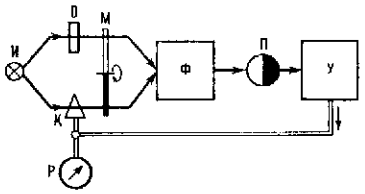


Рис. 5. Схема «оптич. нуля» двухлучевого одноканального спектрофотометра: К — оптич. клин; остальные обозначения аналогичны приведённым на рис. 4.

Обычно СФ записывает зависимость коэфф. пропускания T (в %) или оптич. плотности $D=-\lg T$ ($0\leqslant T\leqslant1$) от λ или волн. числа ν.

Многочисл. модели СФ можно разделить на три осн. класса: сложные универсальные СФ для науч. исследований ($R=10^3$—10^4), приборы ср. класса ($R\approx10^3$) и простые («рутинные») СФ ($R=100$—300). В СФ 1-го класса предусмотрена автоматич. смена реплик, источников, приёмников, что позволяет охватить широкий спектр. диапазон. Наиболее распространены приборы с диапазонами 0,19—3, 2,5—50 и 20—330 мкм. Конструкции этих СФ обеспечивают широкий выбор значений R, M, $\Delta\omega$, скоростей и масштабов регистрации спектров разл. объектов.

Кроме СФ, работающих по схеме «оптич. нуля», существуют прецизионные СФ, построенные по схеме «электрич. отношения». В них световые пучки двухлучевого фотометра модулируются разл. частотами (или фазами) и отношение потоков определяется в электрич. части прибора. В конструкции спец. типов СФ вводят микроскопы (микроспектрофотометры), устройства для исследований спектров флуоресценции (спектрофлуориметры), дисперсии показателя преломления (спектрорефрактометры), измерений яркости внешн. излучателей в сравнении с эталонным (спектрорадиометры). Автоматич. СФ являются осн. приборами для исследований спектр. хар-к в-в и материалов и абсорбционного спектр. анализа в лабораториях.

Однолучевые нерегистрирующие спектрофотометры — обычно простые и относительно дешёвые приборы для

области 0,19—1,1 мкм, схема к-рых аналогична приведённой на рис. 4. Нужная длина волны в них устанавливается вручную; образец и эталон, относительно к-рых измеряется пропускание или отражение, последовательно вводятся в световой пучок. Отсчёт снимается визуально по стрелочному или цифровому прибору.

Спектрометры комбинационного рассеяния могут быть однолучевыми и двухлучевыми. Источником излучения в них обычно служат лазеры, а для наблюдения комбинац. частот (см. *Комбинационное рассеяние света*) и подавления фона, создаваемого первичным излучением, применяются двойные и тройные монохроматоры, а также голографич. дифракц. решётки. В лучших приборах отношение фона к полезному сигналу снижено до 10^{-15} и комбинац. частоты могут наблюдаться на расстояниях порядка неск. $см^{-1}$ от возбуждающей линии.

Скоростные спектрометры (хроноспектрометры) работают по схеме, приведённой на рис. 4, но в отличие от предыдущих С. п. их снабжают устройствами быстрого циклич. сканирования и широкополосными ($\Delta\omega$ до 10^7 Гц) приёмно-регистрирующими системами. Для исследований кинетики реакций сканирование ведётся с малой скважностью, к-рая достигается, напр., методом «бегущей щели»: вместо выходной щели в фокальной плоскости устанавливается быстро вращающийся диск с большим числом радиальных прорезей. Таким способом получают до 10^4 спектров в 1 с. Если время жизни объекта слишком мало, применяют более быстрое сканирование вращающимися зеркалами, это приводит к большой скважности и требует синхронизации начала процесса с моментом прохождения спектра по щели.

2. Многоканальные С. п. с пространственным разделением длин волн

Сканирование в этой группе приборов не применяется, дискр. ряд длин волн (в полихроматорах) или участки непрерывного спектра (в спектрографах) регистрируются одновременно и оптич. часть строится обычно по схеме, приведённой на рис. 3. Если же вместо системы, создающей угловую дисперсию, применяется набор узкополосных светофильтров, прибор обычно относят к *фотометрам*.

Многоканальные С. п. используются для спектр. анализа состава в-в по выбранным аналитич. длинам волн λ. По мере увеличения числа каналов появляется возможность изучения спектр. распределений $f(\lambda)$. Рассмотрим наиб. типичные приборы данной группы (в порядке возрастания числа каналов).

Пламённые (атомно-абсорбционные) спектрофотометры имеют обычно один-два канала регистрации. Они измеряют интенсивности линий абсорбции, эмиссии или флуоресценции атомов элементов в пламени спец. горелок или др. атомизаторов. В простых конструкциях аналитические λ выделяются узкополосными фильтрами (пламённые фотометры), в приборах более высокого класса применяются полихроматоры или монохроматоры, к-рые можно переключать на разл. длины волн. Приборы данного типа используют для определения большинства элементов периодич. системы. Они обеспечивают высокую избирательность и чувствительность (до 10^{-14} г).

Квантометры — фотоэлектрич. установки для пром. спектр. анализа — строятся на основе полихроматоров; выходные щели полихроматора выделяют из спектра излучения исследуемого в-ва аналитич. линии и линии сравнения, соответствующие потоки посылаются на приёмники (фотоумножители), установленные у каждой щели. Фототоки приёмников заряжают накопительные конденсаторы; величина заряда, накопленного за время экспозиции, служит мерой интенсивности линии, к-рая пропорц. концентрации элемента в пробе. Существующие модели квантометров различаются рабочими диапазонами спектра (внутри области 0,17—1 мкм), числом одновременно работающих каналов (от 2 до 80), степенью автоматизации, способами возбуждения спектров (дуга, искра, лазер). Они применяются для экспрессного спектр. анализа сталей, сплавов, смазочных масел.

Спектрографы одновременно регистрируют протяжённые участки спектра, развёрнутого в фокальной плоскости Ф (рис. 3), на фотопластинках или фотоплёнках (фотогр. спектрографы), а также на экранах передающих телевиз. трубок, электронно-оптич. преобразователей с «запоминанием» изображений и т. п. При хорошей оптике число каналов ограничивается лишь разрешающей способностью (зернистостью) фотоматериалов или числом строк телевиз. развёртки. В видимом диапазоне используются простые спектроскопы и спектроскопы, в к-рых приёмником явл. глаз.

Типы спектрографов отличаются большим разнообразием — от простейших приборов настольного типа для учебных целей и компактных ракетных и спутниковых бортовых спектрографов до крупных астроспектрографов, работающих в сочетании с телескопами, и лабораторных 10-метровых вакуумных установок с большими плоскими и вогнутыми дифракц. решётками для исследований тонкой структуры спектров атомов. Линейная дисперсия спектрографов $\Delta x/\Delta\lambda$ может лежать в пределах 10^2—10^5 мм/мкм, светосила по освещённости (отношение освещённости в изображении входной щели к яркости источника, освещающего входную щель) — от $\approx 0{,}5$ в светосильных спектрографах до 10^{-3} и менее в длиннофокусных приборах большой дисперсии.

Скоростные многоканальные С. п. для исследований спектров быстропротекающих процессов конструируются путём сочетания спектрографа со скоростной кинокамерой (киноспектрографы), введения в схему прибора многогранных вращающихся зеркал, применения многоканальной регистрации с многоэлементными приёмниками и т. п. (такие С. п. наз. хроноспектрографами, спектрохронографами, спектровизорами, скоростными спектрометрами).

3. Одноканальные С. п. с селективной модуляцией

Типичными С. п. 3-й группы явл. растровые спектрометры и сисамы.

Растровые спектрометры создаются по общей для одноканальных С. п. блок-схеме (рис. 4), но в сканирующем монохроматоре щели заменяются *растрами* спец. формы (напр., гиперболическими; рис. 6). При работе входного растра попеременно в проходящем и отражённом свете возникает амплитудная модуляция излучения той λ, для к-рой изображение входного растра совпадает с выходным растром. В излучении других λ в результате угловой дисперсии изображения смещаются и амплитуда модуляции уменьшается. Т. о., ширина АФ $\delta\lambda$ такого С. п. соответствует полупериоду растра. По сравнению с щелевыми спектрометрами растровые дают выигрыш в потоке (примерно в 100 раз при $R \approx 30\,000$), однако их применение ограничено засветкой приёмника потоком немодулиров. излучения и сложностью изготовления растров и оптич. части системы.

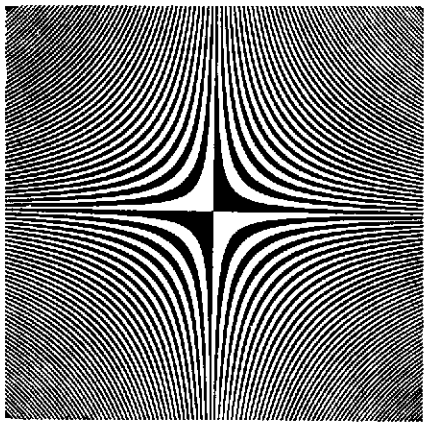


Рис. 6. Гиперболич. растр Жерара. Тёмные полосы — зеркальные, растр попеременно работает то в проходящем, то в отражённом свете.

Сисам — спектрометр интерференционный с селективной амплитудной модуляцией — строится на основе

двухлучевого *интерферометра*, в к-ром концевые зеркала заменены синхронно поворачивающимися дифракц. решётками и введён модулятор по оптич. разности хода. В этом случае амплитудная модуляция накладывается только на интервал $\delta\lambda_{диф}$, соответствующий дифракц. пределу в окрестности λ, к-рая удовлетворяет условию максимума дифракции для обеих решёток. Сисам всегда работает на дифракц. пределе: $R=\lambda/\delta\lambda_{диф}$, при этом за счёт увеличения входного отверстия поток примерно в 100 раз больше, чем в классич. приборах 1-й группы, но оптико-механич. часть весьма сложна в изготовлении и настройке.

4. Многоканальные С. п. с селективной модуляцией

Для данной группы С. п. характерна одновременная селективная модуляция (кодирование) дискретного или непрерывного ряда длин волн, воспринимаемых одним фотоэлектрич. приёмником, и последующее декодирование электрич. сигналов. Наибольшее распространение получили два типа приборов этой группы.

В адамар-спектрометрах осуществляется кодирование дискр. ряда длин волн; общая схема подобна приведённой на рис. 4, но сканирование здесь не применяется, щели в монохроматоре заменены на циклически сменяемые многощелевые растры спец. конструкции (маски-матрицы Адамара). Сигналы приёмника декодируются спец. устройством, дающим на выходе дискр. спектр исследуемого излучения, состоящий примерно из 100 точек-отсчётов. Адамар-спектрометры дают выигрыш в потоке и быстродействии и эффективно применяются, напр., для экспресс-анализа выхлопных газов двигателей по ИК спектрам.

В фурье-спектрометрах осуществляется непрерывное кодирование длин волн с помощью интерференц. модуляции, возникающей в двухлучевом интерферометре при изменении (сканировании) оптич. разности хода. Приёмник излучения на выходе интерферометра даёт во времени сигнал — интерферограмму, к-рая для получения искомого спектра подвергается фурье-преобразованию на ЭВМ. Фурье-спектрометры наиб. эффективны для исследований протяжённых спектров слабых излучений в ИК области, а также для решения задач сверхвысокого разрешения (см. *Фурье спектроскопия*). Конструкции и хар-ки приборов этого типа очень разнообразны: от больших уникальных лаб. установок с оптич. разностью хода 2 м ($R\approx10^6$) до компактных ракетных и спутниковых спектрометров, предназначенных для метеорол. и геофиз. исследований, изучения спектров планет и т. д. Для фурье-спектрометров соотношение (1) имеет вид: $R^{3/2}M\sqrt{\Delta\omega}=K(\lambda)$.

Отметим ещё раз принципиальное различие рассмотренных групп приборов: в одноканальных приборах время эксперимента затрачивается на накопление информации о новых участках спектра, в приборах 2-й группы — на накопление отношения сигнала к шуму, а в приборах 4-й группы — на накопление структурных деталей в данном спектр. диапазоне (рис. 7).

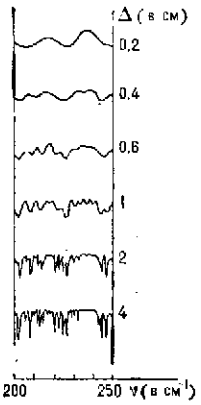


Рис. 7. ИК спектры поглощения паров воды на участке 200—250 $см^{-1}$, полученные с помощью фурье-спектрометра при разл. оптич. разностях хода Δ в интерферометре. Чем больше Δ (т. е., чем больше затрачено времени на сканирование по Δ), тем больше деталей можно выявить в исследуемом участке спектра. При Δ = =4 см спектр. разрешение $\delta\lambda=2/\Delta=$ $=0{,}5$ $см^{-1}$.

● Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Техника и практика спектроскопии, 2 изд., М., 1976; Оптико-механические приборы, М., 1965; Якушенков Ю. Г., Теория и расчет оптико-электронных приборов, 2 изд., М., 1980; Мерц Л., Интегральные преобразования в оптике, пер. с англ., М., 1969; Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения. Сб. статей, пер. с франц. и англ., под ред. Г. Н. Жижина, М., 1972; Кардона М., Модуляционная спектроскопия, пер. с англ., М., 1972.

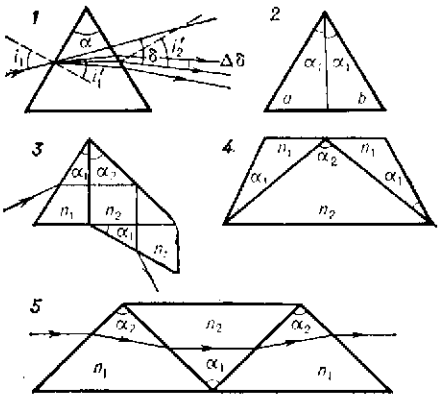
В. А. Никитин.

СПЕКТРА́ЛЬНЫЕ ПРИ́ЗМЫ (дисперсионные призмы), одна из групп *призм оптических*; служат для пространств. разделения (разложения в спектр) излучений оптич. диапазона, различающихся длинами волн. Разделение излучений на монохроматич. составляющие С. п. явл. результатом зависимости угла отклонения δ луча, прошедшего через призму (рис.) от показателя преломления n, различного для лучей разных длин волн λ (см. *Дисперсия света*). Качество С. п. характеризуется угловой дисперсией $\Delta\delta/\Delta\lambda$, к-рая зависит от материала призмы (величин n и $\Delta n/\Delta\lambda$), преломляющего угла α и угла падения i_1 (а следовательно, и от углов преломления i_1' и i_2' на первой и второй гранях призмы):

$$\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda}=\frac{\sin\alpha}{\sin i_1'\cos i_2'}\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}.$$

В зависимости от исследуемой области спектра применяются С. п. из разл. материалов: стекла (чаще всего из флинта) — для видимой области; крист. кварца, флюорита и др. — для УФ области; фтористого лития, хлористого магния и др. — для ИК области.

Наиболее употребительны след. С. п. (рис.): 1) простая трёхгранная призма с преломляющим углом $\alpha=60°$, 2) Призма Корню, представляющая собой соединение на *оптическом контакте* двух прямоуг. призм с преломляющим углом $\alpha_1=30°$, вырезанных из лево- и правовращающего кварца (см. *Оптическая активность*, *Оптически активные вещества*) так, что кристаллографич. оси параллельны основаниям призм. В призме Корню компенсируется *двойное лучепреломление* и *вращение плоскости поляризации*, что улучшает качество спектра. В автоколлимац. приборах (см. *Автоколлимация*) того же эффекта достигают, применяя одну половину призмы Корню, задняя поверхность к-рой покрыта отражающим слоем. 3) Призма Аббе, в к-рой разложение в спектр сопровождается отклонением пучка лучей на 90°. Призма включает две прямоуг. призмы с преломляющими углами $\alpha_1=30°$, приклеенные к граням равнобедренной (с $\alpha_2=45°$) прямоугольной *отражательной призмы*. Показатели преломления призмы одинаковы ($n_1=n_2$).



4) Призма Розерфорда — Броунинга из трёх склеенных призм, увеличивающая угловую дисперсию за счёт большого преломляющего угла ($\alpha_2=$ $=100°$); центр. призма изготовляется из стекла (флинт) с большим показателем преломления n_2, две боковые призмы — из стекла (крон) с малым n_1.

5) Призма прямого зрения (призма Амичи), состоящая из трёх или более склеенных прямоуг. призм. Боковые призмы изготовляются из крона, средняя — из флинта ($n_2>n_1$). Один из ср. лучей спектра проходит призму Амичи без отклонения; лучи с большей и меньшей длиной волны отклоняются в стороны от ср. луча.

К С. п. относится и призма Фери, при использовании к-рой наряду с разложением в спектр пучка лучей происходит его фокусировка. Это достигается благодаря тому, что рабочие грани призмы искривлены и одна из них явл. зеркалом, т. к. на ней нанесено металлич. покрытие.

При радиусе кривизны выходной поверхности R спектр располагается на окружности радиуса $R/2$.

До 70-х гг. 20 в. С. п. широко применялись в *спектральных приборах*, затем наметилась тенденция к их замене во многих случаях диспергирующими элементами др. типов.

● Чуриловский В. Н., Халилулин К. А., Теория и расчет призменных систем, Л., 1979; Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975.

Л. Н. Капорский.

СПЕКТРА́ЛЬНЫЕ СЕ́РИИ, группы спектр. линий в ат. спектрах, частоты к-рых подчиняются определ. закономерностям. В спектрах испускания линии данной С. с. возникают при всех разрешённых излучательных *квантовых переходах* с разл. начальных возбуждённых уровней энергии на один и тот же конечный уровень и «сходятся» к границе серии, имеющей максимальную для данной серии частоту перехода (см. рис. 1 в ст. *Атом*). Наиболее чётко С. с. выделяются в спектрах водорода и водородоподобных атомов, гелия, щелочных металлов.

Волн. числа линий в С. с. водорода определяются ф-лой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2}\right), \qquad (*)$$

где R — *Ридберга постоянная*, n_i и n_k — целые числа, определяющие начальный и конечный уровни энергии. Для каждой С. с. n_i постоянно, а числа, определяющие верхние уровни, $n_k = n_i+1$, n_i+2, . . . Так, для $n_i=1$ и $n_k=2$, 3, . . . получается серия Лаймана, частоты линий к-рой лежат в далёкой УФ области; при $n_i=2$, $n_k=3$, 4, . . .— серия Бальмера, её линии лежат в видимой и ближней УФ областях; при $n_i=3$, $n_k=4$, 5, . . .— серия Пашена, расположенная в ИК области. В далёкой ИК области лежат серии Брэкета ($n_i=4$), Пфунда ($n_i=5$) и Хамфри ($n_i=6$). Ф-ла для С. с. водородоподобных атомов отличается от (*) коэфф. Z^2 (Z — ат. номер).

В спектрах щелочных металлов расположение линий описывается более сложными закономерностями. В них выделяются главная, резкая, диффузная и Бергмана серии.

См. также ст. *Атомные спектры*.

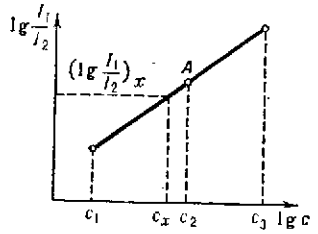
СПЕКТРА́ЛЬНЫЙ АНА́ЛИЗ, физич. методы качеств. и количеств. определения состава в-ва, основанные на получении и исследовании его спектров. Основа С. а.— *спектроскопия* атомов и молекул, его классифицируют по целям анализа и типам спектров. Атомный С. а. (АСА) определяет элементный состав образца по атомным (ионным) спектрам испускания и поглощения; молекулярный С. а. (МСА) — мол. состав в-ва по мол. спектрам поглощения, *люминесценции* и *комбинационного рассеяния света*. Эмиссионный С. а. производят по спектрам испускания атомов, ионов и молекул, возбуждённым разл. источниками эл.-магн. излучения в диапазоне от γ-излучения до микроволнового. Абсорбционный С. а. осуществляют по спектрам поглощения анализируемых объектов (атомов, молекул, ионов в-ва).

Атомный С. а. (АСА)

Качественный АСА осуществляют сопоставлением полученного спектра исследуемого в-ва со спектр. линиями элементов, приведёнными в спец. таблицах и атласах. В основе количественного АСА лежит соотношение, связывающее концентрацию c определяемого элемента с отношением интенсивностей линий определяемой примеси (I_1) и линии сравнения (I_2): $I_1/I_2 = ac^b$ (постоянные a и b определяются опытным путём), или

$$\lg(I_1/I_2) = b\lg c + \lg a.$$

С помощью стандартных образцов (не менее трёх) можно построить график зависимости $\lg(I_1/I_2)$ от $\lg c$ (градуировочный график, рис.) и определить по нему a и b. Значения I_1 и I_2 можно получать непосредственно путём фо-



Градуировочный график (метод трёх эталонов).

тоэлектрич. измерений или путём фотометрирования (измерения плотности почернения) на микрофотометре линий определяемой примеси и линии сравнения при фоторегистрации.

В **эмиссионном** АСА для получения спектров испускания исследуемого в-ва отбирают представит. пробу, отражающую его состав, и вводят её в источник излучения (атомизатор). Здесь тв. и жидкие пробы испаряются, соединение диссоциирует и свободные атомы (ионы) переходят в возбуждённое состояние. Испускаемое ими излучение раскладывается в спектр и регистрируется (или наблюдается визуально) с помощью *спектрального прибора*.

Для возбуждения спектра в АСА используют разл. источники света и соответственно разл. способы введения в них образцов. Выбор источника зависит от конкретных условий анализа объекта. Тип источника и способ введения в него пробы составляют гл. содержание частных методик АСА. Первым искусств. источником света в АСА было пламя газовой горелки — источник, весьма удобный для быстрого и точного определения мн. элементов. Темп-ра пламён горючих газов невысока (от 2100К для смеси водород — воздух до 4500К для смеси кислород — циан). С помощью *фотометрии пламённой* определяют ок. 70 элементов по их аналитич. линиям, а также по мол. полосам соединений, образующихся в пламёнах.

В эмиссионном АСА широко используются электрич. источники света. В электрич. дуге пост. тока между специально очищенными угольными электродами разл. формы, в каналы к-рых помещают исследуемое в-во в измельчённом состоянии, можно производить одновременно определение десятков элементов. Она обеспечивает относительно высокую темп-ру нагрева электродов и благоприятные условия возбуждения атомов пробы в дуговой плазме, однако точность этого метода невысока из-за нестабильности разряда. Повышая напряжение до 300—400 В или переходя к высоковольтной дуге (3—4 кВ), можно увеличить точность анализа.

Более стабильные условия создаёт дуга перем. тока. В совр. генераторах дуги перем. тока можно получать разл. режимы возбуждения (низковольтную дугу, искру, ВЧ искру, дугу перем. тока, импульсный разряд и т. д.). Такие источники света с разл. режимами используют при определении металлов и трудно возбудимых элементов (углерод, галогены, газы, содержащиеся в металлах, и т. д.). Высоковольтная конденсиров. искра служит гл. обр. источником света при анализе металлов. Стабильность искрового разряда позволяет получать высокую воспроизводимость анализа, однако сложные процессы, происходящие на поверхностях электродов, приводят к изменению состава плазмы разряда. Чтобы устранить это явление, производят предварит. обжиг проб, нормируют форму и размеры проб и стандартных образцов.

В эмиссионном АСА перспективно применение стабилизиров. форм электрич. разряда, получаемых в плазмотронах разл. конструкций, ВЧ *индукционного разряда*, СВЧ разряда, создаваемого магнетронными генераторами, ВЧ *факельного разряда*. С помощью разл. приёмов введения анализируемых в-в в плазму этих разрядов (продувка порошков, распыление р-ров и т. д.) значительно повышена относит. точность анализа (до 0,5—3%), в т. ч. и компонентов сложных проб, содержание к-рых составляет десятки %. В нек-рых важных случаях анализа чистых в-в применение этих типов разряда снижает пределы определения примесей на 1—2 порядка (до 10^{-5}—10^{-6} %).

Для анализа чистых в-в, радиоактивных материалов, смесей газов, изотопного анализа, спектрально-изотопного определения газов в метал-

лах и тв. телах и т. д. весьма перспективно оказалось использование разряда в полом катоде и безэлектродных ВЧ и СВЧ разрядов. В качестве источников возбуждения применяются также лазеры (см. *Лазерная спектроскопия*).

Атомно-абсорбционный С. а. (ААА) и атомно-флуоресцентный С. а. (АФА). В этих методах пробу также испаряют в атомизаторе (в пламени, графитовой трубке, плазме стабилизированного ВЧ и СВЧ разряда). В ААА свет от источника дискр. излучения, проходя через пар в-ва, ослабляется, и по степени ослабления интенсивностей линий определяемого элемента судят о концентрации его в пробе. ААА проводят на спец. спектрофотометрах; методика его проведения по сравнению с др. методами значительно проще, для него характерна высокая точность определения не только малых, но и больших концентраций элементов в пробах.

В АФА ат. пары пробы облучают резонансным для исследуемого элемента излучением и регистрируют его флуоресценцию. Для нек-рых элементов (Zn, Cd, Hg и др.) относит. пределы обнаружения весьма малы ($\sim 10^{-5}$—10^{-6} %).

АСА позволяет проводить измерение изотопного состава благодаря изотопному сдвигу спектр. линий (для большинства элементов требуются приборы высокой разрешающей способности, напр. эталон Фабри — Перо). Изотопный С. а. можно также проводить по электронно-колебательным спектрам молекул, определяя изотопные сдвиги полос, достигающие в некоторых случаях значительной величины.

Экспрессные методы АСА широко применяются в пром-сти, с. х-ве, геологии и мн. др. областях нар. х-ва и науки. Значит. роль АСА играет в ат. технике, произ-ве чистых ПП материалов, сверхпроводников и т. д.

К С. а. относится также анализ элементного состава в-ва по рентг. спектрам (см. *Спектральный анализ рентгеновский*), по спектрам оже- и фотоэлектронов (см. *Оже-спектроскопия* и *Фотоэлектронная спектроскопия*), по спектрам фотопроводимости и др.

● Зайдель А. Н., Основы спектрального анализа, М., 1965; Русанов А. К., Основы количественного спектрального анализа руд и минералов, 2 изд., М., 1978; Спектральный анализ чистых веществ, под ред. Х. И. Зильберштейна, Л., 1971; Львов Б. В., Атомно-абсорбционный спектральный анализ, М., 1966; Петров А. А., Спектрально-изотопный метод исследования материалов, Л., 1974; Тарасевич Н. И., Семененко К. А., Хлыстова А. Д., Методы спектрального и химико-спектрального анализа, М., 1973; Менке Г., Менке Л., Введение в лазерный эмиссионный микроспектральный анализ, пер. с нем., М., 1968; Королев Н. В., Рюхин В. В., Горбунов С. А., Эмиссионный спектральный микроанализ, Л., 1971; Таблицы спектральных линий, 4 изд., М., 1977.

Л. В. Липис.

Молекулярный спектральный анализ (МСА)

В основе МСА лежит качеств. и количеств. сравнение измеренного спектра исследуемого образца со спектрами индивидуальных веществ. Соответственно различают качеств. и количеств. МСА. В МСА используют разл. виды *молекулярных спектров*: вращательные (микроволновая и длинноволновая ИК области спектра), колебательные и колебательно-вращательные [спектры поглощения и излучения в ср. ИК области, спектры комбинационного рассеяния света (КРС), спектры ИК флуоресценции], электронные, электронно-колебательные и электронно-колебательно-вращательные (спектры поглощения и пропускания в видимой и УФ областях, спектры флуоресценции). МСА позволяет проводить анализ малых количеств в-ва (до долей мкг и менее) в разл. агрегатных состояниях.

Осн. факторы, определяющие возможности методов МСА: 1) информативность метода. Условно выражается числом спектрально разрешаемых линий или полос в определ. интервале длин волн или частот исследуемого диапазона (для микроволн. диапазона оно $\sim 10^5$, для ср. ИК области $\sim 10^3$);

2) кол-во измеренных спектров индивидуальных соединений;

3) существование общих закономерностей между спектром в-ва и его мол. строением;

4) чувствительность и избирательность метода;

5) универсальность метода;

6) простота и доступность измерений спектров.

Качественный МСА устанавливает мол. состав исследуемого образца. Спектр молекулы явл. его однозначной хар-кой. Наиболее специфичны спектры в-в в газообразном состоянии с разрешённой вращат. структурой, к-рые исследуют с помощью спектр. приборов высокой разрешающей способности. Чаще всего используют спектры ИК поглощения и КРС в-в в жидком и тв. состояниях, а также спектры поглощения в видимой и УФ областях. Широкому внедрению метода КРС способствовало применение для их возбуждения лазерного излучения.

Для повышения эффективности МСА в нек-рых случаях измерение спектров комбинируют с др. методами идентификации в-в. Так, всё большее распространение получает сочетание хроматографич. разделения в-в смесей с измерением ИК спектров поглощения выделенных компонентов.

К качеств. МСА относится также т. н. структурный мол. анализ. Установлено, что молекулы, имеющие одинаковые структурные элементы, обнаруживают в спектрах поглощения и испускания (особенно колебательных) общие черты. Так, наличие сульфгидрильной группы (—SH) в структуре молекулы влечёт за собой появление в спектре полосы в интервале 2565—2575 $см^{-1}$, нитрильной группы (—CN) — полосы 2200—2300 $см^{-1}$ и т. д. Присутствие этих характеристич. полос в колебат. спектрах в-в с общими структурными элементами объясняется характеристичностью частоты (см. *Характеристические частоты*) и формы мн. мол. колебаний. Эта особенность колебательных (и в меньшей степени электронных) спектров позволяет определять структурный тип в-ва.

Применение ЭВМ существенно упрощает и ускоряет качеств. анализ. В принципе его можно полностью автоматизировать, вводя показания спектр. приборов непосредственно в ЭВМ, в память к-рой заложены спектральные характеристич. признаки мн. в-в.

Количественный МСА по спектрам поглощения основан на *Бугера — Ламберта — Бера законе*, устанавливающем связь между интенсивностями падающего I_0 и прошедшего через в-во I света в зависимости от толщины поглощающего слоя l и концентрации в-ва c:

$$I(l)=I_0e^{-\varkappa cl},$$

Коэфф. $\varkappa$ явл. хар-кой поглощающей способности определяемого компонента для данной частоты излучения. Важное условие успешного проведения количеств. МСА — независимость $\varkappa$ от c и постоянство $\varkappa$ в измеряемом интервале частот, определяемом шириной щели спектрофотометра. МСА по спектрам поглощения проводят преим. для жидкостей и р-ров, для газов он значительно усложняется.

В практич. МСА обычно измеряют т. н. оптич. плотность D:

$$D=\ln I_0/I=\varkappa cl.$$

Если смесь состоит из n в-в, не реагирующих друг с другом, то оптич. плотность смеси на частоте ν аддитивна: $D=\sum_{i=1}^{n}D_{i\nu}$. Это позволяет проводить полный или частичный анализ многокомпонентных смесей. Задача в этом случае сводится к измерению значений оптич. плотности в m точках спектра смеси ($m\geqslant n$) и решения получаемой системы ур-ний:

$$D_k=\sum_{i=1}^{n}D_{ki}.$$

Для количеств. МСА обычно пользуются спектрофотометрами, позволяющими производить измерения $I(\nu)$ в сравнительно широком интервале ν. Если полоса поглощения исследуемого в-ва достаточно изолирована и свободна от наложения полос др. компонентов смеси, исследуемый спектр. участок можно выделить, напр., при помощи интерференц. *светофильтра*. На его основе конструируют спец. анализаторы, используемые в промышленности.

При количеств. МСА по спектрам КРС чаще всего интенсивность линий определяемого компонента смеси сравнивают с интенсивностью нек-рой линии стандартного в-ва, измеренной в тех же условиях (метод внеш. стандарта). В др. случаях стандартное в-во добавляют к исследуемому в определ. кол-ве (метод внутр. стандарта).

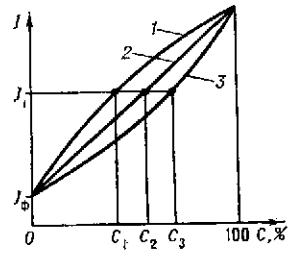
Среди др. методов качеств. и количеств. МСА наибольшей чувствительностью обладает флуоресцентный анализ, однако он уступает методам колебат. спектроскопии в универсальности и избирательности. Количеств. МСА по спектрам флуоресценции основан на сравнении свечения р-ра исследуемого образца со свечением ряда эталонных р-ров близкой концентрации.

Особое значение имеет флуоресцентный анализ с применением техники замороженных р-ров в спец. растворителях, напр. в парафинах *(Шпольского эффект)*. Благодаря исключительно малой ширине спектр. линий в этом случае удаётся достичь высокой пороговой чувствительности обнаружения нек-рых многоатомных ароматич. соединений ($\sim 10^{-11}$ г/см^3).

● Чулановский В. М., Введение в молекулярный спектральный анализ, 2 изд., М.— Л., 1951; Беллами Л., Инфракрасные спектры сложных молекул, 2 изд., М., 1963; Применение спектроскопии в химии, под ред. В. Веста, пер. с англ., М., 1959; Определение индивидуального углеводородного состава бензинов прямой гонки комбинированным методом, М., 1959; Юденфред С., Флуоресцентный анализ в биологии и медицине, пер. с англ., М., 1965. *В. Т. Алексанян.*

СПЕКТРА́ЛЬНЫЙ АНА́ЛИЗ РЕНТГЕ́НОВСКИЙ, элементный анализ в-ва по его *рентгеновским спектрам*. Качеств. С. а. р. выполняют по спектр. положению характеристич. линий в спектре испускания исследуемого образца, его основа — *Мозли закон*; количеств. С. а. р. осуществляют по интенсивностям этих линий. Методами С. а. р. могут быть определены все элементы с ат. номером $Z \geqslant 11$ (в нек-рых случаях — и более лёгкие). Порог чувствительности С. а. р. в большинстве случаев $\sim 10^{-2}$—10^{-3} %, продолжительность — неск. минут (вместе с подготовкой пробы). С. а. р. не разрушает пробу.

Наиболее распространённый вид С. а. р.— **анализ валового состава** материалов по их флуоресцентному рентг. излучению — выполняется по относит. интенсивности линий, к-рая измеряется с высокой точностью *спектральной аппаратурой рентгеновской*. Относит. точность количеств. С. а. р. колеблется от 0,3 до 10% в зависимости от состава пробы. На интенсивность аналитич. линии каждого элемента влияют все остальные элементы пробы, поэтому одной и той же измеренной интенсивности I_i аналитич. линии i могут соответствовать разл. концентрации C_1, C_2, C_3, ... определяемого элемента (рис.) в зависимости от наполнителя — состава пробы за исключением определяемого элемента. Вследствие этого т. н. вырождения интенсивности по концентрации С. а. р. возможен лишь на основе общей теории зависимости I_i от концентраций всех n компонентов пробы — системы n ур-ний связи.



Графики зависимости I_i аналитич. линии i от концентрации C элемента в пробе (аналитич. график) для случаев, когда поглощение наполнителя меньше (*1*), равно (*2*) или больше (*3*) поглощения определяемого элемента. $I_ф$ — интенсивность фона.

На основе общей теории анализа разработано неск. частных методов. При отсутствии в пробе мешающих элементов применяют метод внеш. стандарта: измеряют интенсивность аналитич. линии и по аналитич. графику образца известного состава (стандарта) находят концентрацию исследуемого элемента в пробе. Для многокомпонентных проб применяют метод внутр. стандарта, в к-ром ординатой аналитич. графика служит отношение интенсивностей определяемого элемента и внутр. стандарта — добавленного в пробу в определ. концентрации элемента, соседнего в периодич. системе элементов с определяемым. Иногда применяют метод добавок в пробу определяемого элемента или наполнителя в известном кол-ве. По изменению интенсивности аналитич. линии можно определить первоначальную концентрацию элемента. В методе стандарта-фона ординатой аналитич. графика явл. отношение интенсивностей аналитич. линии и близкой к ней линии первичного рентг. излучения, рассеянного пробой. Это отношение во мн. случаях мало зависит от состава наполнителя. Для анализа сложных многокомпонентных проб полную систему ур-ний связи расшифровывают на ЭВМ методом последоват. приближений.

С. а. р. валового состава применяется на обогатит. фабриках цветной металлургии, для определения потерь металла в шлаках, маркировки сплавов, силикатного анализа и т. д.

Рентгеновский микроанализ (локальный анализ) участков пробы ~ 1—3 мкм^2 выполняют с помощью электронно-зондового микроанализатора по рентг. спектру исследуемого участка. Он требует точного введения поправок на Z определяемого элемента, поглощение его излучения в пробе и его флуоресценцию, возбуждаемую тормозной компонентой излучения и характеристич. излучением др. элементов пробы.

Микроанализ применяют при исследовании взаимной диффузии 2- и 3-компонентных систем, процессов кристаллизации, локальных флуктуаций состава сплавов и пр.

● Блохин М. А., Методы рентгеноспектральных исследований, М., 1959; Плотников Р. И., Пшеничный Г. А., Флюоресцентный рентгенорадиометрический анализ, М., 1973; Физические основы рентгеноспектрального локального анализа, пер. с англ., М., 1973; Электронно-зондовый микроанализ, пер. с англ., М., 1974; Рентгенотехника. Справочник, кн. 2, М., 1980; Афонин В. П., Гуничева Т. Н., Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ горных пород и минералов, Новосиб., 1977. *М. А. Блохин.*

СПЕКТРО́ГРАФ (от спектр и греч. gráphō — пишу), спектральный прибор, в к-ром приёмник излучения регистрирует практически одновременно весь оптич. спектр, развёрнутый в фокальной плоскости оптич. системы. В качестве приёмника излучения в С. служат фотоматериалы, многоэлементные фотоприёмники или электронно-оптич. преобразователи. Если регистрирующее устройство приспособлено для исследования быстро меняющихся по времени спектров, то, в зависимости от конструкции, С. наз. кинеспектрографом, спектрохронографом, хроноспектрографом. См. также *Спектральные приборы*.

СПЕКТРО́МЕТР (от спектр и греч. metréō — измеряю), в широком смысле — устройство для измерения ф-ции распределения нек-рой физ. величины f по параметру x. Ф-цию распределения эл-нов по скоростям измеряет *бета-спектрометр*, атомов по массам — *масс-спектрометр*, гамма-квантов по энергиям — *гамма-спектрометр*, энергию световых потоков по длинам волн излучения — оптич. спектрометр и т. д. В узком смысле С. наз. *спектральные приборы* для измерений оптич. спектров $f(x)$ с помощью фотоэлектрич. приёмников излучения.

СПЕКТРО́МЕТР ПО ВРЕ́МЕНИ ПРОЛЁТА, прибор для измерения скорости v ч-ц по времени пролёта ими заданного расстояния. Измеряется временно́й интервал между импульсами от двух *детекторов* частиц (сцинтилляционных, искровых или черенковских счётчиков), ограничивающих т. н. пролётную базу. Для ч-цы с известным импульсом $p = mv/\sqrt{1-v^2/c^2}$ (m — масса ч-цы), к-рый может быть измерен, напр., *магнитным спектрометром*, измерение v позволяет определить m, т. е. идентифицировать ч-цу. Если же масса ч-цы известна (напр., протон отдачи), С. по в. п. позволяет измерить её импульс. Разрешающая способность по массе $\Delta m/m$ при заданном разрешении по скорости резко ухудшается с ростом энергии $\mathcal{E}$ ч-ц: $\Delta m/m = \gamma^2(\Delta\beta/\beta)$, $\beta = v/c$, $\gamma = \mathcal{E}/m = (1-\beta^2)^{-1/2}$.

При временно́м разрешении $\sim 10^{-10}$ с и пролётной базе $l \sim 10^2 - 10^3$ м можно измерять скорость ч-ц с точностью $\Delta\beta/\beta = 10^{-3} - 10^{-4}$. Хотя газовые *черенковские счётчики* дают бо́льшую точность ($\Delta\beta/\beta = 10^{-6}$), С. по в. п. применять удобнее, если скорости ч-ц лежат в широком диапазоне. Это важно при поисках новых ч-ц. С. по в. п. сыграли важную роль в экспериментах на серпуховском ускорителе, где были обнаружены ядра антигелия и антитритня.

С. по в. п. в сочетании с *ускорителями* и яд. *импульсными реакторами* может быть использован для измерения не только заряженных, но и нейтр. ч-ц (нейтронов, K^0-мезонов и др.). В этом случае начало отсчёта времени задаётся импульсным источником ч-ц (см. *Нейтронная спектроскопия*).

● Методы измерения основных величин ядерной физики, ред.-сост. Люк К. Л. Юан и Ву Цзянь-Сюн, пер. с англ., М., 1964; Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц, М., 1970.

Л. Г. Ландсберг.

СПЕКТРОМЕ́ТРИЯ, область физики и техники, разрабатывающая теорию и методы измерений спектров. В оптич. диапазоне длин волн С. объединяет разделы прикладной спектроскопии, метрологии и теории линейных систем. С. служит для обоснования выбора принципиальных схем спектр. приборов и оптимизации методов расчёта. Подробнее см. в ст. *Спектральные приборы*.

СПЕКТРОСКОПИЯ, раздел физики, посвящённый изучению спектров эл.-магн. излучения. Методами С. исследуют *уровни энергии* атомов, молекул и образованных из них макроскопич. систем, а также квант. переходы между уровнями энергии, что даёт важную информацию о строении и св-вах в-ва. Важнейшие области применения С.— *спектральный анализ* и *астрофизика*.

Осн. этапы развития С.— открытие и исследование в нач. 19 в. линий поглощения в солн. спектре *(фраунгоферовых линий)*, установление связи спектров испускания и поглощения (Г. Р. Кирхгоф, 1859) и возникновения на её основе спектр. анализа. С его помощью впервые удалось определить состав астр. объектов — Солнца, звёзд, туманностей. Во 2-й пол. 19 — нач. 20 вв. С. продолжала развиваться как эмпирич. наука, был накоплен огромный эксперим. материал, установлены закономерности в расположении *спектральных линий* и полос. В 1913 Н. Бор объяснил эти закономерности на основе квант. теории, согласно к-рой спектры эл.-магн. излучения возникают при квант. переходах между уровнями энергии ат. систем в соответствии с *Бора постулатами*. В дальнейшем С. сыграла большую роль в создании *квантовой механики* и *квантовой электродинамики*, к-рые, в свою очередь, стали теор. базой совр. С.

С. делится на области по разл. признакам. По диапазонам длин (или частот) эл.-магн. волн в С. выделяют: радиоспектроскопию, охватывающую область радиоволн; *субмиллиметровую спектроскопию*; *микроволновую спектроскопию*; оптич. С., изучающую *спектры оптические* и содержащую *инфракрасную спектроскопию*, С. видимого излучения и *ультрафиолетовую спектроскопию*; *рентгеновскую спектроскопию* и гамма-спектроскопию. Специфика каждой из этих областей С. основана на особенностях эл.-магн. волн соответствующего диапазона и методах получения и исследования спектров: в радиоспектроскопии применяются радиотехн. методы, в рентгеновской — рентг. методы получения и исследования спектров, в гамма-спектроскопии — эксперим. методы яд. физики, в оптич. С.— оптич. методы в сочетании с методами совр. радиоэлектроники. Часто под термином «С.» понимают лишь оптич. С.

В соответствии с различием конкретных эксперим. методов выделяют спец. разделы С.— интерференционную, основанную на применении интерферометров (см., напр., *Фурье спектроскопия*), *вакуумную спектроскопию*, *лазерную спектроскопию*. Одним из разделов ультрафиолетовой С. и рентг. С. явл. *фотоэлектронная спектроскопия*.

По типам исследуемых объектов С. разделяют на атомную, изучающую *атомные спектры*, молекулярную, исследующую *молекулярные спектры*, и С. в-ва в конденсиров. состоянии (в частности, *спектроскопию кристаллов*). В соответствии с видами движения в молекуле (электронное, колебательное, вращательное) мол. С. делят на электронную, колебательную и вращательную. Аналогично различают электронную и колебательную С. кристаллов. В С. атомов, молекул и кристаллов применяют методы оптической, рентгеновской и радиоспектроскопии.

Особую область исследований представляет яд. спектроскопия, в к-рую включают гамма-, альфа- и бета-спектроскопии; из них только гамма-спектроскопия относится к С. эл.-магн. излучения.

● См. лит. при ст. *Радиоспектроскопия*, *Инфракрасная спектроскопия*, *Комбинационное рассеяние света*, *Атомные спектры*, *Молекулярные спектры*, *Ультрафиолетовое излучение*, *Спектроскопия кристаллов*, *Рентгеновская спектроскопия*.

М. А. Ельяшевич.

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТА́ЛЛОВ, раздел *спектроскопии*, посвящённый изучению разл. типов оптич. *спектров кристаллов* для получения информации об их св-вах и строении. Теор. основой С. к. является квант. теория *твёрдого тела*.

С. к. исследует структуру спектр. полос и линий, их сдвиг и уширение, поляризацию, временные и др. спектр. хар-ки спектров кристаллов и влияние на них внеш. воздействий: электрич. и магн. полей (эффекты Штарка и Зеемана), сжатия и деформаций, темп-ры и др.

С. к. позволяет получать информацию о системе уровней энергии кристалла, о механизмах вз-ствия света с в-вом, о переносе и преобразовании энергии возбуждения в кристалле, фотохим. реакциях и фотопроводимости. С помощью С. к. можно также получить данные о структуре крист. решётки, о хар-ре дефектов, в частности примесных центров в кристаллах. Она исследует влияние поверхности кристалла на его спектр, многофотонные процессы при лазерном возбуждении и нелинейные эффекты в кристаллах (см. *Лазерная спектроскопия*, *Нелинейная спектроскопия*). В С. к. широко используется теория групп, к-рая позволяет учесть св-ва симметрии кристаллов, т. е. установить симметрию *волновых функций* и найти *отбора правила* для квант. переходов в кристалле.

На данных С. к. основаны применения кристаллов в качестве *люминофоров* (в частности, в квант. электронике), *сцинтилляторов*, преобразователей света, оптических материалов, ячеек для записи информации (см. *Кристаллофосфоры*). Методы С. к. используются в *спектральном анализе*.

● См. лит. при ст. *Спектры кристаллов*.

Э. А. Свириденков.

СПЕКТРОФОТО́МЕТР, спектральный прибор, к-рый осуществляет фотометрирование — сравнение измеряемого потока излучения с эталонным (референтным) для непрерывного или дискр. ряда длин волн излучения. С. обеспечивает отсчёт или автоматич. регистрацию результатов сравнения в соответствующей двумерной шкале: абсцисса — длина волны, ордината — результат фотометрирования на этой длине волны. С. наз. также аналитич. приборы для определения концентрации элементов и в-в в пробе путём сравнения интенсивностей спектр. линий или полос испускания или поглощения. Осн. типы С. описаны в ст. *Спектральные приборы*.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ, область физики и техники, объединяющая разделы *спектрометрии*, *фотометрии* и *метрологии* и разрабатывающая системы методов и приборов для количеств. измерений спектр. коэфф. поглощения, отражения, излучения, спектр. яркости как хар-к сред, покрытий, поверхностей, излучателей. Приборы, используемые в С., наз. *спектрофотометрами* (см. также *Спектральные приборы*).

СПЕ́КТРЫ ИСПУСКА́НИЯ, *спектры оптические*, испускаемые источниками света.

СПЕ́КТРЫ КРИСТА́ЛЛОВ оптические, спектры поглощения, *люминесценции*,

фотопроводимости, комбинационного рассеяния света (КРС) и отражения, возникающие при вз-ствии света с в-вом в крист. состоянии и лежащие в оптич. диапазоне длин волн (от далёкой ИК до УФ области). С. к. обусловлены *квантовыми переходами* между уровнями энергии, принадлежащими как осн. в-ву, так и примесям кристалла. Наряду с узкими спектр. линиями С. к. могут содержать широкие спектр. полосы (ширина в волн. числах изменяется от долей до неск. тыс. $см^{-1}$) и участки непрерывного спектра, простирающиеся на десятки тыс. $см^{-1}$. Вид спектра зависит от типа кристалла, хим. состава, несовершенства структуры. Методика получения С. к. аналогична используемой в ат. и мол. спектроскопии (см. *Спектральные приборы*), однако в спектроскопии кристаллов часто применяется глубокое охлаждение образца, а для исследования анизотропных кристаллов применяют поляризованный свет.

Уровни энергии кристалла группируются в энергетич. зоны (см. *Зонная теория*). При переходах между зонами (м е ж з о н н ы х п е р е х о д а х) возникают широкие спектр. полосы. Длинноволновой край спектр. полосы межзонного, или фундаментального, поглощения может лежать в ИК (полупроводники), видимой (кристаллофосфоры) и УФ (диэлектрики, мол. кристаллы) областях спектра.

Поглощение и испускание света при межзонных переходах может происходить без возбуждения колебаний крист. решётки — фононов (прямые переходы) или с участием фононов (непрямые переходы). Показатель поглощения при прямых межзонных переходах может достигать больших значений ($\sim 10^4$—10^5 $см^{-1}$), поэтому фундам. поглощение исследуется в тонких образцах или по спектрам отражения.

При межзонном поглощении света эл-н из валентной зоны переходит в зону проводимости, в валентной зоне при этом образуется дырка; при рекомбинации эл-на и дырки возникают спектры рекомбинац. люминесценции. Эти процессы ответственны за фотопроводимость кристалла, спектры возбуждения к-рой, наряду со спектрами поглощения и люминесценции, позволяют изучать структуру энергетич. зон кристалла. Кроме процессов рождения несвязанных между собой эл-на и дырки, возможны переходы, при к-рых рождаются экситон — эл-н и дырка, связанные кулоновскими силами. Экситонные полосы поглощения и люминесценции лежат с длинноволновой стороны края фундам. поглощения и смещены от него на величину, соответствующую энергии кулоновского вз-ствия. При комнатной темп-ре экситонные полосы уширены до величины $\sim 10^2$ $см^{-1}$. При понижении темп-ры в спектрах проявляется структура, связанная с бесфононными переходами и с переходами с участием конечного числа оптич. фононов. В спектрах экситонов большого радиуса проявляется структура, обусловленная разл. энергетич. состояниями экситона, к-рый можно рассматривать как водородоподобную ч-цу. Экситоны с большим дипольным моментом, взаимодействуя со световым полем, образуют светоэкситоны, или поляритоны, и создают поляритонные полосы, к-рые явл. длинноволновыми продолжениями экситонных полос.

Помимо спектр. полос, связанных с электронными переходами в атомах осн. в-ва, в С. к. существуют полосы и линии, связанные с локальными нарушениями крист. решётки — дефектами (дислокациями, примесями и др.). В энергетич. структуре кристалла могут появляться локализованные уровни энергии внутри запрещённой зоны, принадлежащие дефектам крист. решётки. В зависимости от хар-ра проявления дефекта в С. к. их наз. *центрами окраски, центрами люминесценции* или просто примесными центрами.

Все атомы кристалла находятся в поле колеблющихся соседних атомов, поэтому уровни энергии кристалла вследствие динамич. *Штарка эффекта* уширены (т. н. электрон-фононное уширение). Это уширение уровней (и, следовательно, спектр. полос) однородно, время его релаксации $\sim 10^{-12}$ с, а величина при комнатной темп-ре составляет $\sim 10^2$—10^3 $см^{-1}$. Только спектры примесных атомов переходных и редкоземельных групп имеют узкие (~ 10 $см^{-1}$) линии поглощения и люминесценции, т. к. оптич. переходы в этих элементах осуществляются эл-нами внутр. оболочек, экранированных от влияния поля соседних атомов. В крист. поле уровни энергии примесного атома расщепляются. По хар-ру расщепления можно судить о симметрии крист. поля. При понижении темп-ры линии люминесценции сужаются, увеличивается относит. вероятность чисто электронных переходов (бесфононных; см. *Шпольского эффект*). В спектрах поглощения проявляется структура, связанная с неодинаковостью положения примесных атомов в разных точках кристалла, т. н. неоднородное уширение, составляющее от долей до сотен $см^{-1}$ в зависимости от степени упорядоченности кристалла. Возбуждение колебаний ядер решётки также приводит к уширению линий электронных переходов. Если при колебаниях решётки наводится дипольный момент, то эти колебания проявляются в спектрах ИК поглощения. Колебания, меняющие *поляризуемость* молекул, проявляются в спектрах КРС. В мол. кристаллах колебат. спектр сохраняет черты колебат. спектра молекул, образующих кристалл, в ионных кристаллах спектр определяется св-вами всей решётки.

В спектрах поглощения или рассеяния кристаллов, обладающих упорядоченной спиновой подрешёткой (напр., антиферромагнетиков), могут проявляться возбуждения магн. дипольного момента (магноны, спиновые волны).

Симметрия крист. поля определяет выделенные направления дипольного момента переходов. Наличие таких направлений проявляется в разл. степени поляризации люминесценции кристаллов и в разл. коэфф. поглощения света, поляризованного вдоль и перпендикулярно оптич. оси кристалла (см. *Дихроизм*). Изучение С. к. необходимо для установления энергетич. структуры кристалла, изучения его строения, наличия примесей и дефектов и т. д. Кристаллофосфоры используются в люминесцентных источниках света, экранах электронных приборов и т. д. Нек-рые из люминесцирующих кристаллов явл. активной средой лазеров.

● П а й н с Д., Элементарные возбуждения в твердых телах. М., 1965; М о с с Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; Л е в ш и н В. Л., Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М.— Л., 1951; А г р а н о в и ч В. М., Теория экситонов, М., 1968.

Э. А. Свириденков.

СПЕКТРЫ ОПТИЧЕСКИЕ, спектры эл.-магн. излучения в ИК, видимом и УФ диапазонах шкалы *электромагнитных волн*. С. о. разделяют на спектры испускания (наз. также спектрами излучения, или эмиссионными спектрами), спектры поглощения (абсорбционные спектры), рассеяния и отражения. С. о. испускания получаются от источников света при разложении их излучения по дл. волн λ *спектральными приборами* и характеризуются функцией $f(\lambda)$, дающей распределение энергии испускаемого света в зависимости от λ (при этом энергию рассчитывают на нек-рый интервал λ). От функции $f(\lambda)$ можно перейти к функции $\varphi(\nu)$, дающей распределение энергии по частотам $\nu = c/\lambda$. С. о. поглощения и рассеяния обычно получаются при прохождении света через в-во с последующим его разложением по λ. С. о. поглощения, рассеяния и отражения характеризуются долей энергии света каждой дл. волны соответственно поглощённой $[k(\lambda)]$, рассеянной $[\alpha(\lambda)]$ и отражённой $[R(\lambda)]$. При рассеянии *монохроматического света* дл. волны λ спектр *комбинационного рассеяния света* характеризуется распределением энергии рассеянного света по изменённым дл. волн.

С. о. регистрируют с помощью фотографич. методов, применяют также счётчики фотонов для УФ области, термоэлементы и болометры в ИК области и т. д. В видимой области С. о. можно наблюдать визуально.

По виду С. о. разделяют на л и н е й ч а т ы е, состоящие из отдельных спектр. линий, соответствующих дискр.

Диапазон	λ, мкм	ν, $с^{-1}$	ν/c, $см^{-1}$	hν, эВ	T, К
Инфракрасное излучение	10^3—0,74	$3,0\cdot10^{11}$—$4,0\cdot10^{14}$	10—$1,35\cdot10^4$	$1,25\cdot10^{-3}$—1,7	14—$2,0\cdot10^4$
Видимое излучение	0,74—0,40	$4,0\cdot10^{14}$—$7,5\cdot10^{14}$	$1,35\cdot10^4$—$2,5\cdot10^4$	1,7—3,1	$2,0\cdot10^4$—$3,6\cdot10^4$
Ультрафиолетовое излучение	0,40—10^{-3}	$7,5\cdot10^{14}$—$3,0\cdot10^{18}$	$2,5\cdot10^4$—10^6	3,1—125	$3,6\cdot10^4$—$1,4\cdot10^3$

значениям λ, полосатые, состоящие из отдельных полос, каждая из к-рых охватывает нек-рый интервал λ, и сплошные (непрерывные), охватывающие широкий диапазон λ. Строго говоря, отдельная спектр. линия также не соответствует вполне определённому значению λ, а всегда имеет конечную ширину, характеризуемую нек-рым интервалом Δλ (см. *Ширина спектральных линий*).

С. о. возникают при *квантовых переходах* между *уровнями энергии* атомов, молекул, а также тв. и жидких тел. С. о. испускания соответствуют возможным квант. переходам с верхних уровней на нижние, спектры поглощения — с нижних уровней на верхние.

Вид С. о. зависит от состояния в-ва. Если при заданной темп-ре в-во находится в состоянии термодинамич. равновесия с излучением (см. *Тепловое излучение*), оно испускает сплошной спектр, распределение энергии в к-ром по λ (или по ν) даётся *Планка законом излучения*. Обычно термодинамич. равновесие излучения с в-вом отсутствует, и С. о. могут иметь самый разл. вид. В частности, для атомов характерны линейчатые С. о., возникающие при квант. переходах между электронными уровнями энергии (см. *Атомные спектры*); для простейших молекул типичны полосатые спектры, возникающие при переходах между электронными, колебат. и вращат. уровнями энергии (см. *Молекулярные спектры*).

Различным оптич. диапазонам λ (и ν) соответствуют разл. энергии фотонов $h\nu=\mathcal{E}_1-\mathcal{E}_2$ ($\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — энергии уровней, между к-рыми происходит переход). В табл. приведены для трёх диапазонов эл.-магн. волн примерные интервалы λ, ν, волновых чисел ν/c, энергий фотонов $h\nu$, а также темп-р излучения T, характеризующих энергию фотонов согласно соотношению $kT=h\nu$ (k — *Больцмана постоянная*).

С. о. широко применяются для исследования строения и состава в-ва (см. *Спектроскопия*, *Спектральный анализ*).

Илл. см. на вклейке к стр. 528.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.— Л., 1963.

М. А. Ельяшевич.

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ, спектры, получающиеся при прохождении и поглощении излучения в в-ве. Возникают при излучательных *квантовых переходах* с нижних *уровней энергии* на верхние.

СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (частная теория относительности), см. *Относительности теория*.

СПИН (от англ. spin — вращаться, вертеться), собственный момент кол-ва движения элем. ч-ц, имеющий квант. природу и не связанный с перемещением ч-цы как целого. С. называют также собств. момент кол-ва движения ат. ядра (и иногда атома); в этом случае С. определяется как векторная сумма (вычисленная по правилам сложения моментов в квант. механике) С. элем. ч-ц, образующих систему, и орбит. моментов этих ч-ц, обусловленных их движением внутри системы.

С. измеряется в ед. постоянной Планка $\hbar$ и равен $J\hbar$, где J — характерное для каждого сорта ч-ц целое (в т. ч. нулевое) или полуцелое положит. число, наз. спиновым квант. числом. Обычно его называют просто С. и говорят о целом или полуцелом С. ч-цы. Напр., С. эл-на, протона, нейтрона, нейтрино, так же как и их античастиц, равен $^1/_2$, С. π- и K-мезонов равен 0, С. фотона равен 1.

Проекция С. на любое фиксиров. направление z в пр-ве может принимать значения $-J, -J+1, \ldots, +J$. Т. о., ч-ца со С. J может находиться в $2J+1$ спиновых состояниях (при $J=1/2$ — в двух состояниях), что эквивалентно наличию у неё дополнит. внутр. степени свободы. Квадрат вектора С., согласно квант. механике, равен $\hbar^2J(J+1)$. Со С. ч-цы, обладающей ненулевой массой покоя, связан спиновый магн. момент $\mu=\gamma J\hbar$; коэфф. γ наз. магнитомеханическим (или гиромагнитным) отношением.

Концепция С. введена в физику в 1925 амер. учёными Дж. Уленбеком и С. Гаудсмитом, предположившими (на основе анализа спектроскопич. данных), что эл-н можно рассматривать как «вращающийся волчок» (отсюда и термин «С.») с собств. механич. моментом $\hbar/2$ и собственным (спиновым) магн. моментом, равным *магнетону* Бора $\mu_Б=\hbar e/2mc$ (e и m — заряд и масса эл-на). Т. о., для С. эл-на $\gamma=e/mc$ и с точки зрения классич. электродинамики явл. аномальным: для орбит. движения эл-на и для любого движения классич. системы заряж. ч-ц с данным отношением e/m оно в два раза меньше ($e/2mc$).

Учёт С. эл-на позволил В. Паули сформулировать принцип запрета, утверждающий, что в произвольной физ. системе не может быть двух эл-нов, находящихся в одном и том же квант. состоянии (см. *Паули принцип*). Наличие у эл-на С. $^1/_2$ объяснило мультиплетную структуру ат. спектров (см. *Тонкая структура*), особенности расщепления спектр. линий в магн. полях (*Зеемана эффект*), порядок заполнения электронных оболочек в многоэлектронных атомах (а следовательно, и закономерности периодич. системы элементов), ферромагнетизм и мн. др. явления.

Существование у протона С. $^1/_2$ постулировано на основе опытных данных амер. физиком Д. М. Деннисоном. Эксперим. проверка этой гипотезы привела к открытию *сверхтонкой структуры* ат. уровней энергии.

С. ч-ц однозначно связан с хар-ром статистики, к-рой они подчиняются. Как показал Паули (1940), из квант. теории поля следует, что все ч-цы с целым С. подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* (явл. бозонами), с полуцелым С.— *Ферми — Дирака статистике* (явл. фермионами). Для фермионов, напр. эл-нов, справедлив *Паули принцип*, для бозонов он не имеет силы.

В матем. аппарат перелятив. квант. механики С. был введён Паули; при этом описание С. носило феноменологич. хар-р. Наличие у эл-на С. и спинового магн. момента непосредственно вытекает из релятив. *Дирака уравнения* (к-рое для эл-на в эл.-магн. поле в пределе малых скоростей переходит в *Паули уравнение* для перелятив. ч-цы со С. $^1/_2$).

Величина С. элем. ч-ц определяет трансформац. св-ва полей, описывающих эти ч-цы. При *Лоренца преобразованиях* поле, соответствующее ч-це со С. $J=0$, преобразуется как скаляр (или псевдоскаляр); поле, описывающее ч-цу с $J=^1/_2$,— как спинор, а с $J=1$ — как вектор (или псевдовектор) и т. д.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика.*

О. И. Завьялов.

СПИНОВОЕ ЭХО, спонтанное возникновение сигналов *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) и *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР) через нек-рое время после подачи на образец последовательности импульсов радиочастотного поля $\boldsymbol{H}_1$. Обнаружено амер. физиками: в ЯМР — Э. Л. Хапом (1950), в ЭПР — А. Киплем и В. Б. Мипсом (1967). Импульс поля $\boldsymbol{H}_1$ отклоняет вектор намагниченности

$\boldsymbol{M}$ от направления $\boldsymbol{H}$ на угол, пропорц. длительности импульса. После импульса $\boldsymbol{H}_1$ этот угол убывает со скоростью, определяемой временем спин-спиновой релаксации T_2 и неоднородностью поля $\boldsymbol{H}$ в образце. Если включить два коротких импульса, следующих друг за другом с интервалом $\tau < T_2$, то возникнут два сигнала магн. резонанса, и через время τ после второго появится третий — эхо-сигнал. В результате неоднородности поля $\boldsymbol{H}$, во время затухания первого сигнала магн. резонанса элементарные магн. моменты прецессируют в разных частях образца с расходящимися частотами и фазами, и сигнал исчезает быстрее, чем это определяется временем T_2. В процессе затухания второго сигнала, наоборот, синфазность прецессии моментов восстанавливается с той же скоростью, с какой она нарушалась. В результате через время 2τ после первого импульса поля $\boldsymbol{H}_1$ магн. моменты прецессируют вокруг $\boldsymbol{H}$ синфазно, сигнал магн. резонанса восстанавливается. Сложные многоимпульсные методы, использующие С. э., позволяют увеличить разрешающую способность и чувствительность метода ЯМР в тв. телах.

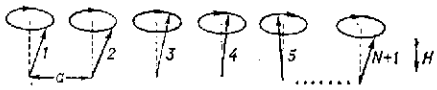
С. э. даёт возможность измерять времена релаксации, особенно в жидкостях, где для С. э. ЯМР существуют особенно благоприятные условия.

● Макомбер Дж. Д., Динамика спектроскопических переходов, М., 1979. См. также лит. при ст. *Ядерный магнитный резонанс*.

В. Н. Лазукин.

СПИНОВЫЕ ВО́ЛНЫ, 1) волны нарушений спинового порядка в магнитоупорядоченных средах. В *ферромагнетиках*, *антиферромагнетиках* и *ферримагнетиках* спины атомов и связанные с ними магн. моменты при отсутствии возбуждения строго упорядочены. Состояние возбуждения магн. системы связано с отклонением спина от положения равновесия. Из-за вз-ствия между атомами такое отклонение не локализовано, а в виде волны распространяется в среде. С. в. явл. элементарными (простейшими) возбуждениями системы магн. моментов в магнитоупорядоченных средах. Соответствующие *квазичастицы* наз. *магнонами*. Существование С. в. было предсказано амер. физиком Ф. Блохом в 1930. С. в., как всякая волна, характеризуется зависимостью частоты ω от волнового вектора k (*дисперсии закон*). В кристаллах с неск. магнитными подрешётками могут существовать неск. типов С. в. с разными законами дисперсии.

С. в. допускают наглядную классич. интерпретацию: рассмотрим цепочку атомов, расстояния между к-рыми a в магн. поле $\boldsymbol{H}$ (рис.). Если волновой вектор $k=0$ ($\lambda \to \infty$), то С. в. нет. Это означает, что все спины синфазно прецессируют вокруг направления $\boldsymbol{H}$ с частотой ω_0 (однородная прецессия). При $k \neq 0$ прецессия спинов неоднородна. Разные спины находятся в разных фазах. Сдвиг фаз между соседними атомами



Прецессия спинов в линейной цепочке атомов («моментальный снимок»); спин каждого атома изображён стрелкой.

равен ka. Частота неоднородной прецессии $\omega(k) > \omega_0$. В ферромагнетиках для длинных С. в. ($ka \ll 1$):

$$\omega(k) = \omega_0 + \omega_e (ak)^2;$$

величина $\hbar\omega_e$ порядка величины обменного интеграла между соседними атомами. Как правило, $\omega_e \gg \omega_0$, а $\omega_0 = g(\beta M + H)$. Здесь g — гиромагнитное отношение, β — константа *анизотропии*, M — *намагниченность* при $T=0$К. Квантовомеханич. рассмотрение системы взаимодействующих спинов позволяет вычислить законы дисперсии С. в. для разл. крист. решёток при произвольном соотношении a и длины С. в.

2) В 1958 В. П. Силин предсказал существование С. в. в парамагн. металлах, они были обнаружены экспериментально в 1967. В немагнитных металлах С. в.— колебания спиновой плотности *электронов проводимости*, обусловленные *обменным взаимодействием* между ними. Существование таких С. в. проявляется, напр., в селективной прозрачности металлич. пластин для эл.-магн. волн с частотами, близкими к частоте ЭПР.

● Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967.

М. И. Каганов.

СПИН-ОРБИТА́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, взаимодействие ч-ц, зависящее от величины и взаимной ориентации их орбитального и спинового моментов кол-ва движения и приводящее к т. н. *тонкой структуре* уровней энергии системы. С.-о. в.— релятив. эффект; формально оно получается, если энергию быстро движущихся во внеш. поле ч-ц находить с точностью до v^2/c^2, где v — скорость ч-цы.

Наглядное физ. истолкование С.-о. в. можно получить, рассматривая, напр., движение эл-на в атоме водорода. Эл-н обладает собств. моментом кол-ва движения — *спином*, с к-рым связан спиновый магн. момент. Эл-н движется вокруг ядра по нек-рой «орбите» (примем этот полуклассич. образ). Обладающее электрич. зарядом ядро создаёт кулоновское электрич. поле, к-рое должно оказывать воздействие на спиновый магн. момент движущегося по «орбите» эл-на. В этом легко убедиться, если мысленно перейти в систему отсчёта, в к-рой эл-н покоится (т. е. в систему, движущуюся вместе с эл-ном). В этой системе ядро будет двигаться и, как любой движущийся заряд, порождать магн. поле $\boldsymbol{H}$, к-рое будет воздействовать на магн. момент $\boldsymbol{\mu}$ эл-на. Добавки к энергии эл-на, обусловленные этим вз-ствием, зависят от ориентации $\boldsymbol{\mu}$ и равны $-\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{H} = -\mu_H H$. Т. к. проекция μ_H магн. момента $\boldsymbol{\mu}$ на направление $\boldsymbol{H}$ может принимать два значения ($\pm 1/2$ в ед. $\hbar$), то С.-о. в. приведёт к расщеплению уровней энергии в атоме водорода (и водородоподобных атомах) на два близких подуровня — к дублетной структуре уровней. У многоэлектронных атомов картина тонкого (мультиплетного) расщепления уровней энергии более сложная. Атомы щелочных металлов, у к-рых полный спин эл-нов равен $1/2$, также обладают дублетной структурой уровней.

С.-о. в. существует и у нейтр. ч-ц, имеющих и орбитальный, и спиновый механич. моменты, напр. у нейтронов. Весьма существенно С.-о. в. в ат. ядрах, вклад к-рого в полную энергию вз-ствия велик (до ~10%).

● См. лит. при статьях *Атом*, *Ядро атомное*.

В. И. Григорьев.

СПИНО́РНОЕ ПО́ЛЕ. *поле физическое*, к-рое описывается ф-цией, являющейся в каждой точке пр-ва спинором, т. е. состоящей из двух компонент, определённым образом преобразующихся друг через друга при повороте системы координат. Примером С. п. может служить волн. ф-ция эл-на, представляющая пару спиноров (биспинор; см. *Дирака уравнение*). В квант. теории поля квантами С. п. явл. ч-цы со спином $1/2$ (эл-н, мюон, нейтрино, гипотетич. *кварки*).

А. В. Ефремов.

СПИН-РЕШЁТОЧНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, см. *Спин-фононное взаимодействие*.

СПИН-ФОНО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, взаимодействие между магн. моментами парамагн. ч-ц в в-ве или ядер (системы спинов) и упругими колебаниями окружающей их среды (*фононами*). Различают электронное С.-ф. в. и ядерное С.-ф. в.

Электронное С.-ф. в. в парамагн. кристаллах обусловлено разл. механизмами. В «разбавленных» парамагнетиках — кристаллах, где решётку образуют диамагн. ионы, а парамагн. ионы замещают лишь незначит. их часть и практически не взаимодействуют друг с другом, осн. роль играет механизм Ван Флека. Диамагн. ионы в таких кристаллах создают сильное электрич. *внутрикристаллическое поле*. Распространение акустич. волн в кристалле приводит к периодич. искажению крист. решётки и, следовательно, к периодич. изменению внутрикрист. поля. Переменное поле влияет на орбитальное движение эл-нов парамагн. иона и тем самым на его орбитальный магн. момент, изменение к-рого посредством *спин-орбитального взаимодействия* вызыва-

ет переориентацию спинового магн. момента иона.

В материалах с большой плотностью парамагн. ч-ц, где нельзя пренебрегать влиянием парамагн. ионов друг на друга, гл. роль при С.-ф. в. играет т. н. механизм Валлера. При упругих колебаниях решётки расстояния между парамагн. ионами изменяются с частотой этих колебаний. Возникает осциллирующее магн. поле, к-рое взаимодействует со спиновым и орбит. магн. моментами парамагн. ч-ц.

Электронное С.-ф. в. сильно проявляется в парамагн. кристаллах с ионами группы железа и редкоземельными ионами, напр. в Al_2O_3, с примесью ионов Cr^{3+}, в $CaFe_2$ с Eu^{2+}.

Передача энергии фононов системе спинов происходит в два этапа: от фононов к орбитальному движению эл-нов и от орбитального движения к спинам. Такое спин-решёточное вз-ствие может осуществляться посред-

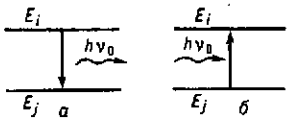


Схема перехода: *а* — с уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на уровень $\mathcal{E}_j$, сопровождаемого излучением фонона $h\nu_0$; *б* — с уровня $\mathcal{E}_j$ на уровень $\mathcal{E}_i$, сопровождаемого поглощением фонона $h\nu_0$.

ством двух процессов: прямого и непрямого. В прямых, или однофононных, процессах переход иона с верхнего энергетич. уровня $\mathcal{E}_i$ на нижний $\mathcal{E}_j$ сопровождается переориентацией магн. момента эл-на и излучением одного фонона с энергией $h\nu_0 = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j$ (рис., *а*); при обратном процессе происходит поглощение энергии фонона и соответствующее увеличение энергии спиновой системы (рис., *б*). Прямые процессы преобладают при низких темп-рах; они, напр., наблюдаются во многих парамагн. системах при темп-рах жидкого гелия.

С повышением темп-ры энергия *колебаний кристаллической решётки* возрастает и начинает преобладать непрямой, или комбинац. (многофононный), процесс спин-решёточного вз-ствия: при переходах с уровня $\mathcal{E}_j$ на уровень $\mathcal{E}_i$ может происходить одновременно поглощение фононов с энергией $h\nu_1$ и излучение фононов с энергией $h\nu_2$, так что в результате выполняется условие: $\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j = h(\nu_1 - \nu_2)$.

В непрямых процессах участвуют нормальные *колебания* решётки, характерные для данной темп-ры, поскольку частоты ν_1 и ν_2 могут иметь разл. значения в широких пределах; в прямых процессах принимают участие только фононы резонансной частоты ν_0.

Для количеств. оценки процессов спин-решёточной релаксации и С.-ф. в. пользуются константами С.-ф. в., характеризующими зависимость изменения энергии спиновой системы от деформаций решётки. Константы С.-ф. в. G_{ijkl} явл. компонентами тензора, вид к-рого существенно зависит от симметрии локального электрич. поля вблизи парамагн. иона. Для определения G_{ijkl} чаще всего пользуются методами одноосного сжатия и *акустического парамагнитного резонанса*. Первый состоит в измерении сдвига линий *электронного парамагнитного резонанса* под действием одноосного давления, вызывающего статич. деформацию парамагнетика. Величина сдвига пропорциональна первой степени констант С.-ф. в., что позволяет определять величину и знак этих констант.

В случае ядерного С.-ф. в. связь упругих колебаний тв. тела с системой яд. спинов осуществляется посредством неск. видов электрич. и магн. вз-ствий, сила к-рых периодически модулируется акустич. колебаниями. Такими вз-ствиями являются: магн. вз-ствие между спинами соседних ядер — спиновое вз-ствие; электрич. вз-ствие между *квадрупольными моментами ядра* и градиентом электрич. поля, создаваемым внеш. (по отношению к ядру) зарядами; сверхтонкое вз-ствие в ферромагн. материалах; вз-ствие яд. магн. момента со слабым радиочастотным магн. полем, возникающим при распространении поперечной звуковой волны в металле, и др.

Ядра со спином $I > 1/2$ обладают электрич. квадрупольным моментом. Акустич. колебания крист. решётки вызывают периодич. изменения градиента внутрикрист. электрич. полей, к-рые, взаимодействуя с квадрупольным моментом ядра, осуществляют ядерное С.-ф. в. Передача энергии акустич. колебаний яд. спинам осуществлялась гл. обр. за счёт яд. электрич. квадрупольного вз-ствия (см. *Ядерный квадрупольный резонанс*). Такие вз-ствия наблюдаются в щёлочно-галоидных кристаллах, содержащих ядра, напр. ^{23}Na, ^{79}Br; в полупроводниках группы $A^{III}B^{V}$, таких, как InSb, к-рый содержит ядра ^{115}In, и др.; в монокристаллах металлов, напр. Ta. Ядерное С.-ф. в. чаще всего характеризуется коэфф. спин-фононного поглощения звука, к-рый позволяет получать информацию о природе и величине внутр. магн. полей и о процессах яд. спин-решёточной релаксации, определять величину яд. квадрупольного вз-ствия и др. Ядерное С.-ф. в. изучается с помощью методов, используемых при наблюдении *акустического ядерного магнитного резонанса*, т. е. в области частот от 1 до 100 МГц.

● Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Магнитная квантовая акустика, М., 1977.
В. Г. Бадалян.

СПИРА́ЛЬНАЯ АНТЕ́ННА, *антенна* в виде провода, свёрнутого в спираль. Конфигурации спирали могут быть различными. Цилиндрич. С. а. излучает вдоль оси волны с круговой поляризацией. С. а. применяются на дециметровых волнах как широкополосные антенны осевого излучения, как облучатели для *зеркальных антенн* и *линзовых антенн*, а также как элементы *антенных решёток*.

СПИРА́ЛЬНОСТЬ (λ), одна из квантовомеханич. хар-к (*квантовых чисел*) состояния элем. ч-ц, определяемая как проекция *спина* ч-цы на направление её движения. Если $\lambda > 0$, то говорят, что ч-ца имеет правовинтовую (правую) С., если $\lambda < 0$ левовинтовую (левую) С.

СПЛА́ВЫ, макроскопически однородные в-ва, получаемые сплавлением двух или более металлов, неметаллов, окислов, органич. в-в и т. п. Особенно важную роль в технике играют металлич. С. (основной вид конструкц. материалов). В общем случае С. не являются механич. смесью компонентов. При сплавлении компоненты могут образовывать разл. системы, входящие в состав С.: а) твёрдые растворы; б) хим. соединения (см. *Металлические соединения*), в) смеси фаз — эвтектики, продукты разл. превращений. В немногих случаях С. содержит просто хим. элементы (C, Si, Pb и др.).

Варьируя состав С., а также методы его получения и обработки, можно получать материалы с весьма разнообразными св-вами. Получение С. осуществляется кристаллизацией из расплава, металлокерамич. способом, конденсацией из паров, электроосаждением из раствора, диффузионным насыщением и др. методами. Механич., электрич. и др. св-ва С. могут быть изменены их термич., термомеханич., радиац., механич. и др. видами обработки. Фазовое состояние С. в равновесном состоянии при данном составе, темп-ре и давлении можно определить из *диаграммы состояния*.

С. классифицируют: по числу компонентов (двойные, тройные и т. д.), по числу фаз — однофазные (тв. растворы, металлиды) и многофазные. Строение С. изучается методами *рентгеновского структурного анализа*, электронной и ионной микроскопии, *нейтронографии* и др.

● Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энтин Р. И., Превращения в железе и стали, М., 1977; Бочвар А. А., Металловедение, 5 изд., М., 1956; Горелик С. С., Дашевский М. Я., Материаловедение полупроводников и металловедение, М., 1973; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Любов Б. Я., Некоторые релаксационные процессы в металлах и сплавах, связанные с их дефектной структурой, «Изв. АН СССР. Металлы», 1977, № 5, с. 180.
Б. Я. Любов.

СПЛО́ШНОЙ СПЕКТР (непрерывный спектр), спектр эл.-магн. излучения, распределение энергии в к-ром характеризуется непрерывной ф-цией частоты излучения $\nu = \varphi(\nu)$ или длины

его волны $\lambda = f(\lambda)$ (см. *Спектры оптические*). Для С. с. функция $\varphi(\nu)$ [или $f(\lambda)$] слабо изменяется в достаточно широком диапазоне ν (или λ), в отличие от линейчатых и полосатых спектров, когда $\varphi(\nu)$ имеет при дискр. значениях частоты $\nu = \nu_1, \nu_2, \nu_3, \ldots$ выраженные максимумы, очень узкие для спектр. линий и более широкие для спектр. полос. В оптич. области при разложении света *спектральными приборами* С. с. получается в виде непрерывной полосы (при визуальном наблюдении или фоторегистрации) или плавной кривой (при фотоэлектрич. регистрации). С. с. наблюдаются как в испускании, так и в поглощении. Примером С. с., охватывающего весь диапазон частот и характеризуемого вполне определённым спектральным распределением энергии, описываемым *Планка законом излучения*, служит спектр излучения *абсолютно чёрного тела*.

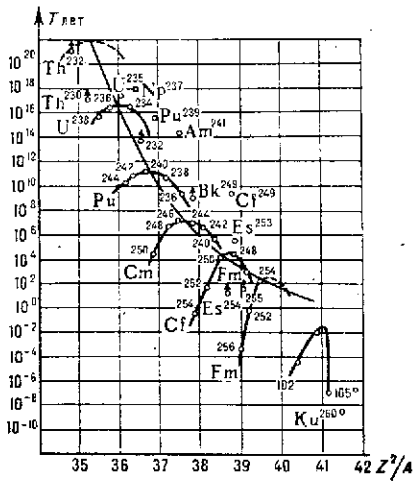
В нек-рых случаях возможны наложения линейчатого спектра на сплошной. Напр., в спектрах Солнца и звёзд на С. с. испускания могут накладываться как дискр. спектр поглощения (*фраунгоферовы линии*), так и дискр. спектр испускания (в частности, спектр. линии испускания атома H).

Согласно квант. теории, С. с. возникает при *квантовых переходах* между двумя совокупностями *уровней энергии*, из к-рых, по крайней мере, одна принадлежит к непрерывной последовательности уровней. Примером может служить С. с. атома H, получающийся при переходах между дискр. уровнями энергии с разл. значениями гл. *квантового числа n* и непрерывной совокупностью уровней энергии, лежащих выше границ ионизации (свободно-связанные переходы); в поглощении С. с. соответствует ионизации атома H (переходы эл-на из связанного состояния в свободное), в испускании — рекомбинации эл-на и протона (переходы эл-на из свободного состояния в связанное). При переходах между разными па́рами уровней энергии, принадлежащими к непрерывной совокупности уровней (свободно-свободные переходы), также возникают С. с., соответствующие тормозному излучению при испускании и обратному процессу при поглощении. Переходы же между разными па́рами дискрет. уровней энергии создают линейчатый спектр (связанно-связанные переходы).

С. с. многоатомных молекул могут получаться при переходах между совокупностями близких дискр. уровней энергии в результате наложения очень большого числа спектр. линий, имеющих конечную ширину. В таком случае при недостаточной разрешающей способности применяемых спектр. приборов линейчатые или полосатые спектры могут сливаться в С. с.

М. А. Ельяшевич.

СПОНТА́ННОЕ ДЕЛЕ́НИЕ ЯДЕР, самопроизвольное деление тяжёлых ядер. Впервые обнаружено у ядер урана Г. Н. Флёровым и К. А. Петржаком в 1940. С. д. я.— разновидность радиоактивного распада ядер (см. *Радиоактивность*). С. д. я. подобно *альфа-распаду* происходит путём туннельного перехода (см. *Туннельный эффект*). Как и во всяком туннельном переходе вероятность С. д. я. очень сильно (экспоненциально) зависит от высоты барьера деления (см. *Деление атомного ядра*). Для изотопов U и соседних с ним элементов высота барьера деления $V_f \sim 6$ МэВ. При небольших (~ 1 МэВ) вариациях высоты барьера период T С. д. я. изменяется в 10^{30} раз. На рис. даны



Зависимость периодов $T_{1/2}$ спонтанного деления ядер (в осн. состоянии) от параметра Z^2/A.

периоды С. д. я. в зависимости от параметра Z^2/A (Z — ат. номер, A — массовое число), определяющего высоту барьера V_f.

С. д. я. явл. доминирующим каналом распада сверхтяжёлых ядер, вследствие чего именно этим процессом определяется возможность существования ядер с большими Z, т. е. граница периодич. системы элементов (см. *Трансурановые элементы*). Для U и Pu характерно асимметричное (по массе) деление, по мере роста A оно приближается к симметричному (Fm).

● См. лит. при ст. *Деление атомных ядер.*

СПОНТА́ННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (спонтанное испускание), самопроизвольное испускание эл.-магн. излучения атомами и др. квант. системами, находящимися на возбуждённых *уровнях энергии* (см. *Квантовый переход*). В отличие от *вынужденного излучения*, С. и. не зависит от воздействия на квант. систему внеш. эл.-магн. излучения, и его закономерности определяются исключительно св-вами самой системы подобно др. типам спонтанных (самопроизвольных) процессов (напр., радиоактивному распаду, превращению молекул при мономолекулярных реакциях). С. и. возникает при спонтанном квант. переходе возбуждённой системы с более высокого уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на более низкий $\mathcal{E}_k$ и характеризуется частотой ν_{ik} испускаемого фотона с энергией $h\nu_{ik} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k$ (где h — *Планка постоянная*) и вероятностью A_{ik}, равной среднему числу фотонов, испускаемых квант. системой в единицу времени (см. *Эйнштейна коэффициенты*). Если число атомов и молекул на возбуждённом уровне энергии $\mathcal{E}_i$ (населённость уровня) равно N_i, то мощность С. и.— энергия фотонов, испускаемых в 1 с, равна $N_i A_{ik} h\nu_{ik}$; она определяет интенсивность С. и., к-рая остается постоянной при постоянстве N_i. Если задано начальное число возбуждённых систем N_{i_0}, а дальнейшее возбуждение отсутствует, то вследствие С. и. N_i будет убывать со временем t по закону $N_i = N_{i_0} \exp(-A_i t)$, где $A_i = \Sigma A_{ik}$ — полная вероятность С. и. при переходах системы с уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на все более низкие уровни энергии $\mathcal{E}_k$. Чем больше A_i, тем быстрее затухает со временем С. и. и тем меньше время жизни $\tau_i = 1/A_i$ на уровне $\mathcal{E}_i$.

Вероятность A_{ik} С. и., являющаяся важнейшей хар-кой квант. перехода, зависит от св-в уровней, между к-рыми происходит переход. Для дипольного *излучения* A_{ik} пропорциональна кубу частоты перехода и квадрату дипольного момента перехода (см. *Диполь*); в видимой области спектра она $\sim 10^8$ с$^{-1}$, что соответствует временам жизни возбуждённых уровней энергии $\sim 10^{-8}$ с. В спектроскопии часто пользуются вместо вероятностей A_{ik} безразмерными вероятностями $f_{ik} = A_{ik}/A_0$, т. н. силами осцилляторов (A_0 — вероятность, принятая за 1 и дающая такой же закон затухания С. и., как и для дипольного излучения упруго связанного эл-на согласно классич. теории).

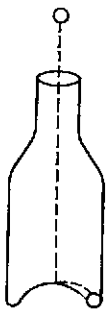
● См. лит. при ст. *Излучение.*

М. А. Ельяшевич.

СПОНТА́ННОЕ НАРУШЕ́НИЕ СИММЕТРИИ, самопроизвольное нарушение симметрии, выражающееся в том, что физ. система, описываемая ур-ниями движения, к-рые обладают нек-рой симметрией, находится в состоянии, лишённом этой симметрии. С. н. с. происходит в тех случаях, когда симметричное состояние не обладает миним. энергией и поэтому энергетически невыгодно, а наинизшее (с миним. энергией) состояние неоднозначно (вырождено), т. е. ему соответствует серия решений, каждое из к-рых по отдельности не обладает указанной симметрией (при преобразовании симметрии одно решение этой серии переходит в другое). С. н. с. означает, что реализуется одно из этих решений.

Примером С. н. с. может служить простая механич. модель: абсолютно

симметричная относительно оси бутылка с выпуклым дном (рис.), в к-рую строго по оси падает шарик. Условие задачи и ур-ния движения шарика абсолютно симметричны относительно поворота вокруг оси бутылки. Однако результат получится несимметричным: шарик окажется у стенки, в стороне от оси. Исходная симметрия спонтанно нарушилась. Она проявляется лишь в том, что шарик может скатиться в любую сторону от оси, т. е. наинизшее состояние вырождено относительно поворотов вокруг оси. В квант. теории поля такому нарушению глобальной симметрии отвечает появление ч-ц с нулевой массой и нулевым спином, к-рые наз. *голдстоуновскими бозонами*.



С. н. с. встречается в разнообразных физ. ситуациях. Примерами могут служить потеря устойчивости стержня под действием продольной нагрузки (продольный изгиб) и возникновение спонтанной намагниченности у ферромагнетиков. Механизм С. н. с. лежит также в основе явлений *сверхтекучести* и *сверхпроводимости*.

Последоват. метод анализа систем с вырожденным нижним энергетич. состоянием в квант. статистике был развит Н. Н. Боголюбовым в нач. 60-х гг. (т. н. метод квазисредних). В дальнейшем механизм С. н. с. получил широкое распространение в квант. теории поля. Было показано, что в калибровочных теориях С. н. с. может приводить к появлению конечной массы у безмассовых калибровочных ч-ц (т. н. эффект Хиггса; см. *Хиггса поле*). Поэтому механизм С. н. с. лёг в основу единой калибровочной теории слабого и эл.-магн. вз-ствий, где он обеспечивает появление массы у *промежуточных векторных бозонов* (см. *Слабое взаимодействие*).

● Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

А. В. Ефремов, Д. В. Ширков.

СРАВНЕ́НИЕ С МЕ́РОЙ, общее название методов измерений, в к-рых измеряемую величину сравнивают с величиной, воспроизводимой *мерой*. К С. с м., в частности, относятся: метод противопоставления, в к-ром на прибор сравнения (компаратор) одновременно действуют две величины — измеряемая и воспроизводимая мерой (пример: измерения массы сравнением её с гирями на равноплечных весах); дифф. метод, в к-ром на компаратор действует разность величин (напр., сравнение длин концевых мер на интерферометре); нулевой метод, в к-ром результирующий эффект доводят до нуля (напр., при измерении сопротивления мостом пост. тока с полным его уравновешиванием); метод замещения, в к-ром измеряемую величину замещают величиной, воспроизводимой мерой (напр., при взвешивании с поочерёдным помещением тела и гирь на одну и ту же чашку весов); метод совпадений, в к-ром разность между величинами измеряют, используя совпадения отметок на шкалах или сигналов (реализуется, напр., при помощи нониуса или стробоскопа). С. с м. осуществимо лишь для величин, к-рые можно воспроизвести при помощи мер. Как правило, С. с м. обеспечивает более высокую точность измерений, чем метод непосредств. оценки (~0,01% и выше в электрич. измерениях, ~0,001% и выше при взвешивании), т. к. погрешность результата в осн. определяется незначит. погрешностью меры, остальные погрешности обычно удаётся сделать малыми.

● Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 2 изд., М., 1975.

К. П. Широков.

СРЕ́ДСТВА ИЗМЕРЕ́НИЙ, технич. средства, применяемые для проведения эксперим. части измерений и имеющие нормированные метрологич. св-ва. С. и. явл. носителями единиц, в к-рых хотят выразить измеряемые величины. К С. и. относятся *меры*, *измерительные приборы*, а также состоящие из них измерит. установки и системы.

К. П. Широков.

СРОДСТВО́ К ЭЛЕКТРО́НУ, способность нек-рых нейтральных атомов, молекул и свободных радикалов присоединять добавочные эл-ны, превращаясь в отрицат. ионы. Мерой этой способности служит положит. энергия С. к э. χ, равная разности энергии нейтрального атома (молекулы) в *основном состоянии* и энергии осн. состояния отрицат. иона, образовавшегося после присоединения эл-на.

У большинства атомов С. к э. связано с тем, что их внеш. электронные оболочки не заполнены (см. *Атом*). Таковы атомы Н и элементов 1-й группы *периодической системы* элементов (имеющие лишь 1 внеш. *s*-эл-н), а также атомы элементов 3—7-й групп (неполное число *p*-эл-нов). Атомы с двумя внеш. *s*-эл-нами, как правило, не обладают С. к э. (щелочноземельные элементы, Hg и др.). Захват добавочного эл-на атомами Fe, Co и Ni, у к-рых в норм. состоянии тоже 2 внеш. *s*-эл-на, приводит, как принято считать, к заполнению свободного места на внутр. оболочке 3*d*.

Величина χ точно определена лишь для немногих атомов (данные о χ молекул и радикалов б. ч. недостаточно надёжны). Прямо измерить χ атомов можно, напр., определив длину волны света λ_0, соответствующую т. н. порогу фотоотщепления (фотоотрыва) эл-на от отрицат. иона: $\chi = hc/\lambda_0$ (*c* — *скорость света* в вакууме). Этим методом были установлены величины χ атомов C, O, S, *I*, Cl. Типичные значения χ атомов (в эВ): H — 0,754; C — 1,2; O — 1,46; S — 2,07—2,33; F — 3,40—3,62; Cl — 3,82; I — 3,08—3,23. Величины χ молекул и радикалов колеблются в широких пределах. В ряде случаев они составляют доли эВ, но для NO_2 $\chi > 3$ эВ, для OH $\chi \simeq 2$ эВ, для CN $\chi > 3$ эВ.

● Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976.

СРЫВА РЕА́КЦИЯ, *прямая ядерная реакция*, при к-рой ядро захватывает у налетающей на ядро ч-цы, один или неск. нуклонов. Наиболее изучены С. р. (d, p), (d, n). С. р. осуществляется на периферии ядра.

СТА́ТИКА (от греч. statikḗ — учение о весе, о равновесии), раздел *механики*, посвящённый изучению условий равновесия материальных тел под действием сил. С. разделяют на геометрическую и аналитическую. В основе аналитич. С. лежит *возможных перемещений принцип*, дающий условия равновесия любой механич. системы. Геом. С. основывается на т. н. аксиомах С., являющихся следствиями осн. законов механики и выражающих св-ва сил, действующих на материальную точку и абсолютно тв. тело, т. е. тело, расстояния между точками к-рого всегда остаются неизменными. Методами геом. С. изучается равновесие тв. тела; при этом рассматриваются решения след. двух типов задач: 1) приведение систем сил, действующих на тв. тело, к простейшему виду; 2) определение условий равновесия сил, действующих на тв. тело.

Необходимые и достаточные условия равновесия упруго деформируемых тел, а также жидкостей и газов рассматриваются соответственно в *упругости теории*, *гидростатике* и *аэростатике*.

К осн. понятиям С. относится понятие о *силе*, о *моменте силы* относительно центра и относительно оси и о *паре сил*. Сложение сил и их моментов относительно центра производится по правилу сложения векторов. Величина $\boldsymbol{R}$, равная геом. сумме всех сил $\boldsymbol{F}_k$, действующих на данное тело, наз. главным вектором этой системы сил, а величина $\boldsymbol{M}_O$, равная геом. сумме моментов $\boldsymbol{m}_O(\boldsymbol{F}_k)$ этих сил относительно центра O, наз. главным моментом системы сил относительно указанного центра:

$$\boldsymbol{R} = \Sigma \boldsymbol{F}_k, \quad \boldsymbol{M}_O = \Sigma \boldsymbol{m}_O(\boldsymbol{F}_k).$$

Решение задачи приведения сил даёт след. основной результат: любая система сил, действующих на абсолютно тв. тело, эквивалентна одной силе, равной главному вектору $\boldsymbol{R}$ системы и приложенной в произвольно выбранном центре O, и одной паре сил с моментом, равным главному моменту $\boldsymbol{M}_O$ системы относительно этого центра. Отсюда следует, что любую систему действующих на тв. тело сил можно задать её главным вектором

и главным моментом. Этим результатом широко пользуются на практике, когда задают, напр., аэродинамич. силы, действующие на самолёт или ракету, усилия в сечении балки и др.

Простейший вид, к к-рому можно привести данную систему сил, зависит от значений $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}$. Если $\boldsymbol{R}=0$, а $\boldsymbol{M}_O\neq 0$, то данная система сил заменяется одной парой с моментом $\boldsymbol{M}_O$. Если же $\boldsymbol{R}\neq 0$, а $\boldsymbol{M}_O=0$ или $\boldsymbol{M}_O\neq 0$, но векторы $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_O$ взаимно перпендикулярны (что, напр., всегда имеет место для параллельных сил и сил, лежащих на одной плоскости), то система сил приводится к равнодействующей, равной $\boldsymbol{R}$. Наконец, когда $\boldsymbol{R}\neq 0$, $\boldsymbol{M}_O\neq 0$ и эти векторы не взаимно перпендикулярны, система сил заменяется совокупным действием силы и пары (или двумя скрещивающимися силами) и равнодействующей не имеет.

Для равновесия любой системы сил, действующих на тв. тело, необходимо и достаточно обращение величин $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_O$ в нуль. Отсюда вытекают ур-ния, к-рым должны удовлетворять действующие на тело силы при равновесии (см. *Равновесие механической системы*). Равновесие системы тел изучают, составляя ур-ния равновесия для каждого тела в отдельности и учитывая закон равенства действия и противодействия. Если общее число реакций связей окажется больше числа ур-ний, содержащих эти реакции, то соответствующая система тел является статически неопределимой; для изучения её равновесия надо учитывать деформации тел.

Графич. методы решения задач С. основаны на построении *многоугольника сил* и *многоугольника верёвочного*.

● См. лит. при ст. *Механика*.

С. М. Targ.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ МЕХА́НИКА, то же, что *статистическая физика*. Термин «С. м.» введён амер. физиком Дж. У. Гиббсом. Иногда под С. м. в узком смысле слова понимают те разделы статистич. физики, к-рые основаны на методе Гиббса, использующего для описания физ. систем представления о *фазовом пространстве* и *статистических ансамблях*.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ О́ПТИКА, раздел оптики, в к-ром изучаются статистич. св-на световых полей и особенности их вз-ствия с в-вом. Статистич. характер световых полей обусловлен тем, что источники света обычно состоят из большого числа хаотически распределённых в пространстве и не связанных между собой элем. излучателей (атомы, молекулы), испускание света к-рыми имеет вероятностный характер. Флуктуации возникают и при распространении света в среде в процессе его рассеяния на хаотически расположенных или случайным образом движущихся ч-цах (рассеивающих центрах среды).

В С. о. принято подразделять вопросы на относящиеся к классич. и к квант. оптике в зависимости от природы флуктуаций и от методов исследования статистики световых полей. В рамках классич. представлений свет — эл.-магн. поле, у к-рого могут флуктуировать амплитуда, частота, фаза и поляризация. С аналогичными флуктуациями имеет дело и статистич. радиофизика; С. о. отличается от неё широким кругом задач исследования пространств. (угловых) флуктуаций излучения.

Классич. С. о. возникла в 20-х гг. 20 в. в связи с исследованиями явлений *дифракции света*, *интерференции света* реальных немонохроматич. источников. Позже С. о. была привлечена к исследованиям *рассеяния света* в дисперсных и турбулентных средах. В результате сформировался один из разделов совр. классич. С. о.— теория *когерентности*, в к-ром изучаются корреляции состояний светового поля в разных точках пространства-времени. Развитие С. о. в последние десятилетия связано с появлением новых типов источников света — *лазеров* и *квантовых усилителей*, излучение к-рых имеет специфич. статистич. св-ва, а также с задачами *голографии* и *нелинейной оптики*. Разработка эфф. методов регистрации световых потоков с помощью счётчиков фотонов привела к появлению ещё одного раздела С. о.— статистики счёта фотонов. Новый круг вопросов, включённых в С. о., привёл к развитию *квантовой оптики*.

В совр. С. о. разработаны методы измерения хар-к света, к-рые не регистрировались раньше традиц. методами *спектроскопии* (ф-ции когерентности высших порядков, ф-ции распределения состояний поля, статистич. моменты и др.). Эти хар-ки очень чувствительны к резонансным, кооперативным и модуляц. явлениям в источнике излучения или в среде, что делает их удобными для изучения особенностей физ. процессов в источниках света (напр., в лазерах). Зондирование в-ва лазерным излучением с миним. флуктуациями и регистрация света после прохождения в-ва используются для изучения микронеоднородностей сред, вращат., колебат. движений молекул, *поверхностных явлений*, для регистрации изменений состояния в-ва и для зондирования плазмы. На основе связи между ф-циями когерентности высших порядков со спектром излучения разработаны методы измерения контуров предельно узких (до десятков Гц) спектр. линий и предельно малых их деформаций и смещений, недоступных для наблюдения традиц. спектр. методами (см. *Лазерная спектроскопия*). Измерения пространств. корреляций светового поля используются в астрономии для определения диаметров звёзд и для поиска около них планетарных систем. См. также ст. *Когерентность*.

● Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; см. также лит. при ст. *Квантовая оптика*.

В. В. Artemьev.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИ́КА, раздел *радиофизики*, посвящённый изучению флуктуац. явлений при генерации, излучении, распространении и приёме радиоволн. В более широком смысле С. р. охватывает исследования статистич. закономерностей в колебат. и волновых процессах (*когерентность*, вз-ствие сигналов и шумов в нелинейных системах и т. п.). Практич. значение С. р. связано с тем, что в системах радиолокации, радионавигации, радиосвязи и др. флуктуации играют важную и во мн. случаях определяющую роль на осн. этапах передачи информации.

Электрич. флуктуации, обусловленные фундаментальными физ. процессами в в-ве (см. *Флуктуации электрические*), являются причиной возникновения флуктуац. напряжений и токов в радиоприёмных и радиопередающих устройствах, ограничивая чувствительность первых и предельно достижимые монохроматичность и стабильность частоты вторых. Флуктуационные явления при распространении радиоволн в атмосфере связаны с тем, что показатель преломления тропосферы и ионосферы испытывает перегулярные изменения (см. *Распространение радиоволн*). Идеи и методы С. р. проникают в оптику.

● Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976 (Введение в статистическую радиофизику, ч. 1); Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978 (Введение в статистическую радиофизику, ч. 1); Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981.

С. А. Ахманов.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ СУ́ММА, величина (Z), обратная нормирующему множителю *канонического распределения Гиббса* в квант. статистич. физике $w_n=Z^{-1}e^{-\mathcal{E}_n/kT}$ и равная сумме $Z=\sum_n e^{-\mathcal{E}_n/kT}$ по квант. состояниям, где $\mathcal{E}_n$ — энергия системы в квант. состоянии n. Суммирование производится по всем допустимым квант. состояниям n (в т. ч. с одинаковой энергией). С. с. позволяет вычислить все *потенциалы термодинамические*, в частности *свободную энергию* (*Гельмгольца энергию*) $F=kT\ln Z$. В классич. статистич. физике величине С. с. соответствует *статистический интеграл*.

Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНА́МИКА, равновесная С. т.— раздел *статистической физики*, посвящённый обоснованию законов термодинамики равновесных процессов (на основе статистич. механики Дж. У. Гиббса) и вычислениям термодинамич. хар-к физ. систем (*потенциалов термодинамических* и др.), *уравнения состояния* на основе законов вз-ствия составляющих эти системы частиц.

Неравновесная С. т. даёт статистич. обоснование *термодинамики неравновесных процессов* (ур-ний переноса энергии, импульса, массы) и позволяет получить выражения для входящих в ур-ния переноса коэфф. (кинетич. коэфф.) на основе законов вз-ствия и движения ч-ц системы.

● Рейф Ф., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1972 (Берклеевский курс физики, т. 5); Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; см. также лит. при ст. *Статистическая физика*.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, раздел физики, посвящённый изучению св-в макроскопич. тел, т. е. систем, состоящих из очень большого числа одинаковых ч-ц (молекул, атомов, эл-нов и т. д.), исходя из св-в этих ч-ц и вз-ствий между ними.

Изучением макроскопич. тел занимаются и др. разделы физики — *термодинамика*, *механика сплошных сред*, *электродинамика* сплошных сред, *гидродинамика*. Однако при решении конкретных задач методами этих дисциплин в соответствующие ур-ния всегда входят неизвестные параметры или ф-ции, характеризующие данное тело. Так, для решения задач гидродинамики необходимо знать *уравнение состояния* жидкости или газа, теплоёмкость жидкости, её коэфф. вязкости и т. п. Все эти зависимости и параметры можно, разумеется, определять экспериментально, поэтому методы, о к-рых идёт речь, наз. феноменологическими. Статистическая же физика позволяет, по крайней мере в принципе, а часто и фактически, вычислить все эти величины, если известны силы вз-ствия между атомами и молекулами. Т. о., С. ф. использует сведения о «микроскопическом» строении тел и её поэтому наз. микроскопич. теорией.

Поведение системы, состоящей из сравнительно небольшого числа ч-ц, можно описывать чисто механически. Иными словами, если в какой-то момент времени известны координаты и скорости всех ч-ц системы и известен закон их вз-ствия, то, решая ур-ния классич. механики, можно найти эти координаты и скорости в любой последующий момент времени и тем самым полностью определить состояние системы.

Такой путь построения теории невозможен, однако, для макроскопич. тел, состоящих из очень большого числа ч-ц. Напр., в 1 см^3 газа при темп-ре 0°С и давлении в 1 атм содержится примерно $2{,}7 \cdot 10^{19}$ молекул. Невозможно ни решить ур-ния для такого числа молекул, ни получить информацию о координатах и скоростях всех молекул в нач. момент. Однако именно большое число ч-ц в макроскопич. телах приводит к появлению новых, статистич. закономерностей в поведении таких тел. Это поведение в широких пределах не зависит от конкретных нач. условий — от точных значений нач. координат и скоростей ч-ц. Важнейшее проявление этой независимости — известный из опыта факт, что система, изолированная от внеш. воздействий, с течением времени приходит в равновесное состояние, св-ва к-рого определяются только такими общими хар-ками нач. состояния, как число ч-ц, их суммарная энергия и т. п. (см. *Равновесие термодинамическое*). Для теории, описывающей статистич. закономерности, характерно вычисление не точных значений разл. физ. величин для макроскопич. тел, а ср. значений этих величин по времени. Рассмотрим, напр., молекулы, находящиеся в нек-ром выделенном в газе достаточно большом, макроскопич. объёме. Число таких молекул с течением времени будет меняться из-за их движения. В равновесном состоянии изменение числа молекул в объёме будет носить хар-р беспорядочных колебаний — *флуктуаций* — относительно нек-рого ср. значения. При большом числе ч-ц в объёме эти колебания будут малы по сравнению со ср. числом ч-ц, так что для хар-ки макроскопич. состояния достаточно знать именно это ср. значение.

Функция распределения. Рассмотрим систему, состоящую из N ч-ц, для простоты считая, что ч-цы не имеют внутр. степеней свободы. Состояние такой системы определяется заданием $6N$ переменных — $3N$ координат q_i и $3N$ импульсов p_i ч-ц [совокупность этих переменных сокращённо будем обозначать (p, q)]. Вычислим ср. значение $\overline{F}(p, q)$ по интервалу времени τ нек-рой физ. величины $F(p, q)$, являющейся ф-цией этих координат и импульсов (напр., энергии системы или числа ч-ц, находящихся в данном объёме). Для этого разобьём интервал $(0, \tau)$ на s равных малых отрезков Δt_a ($a=1, 2, \ldots, s$). Тогда по определению

$$\overline{F} = \frac{1}{s} \sum_{a=1}^{s} F(p^a, q^a),$$

или

$$\overline{F} = \frac{1}{\tau} \sum_{a=1}^{s} F(p^a, q^a) \Delta t_a.$$

В пределе $s \to \infty$ (или $\Delta t_a \to 0$) сумма переходит в интеграл:

$$\overline{F} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau F[p(t), q(t)]\, dt. \qquad (1)$$

К важнейшему в С. ф. понятию ф-ции распределения можно естеств. образом прийти, если рассмотреть пр-во $6N$ измерений, соответствующих числу координат и импульсов ч-ц системы; оно наз. фазовым пространством. Каждому значению времени t соответствуют определ. значения всех q и p, т. е. нек-рая точка в фазовом пр-ве, изображающая состояние системы в данный момент времени t. Разобьём всё фазовое пр-во на элементы, размер к-рых dp, dq мал по сравнению с характерными для данного состояния системы значениями q и p, но ещё настолько велик, что в каждом из них находится много точек, изображающих состояние системы в разл. моменты времени t. Тогда число таких точек в элементе объёма будет примерно пропорц. величине этого объёма $dpdq$. Если обозначить коэфф. пропорциональности через $w(p, q)$, то это число для элемента с центром в нек-рой точке (p, q) запишется в виде:

$$w(p, q)\, dp\, dq, \qquad (2)$$

где $dpdq = dp_1 dq_1 dp_2 dq_2 \ldots dp_{3N} dq_{3N}$ — объём выбранного элемента фазового пр-ва. Ср. значение (1) с учётом малости этих элементов объёма можно переписать как

$$\overline{F}(t) = \int F[p(t), q(t)]\, w(p, q, t)\, dp\, dq \qquad (3)$$

(интегрирование по координатам производится по всему объёму системы, по импульсам — от $-\infty$ до $+\infty$). Ф-ция $w(p, q, t)$ наз. функцией распределения по координатам и импульсам ч-ц. Она удовлетворяет условию нормировки:

$$\int w(p, q, t)\, dp\, dq = 1. \qquad (4)$$

Из (3) и (4) видно, что $wdpdq$ есть не что иное, как вероятность нахождения системы в элементе $dpdq$ фазового пр-ва.

Ф-ции распределения можно дать и др. истолкование, если рассматривать одновременно большое число одинаковых систем и считать, что каждая точка в фазовом пр-ве изображает состояние одной такой системы. Тогда усреднение по времени в (1) можно понимать как усреднение по совокупности этих систем, или, как говорят, по *статистическому ансамблю*.

Осн. положением С. ф. явл. утверждение о возможности определить ф-цию распределения из общих соображений (не решая ур-ний движения) для систем, находящихся в состоянии термодинамич. равновесия. Действительно, можно показать, что ф-ция распределения явл. интегралом движения системы, т. е. остаётся постоянной, если p и q меняются в соответствии с ур-ниями движения (см. *Лиувилля теорема*).

При движении замкнутой системы не меняется её энергия, поэтому все точки в фазовом пр-ве, изображающие состояние системы в разные моменты времени, должны лежать на нек-рой «гиперповерхности», соответствующей нач. значению энергии $\mathcal{E}$. Ур-ние этой поверхности имеет вид:

$$H(p, q) = \mathcal{E},$$

где $H(p, q)$ — энергия системы, выраженная через координаты и импульсы, т. е. её *Гамильтона функция*.

Существенно, что изменение состояния системы из мн. ч-ц носит крайне запутанный хар-р. Поэтому с течением времени точки, отвечающие определ. состояниям, распределяются по поверхности пост. энергии равномерно (см. *Эргодическая гипотеза*). Такое равномерное распределение по изоэнергетич. поверхности описывается ф-цией распределения вида:

$$w(p, q) = A\,\delta[H(p, q) - \mathcal{E}], \quad (5)$$

где $\delta[H(p, q)-\mathcal{E}]$ — дельта-функция, отличная от нуля только при $H=\mathcal{E}$, т. е. на этой поверхности; A — постоянная, определяемая из условия нормировки (4). Ф-ция распределения (5), наз. *микроканоническим распределением Гиббса*, позволяет вычислять ср. значения всех физ. величин по ф-ле (3), не решая ур-ний движения.

При выводе выражения (5) предполагалось, что единственная сохраняющаяся при движении системы величина, от к-рой зависит w, это энергия системы. Разумеется, сохраняются также импульс и момент импульса, но эти величины можно исключить, предположив, что рассматриваемая система заключена в неподвижный жёсткий ящик, к-рому ч-цы могут отдавать импульс и момент (т. о., макроскопич. импульс и момент импульса у системы отсутствуют). Наличие такого ящика не сказывается на статистич. св-вах системы.

Фактически обычно рассматриваются не замкнутые системы, а макроскопич. тела, являющиеся малыми частями, или подсистемами, к.-л. замкнутой системы. Ф-ция распределения для подсистемы будет отлична от (5), но не будет зависеть от конкретного хар-ра остальной части системы — т. н. термостата. Поэтому ф-цию распределения подсистемы можно определить, считая, напр., что термостат обладает св-вами *идеального газа*. Чтобы найти ф-цию распределения для подсистемы, нужно проинтегрировать выражение (5) по координатам и импульсам ч-ц термостата. В результате получится:

$$w(p, q) = e^{[F - H(p, q)]/kT}. \quad (6)$$

Здесь F — *свободная энергия*. Коэфф. $e^{F/kT}$ определяется из условия нормировки (4):

$$e^{-F/kT} = Z = \int e^{-H(p, q)/kT}\,dp\,dq. \quad (6, a)$$

Распределение (6) наз. *каноническим распределением Гиббса* или просто канонич. распределением, а величина Z — *статистическим интегралом*. В отличие от микроканонич. распределения, энергия системы в канонич. распределении Гиббса не задана. Точки, изображающие состояния системы, сосредоточены в тонком, но конечной толщины слое, прилегающем к энергетич. поверхности, соответствующей ср. значению энергии, что означает возможность обмена энергией с термостатом. В остальном в применении к определённому макроскопич. телу оба распределения приводят по существу к одним и тем же результатам. Разница лишь в том, что при микроканонич. распределении все ср. значения оказываются выраженными через энергию тела, а при канонич. распределении — через темп-ру.

Если тело состоит из двух невзаимодействующих частей 1 и 2 с ф-циями Гамильтона H_1 и H_2, то для тела $H = H_1 + H_2$ и, согласно (6), ф-ция распределения тела разбивается на произведение ф-ций распределения для каждой из частей, так что эти части оказываются статистически независимыми.

Ф-ла (6) справедлива для систем, к-рые описываются классич. механикой. В *квантовой механике* энергетич. спектр системы конечного объёма дискретен. Вероятность подсистеме находиться в состоянии с энергией $\mathcal{E}_n$ даётся ф-лой, аналогичной (6):

$$w_n = e^{(F - \mathcal{E}_n)/kT}, \quad (7)$$

причём условие нормировки $\Sigma_n w_n = 1$ можно переписать в виде:

$$e^{-F/kT} = Z = \Sigma_n e^{-\mathcal{E}_n/kT}. \quad (8)$$

Величина Z наз. *статистической суммой* системы; сумма в выражении (8) берётся по всем возможным состояниям системы.

Для системы, с достаточной точностью описываемой классич. механикой, в ф-ле (8) можно перейти от суммирования по состояниям к интегрированию по координатам и импульсам системы. При этом на каждое квант. состояние приходится в фазовом пр-ве «клетка» (или «ячейка») объёмом $(2\pi\hbar)^{3N}$, где $\hbar$ — *Планка постоянная*. Иными словами, суммирование по n сводится к интегрированию по $dpdq(2\pi\hbar)^{3N}$. Ввиду неразличимости (тождественности) одинаковых ч-ц в квант. механике их перестановка не меняет состояния системы. Поэтому, если интегрировать по всем p и q, необходимо поделить интеграл на число перестановок из N ч-ц, т. е. на $N!$ Окончательно классич. предел статистич. суммы имеет вид:

$$e^{-F/kT} = Z = \frac{1}{N!\,(2\pi\hbar)^{3N}} \int e^{-H(p, q)/kT}\,dp\,dq. \quad (8, a)$$

Приведённые ф-лы относятся к случаю, когда число ч-ц в подсистеме задано. Если выбрать в кач-ве подсистемы определ. элемент объёма всей системы, через поверхность к-рого ч-цы могут покидать подсистему и возвращаться в неё, то вероятность нахождения подсистемы в состоянии с энергией $\mathcal{E}$ и числом ч-ц N даётся ф-лой б о л ь ш о г о к а н о н и ч е с к о г о р а с п р е д е л е н и я Г и б б с а:

$$w_n = e^{(\Omega - \mathcal{E}_n - \mu N_n)/kT}, \quad (9)$$

в к-рой параметр μ — *химический потенциал*, определяющий ср. число ч-ц в подсистеме; величину Ω определяют из условия нормировки [см. ф-лу (11)].

Статистическое истолкование термодинамики. Важнейший результат С. ф.— установление статистич. смысла термодинамич. величин. Это даёт возможность вывести законы термодинамики из осн. представлений С. ф. и вычислять термодинамич. величины для конкретных систем. Прежде всего термодинамическая *внутренняя энергия* отождествляется со ср. энергией системы. *Первое начало термодинамики* получает тогда очевидное истолкование как выражение закона сохранения энергии при движении составляющих тело ч-ц.

Далее, пусть ф-ция Гамильтона системы зависит от нек-рого параметра λ (координаты стенки сосуда, в к-рый заключена система, внеш. поля и т. п.). Тогда производная $\partial H/\partial\lambda$ будет обобщённой силой, соответствующей этому параметру, а величина $(\partial H/\partial\lambda)d\lambda$ после усреднения даёт механич. работу, совершаемую над системой при изменении этого параметра. Если продифференцировать выражение $\overline{\mathcal{E}} = \int H w dp dq$ для ср. энергии системы с учётом ф-лы (6) и условия нормировки, считая переменными λ и T, то получится тождество

$$d\mathcal{E} = \overline{\frac{\partial H}{\partial\lambda}}\,d\lambda - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right),$$

т. к. первый член справа равен ср. работе dA, совершаемой над телом, а последний член есть полученное телом кол-во теплоты. Сравнивая это выражение с соотношением

$$d\mathcal{E} = dA + TdS,$$

представляющим собой объединённую запись первого и второго начал термодинамики (см. *Второе начало термодинамики*) для обратимых процессов, находим, что T в (6) действительно равна абс. темп-ре тела, а производная $\partial F/\partial T$ — взятой с обратным знаком энтропии S. Это означает, что F — свободная энергия тела.

Особое значение имеет статистич. истолкование энтропии, к-рое следует из ф-лы (8). Формально суммирование в этой ф-ле производится по всем состояниям с энергией $\mathcal{E}_n$, но фактически ввиду малости флуктуаций энергии в распределении Гиббса существенно лишь относительно небольшое их число с энергией вблизи ср. энергии. Число этих существенных состояний $\overline{\Delta n}$ можно определить, ограничив суммирование в (8) интервалом $\overline{\Delta n}$, заменив $\mathcal{E}_n$ на ср. энергию $\overline{\mathcal{E}}$ и вынеся экспоненту из-под знака суммы. Тогда сумма даст $\overline{\Delta n}$ и (8) примет вид:

$$e^{-(F - \overline{\mathcal{E}})/kT} = \overline{\Delta n}.$$

С другой стороны, согласно термодинамике, $F=\mathcal{E}-TS$, что даёт связь энтропии с числом микроскопич. состояний $\overline{\Delta n}$ в данном макроскопич. состоянии, иначе говоря, со *статистическим весом* макроскопич. состояния, т. е. с его вероятностью:

$$S=k\ln\overline{\Delta n}. \qquad (10)$$

При темп-ре абс. нуля любая система находится в определённом осн. состоянии, в к-ром $\overline{\Delta n}=1$, $S=0$. Это утверждение выражает собой *третье начало термодинамики*. Здесь существенно, что для однозначного определения энтропии нужно пользоваться именно квант. ф-лой (8); в чисто классич. статистике энтропия определена только с точностью до произвольного слагаемого.

Смысл энтропии как меры вероятности состояния сохраняется и по отношению к произвольным (не обязательно равновесным) состояниям. В состоянии равновесия энтропия имеет максимально возможное в данных внеш. условиях значение. Это означает, что равновесное состояние явл. состоянием с максимальным статистич. весом, наиболее вероятным состоянием. Процесс перехода системы из неравновесного состояния в равновесное есть процесс перехода из менее вероятных состояний в более вероятные; это выясняет статистич. смысл закона возрастания энтропии, согласно к-рому энтропия замкнутой системы может только увеличиваться.

Ф-ла (8), связывающая свободную энергию F со статистич. суммой, явл. основой для вычисления термодинамич. величин методами С. ф. Она используется, в частности, для построения статистич. теории электрич. и магн. св-в в-ва. Напр., для вычисления магн. момента тела в магн. поле следует вычислить статистич. сумму и свободную энергию. Магн. момент тела даётся ф-лой: $\boldsymbol{M}=-(\partial F/\partial \boldsymbol{H})$, где $\boldsymbol{H}$ — напряжённость внеш. магн. поля.

Аналогично (8) условие нормировки в большом канонич. распределении (9) определяет термодинамич. потенциал Ω:

$$e^{-\Omega/kT}=\sum_n e^{-(\mathcal{E}_n-\mu N_n)/kT}. \qquad (11)$$

Этот потенциал связан с F соотношением $\Omega=F-\mu N$.

Приложения С. ф. к изучению тех или иных св-в конкретных систем сводятся по существу к приближённому вычислению статистич. суммы с учётом специфич. св-в системы, упрощающих расчёт.

В случае газов таким упрощающим обстоятельством явл. их разрежённость, в силу к-рой вз-ствие между молекулами играет относительно малую роль. В первом приближении можно вообще пренебречь этим вз-ствием и считать газ идеальным. Вз-ствие же можно учесть как поправку. В результате термодинамич. ф-ции удаётся представить в виде т. н. вириального разложения по малому параметру — плотности. В квант. статистике при низких темп-рах оказываются совершенно различными св-ва газов, состоящих из ч-ц с целым спином (*бозонов*) и полуцелым спином (*фермионов*), см. *Вырожденный газ*.

Приближённое вычисление статистич. суммы для крист. тв. тел основано на малости амплитуды колебаний атомов кристалла около их положений равновесия.

В жидкостях вз-ствие между молекулами и амплитуды их колебаний нельзя считать малыми. Поэтому вычисление термодинамич. ф-ций жидкостей требует дополнительных упрощающих предположений и сложных расчётов.

Ситуация упрощается при темп-рах, низких по сравнению с темп-рой вырождения жидкости. В этих условиях тепловое движение в жидкости можно рассматривать как появление в ней элем. возбуждений (*квазичастиц*), обладающих импульсом и энергией, связанными определённым *дисперсии законом*. При низких темп-рах эти квазичастицы образуют идеальный газ, что позволяет вычислить термодинамич. ф-ции в-в в соответствующих условиях. С теоретической точки зрения к таким квант. жидкостям относятся, кроме жидких при норм. давлении вплоть до абс. нуля темп-ры ^{4}He и ^{3}He, также электронная жидкость в металле, система спинов в ферромагнетиках и др.

Большое значение имеет представляемая С. ф. возможность вычисления констант хим. равновесия, определяющих равновесные концентрации реагирующих в-в. Термодинамич. теория даёт условие равновесия в виде равенства нулю нек-рой комбинации хим. потенциалов этих в-в. В выражения для хим. потенциалов входит постоянная Планка, поэтому квант. эффекты существенны даже для реакций между классич. газами. Важным частным случаем ф-л хим. равновесия явл. *Саха формула*, определяющая равновесную степень ионизации газа. При решении задач квантовой С. ф., прежде всего при исследовании св-в квант. жидкостей, важное значение имеют методы *квантовой теории поля*, введённые в С. ф. сравнительно недавно. Осн. роль в этих методах играет ф-ция Грина макроскопич. системы, аналогичная ф-ции Грина в квант. теории поля. Полюсы этой ф-ции определяют закон дисперсии квазичастиц. Существует регулярный метод вычисления ф-ций Грина в виде ряда по степеням энергии вз-ствия между ч-цами. Каждый член этого ряда содержит многократные интегралы по энергиям и импульсам от ф-ций Грина невзаимодействующих ч-ц и может быть изображён графически в виде диаграмм, аналогичных *Фейнмана диаграммам*. Каждая из этих диаграмм имеет определённый физ. смысл, что позволяет отделить в бесконечном ряду члены, ответственные за интересующее явление, и просуммировать их. Существует также диаграммная техника для вычисления температурных ф-ций Грина, позволяющих вычислить термодинамич. величины без рассмотрения квазичастиц.

При непрерывном изменении внеш. параметров (напр., давления или темп-ры) св-ва системы могут при нек-рых значениях параметров измениться скачкообразно, т. е. произойдёт *фазовый переход*. Фазовые переходы делятся на переходы I рода, сопровождающиеся выделением теплоты перехода и скачкообразным изменением объёма (к ним относятся, напр., плавление), и II рода, в к-рых теплота перехода и скачок объёма отсутствуют (напр., переход жидкого гелия в сверхтекучее состояние). Статистич. теория фазовых переходов составляет важную, но ещё далёкую от завершения область С. ф. Наибольшую трудность для теор. исследования представляют при этом св-ва в-ва вблизи линии фазового перехода II рода и вблизи *критической точки* фазового перехода I рода. С матем. точки зрения термодинамич. ф-ции системы имеют здесь особенности. Вблизи этих точек происходят своеобразные *критические явления*. В то же время здесь аномально возрастают флуктуации, и рассмотренные выше приближённые методы С. ф. оказываются неприменимыми. Поэтому важную роль играет рассмотрение точно решаемых моделей, в к-рых есть переходы (напр., т. н. модель Изинга).

В основе С. ф. лежит тот факт, что физ. величины, характеризующие макроскопич. тела в равновесных условиях, с большой точностью равны своим ср. значениям. Это равенство явл. всё же приближённым, в действительности все величины испытывают малые беспорядочные отклонения от ср. значений — флуктуации. Существование флуктуаций имеет большое принципиальное значение, т. к. прямо доказывает статистич. хар-р термодинамич. закономерностей. Кроме того, флуктуации играют роль шума, мешающего физ. измерениям и ограничивающего их точность.

С. ф. неравновесных процессов. Всё большее значение приобретает *кинетика физическая* — раздел С. ф., изучающий процессы в системах, находящихся в неравновесных состояниях. Здесь возможны две постановки вопроса. Во-первых, можно рассматривать систему в нек-ром неравновесном состоянии и следить за её переходом в состояние равновесия. Во-вторых, можно рассматривать систему, неравновесное состояние к-рой поддерживается внеш. условиями, напр. тело, в к-ром задан градиент

темп-ры, протекает электрич. ток и т. п., или тело, находящееся в перемен. внеш. поле.

Если отклонение от равновесия мало́, неравновесные св-ва системы описываются т. н. *кинетическими коэффициентами*. Примерами явл. коэфф. вязкости, теплопроводности и диффузии, электропроводность металлов и т. п. Эти величины удовлетворяют принципу симметрии кинетич. коэффициентов, выражающему симметрию ур-ний механики относительно изменения знака времени (см. *Онсагера теорема*). В силу этого принципа, напр., электропроводность кристалла описывается симметричным тензором.

Описание сильно неравновесных состояний, а также вычисление кинетич. коэфф. производятся при помощи к и н е т и ч е с к о г о у р а в н е н и я. Оно представляет собой интегродифф. ур-ние для одночастичной ф-ции распределения, к-рая получается из введённой равенством (2) N-частичной ф-ции распределения интегрированием по координатам и импульсам всех ч-ц, кроме одной. В квант. случае вместо одночастичной ф-ции распределения пользуются одночастичной *матрицей плотности*, или статистич. оператором. Такое замкнутое, т. е. не содержащее др. величин, ур-ние невозможно получить в общем виде. При его выводе необходимо использовать малые параметры, имеющиеся в данной конкретной задаче. Важнейшим примером явл. *кинетическое уравнение Больцмана*, описывающее установление равновесия в газе за счёт столкновений между молекулами. Конкретный вид этого ур-ния зависит от коэфф. сечения рассеяния молекул друг на друге. Если это сечение известно, то можно вычислить кинетич. коэфф. газа. Ур-ние Больцмана учитывает только парные столкновения между молекулами и описывает только первый неисчезающий член разложения этих коэфф. по плотности газа. Удалось найти и более точное ур-ние, учитывающее также тройные столкновения, что позволило вычислить следующий член разложения.

Особую проблему представляет вывод кинетич. ур-ния для *плазмы*. Из-за медл. убывания кулоновских сил с расстоянием даже при парных столкновениях существенно влияние остальных ч-ц.

Неравновесные состояния тв. тел и квант. жидкостей можно при низких темп-рах рассматривать как неравновесные состояния газа соответствующих квазичастиц. Поэтому кинетич. процессы в таких системах описываются кинетич. ур-ниями для квазичастиц, учитывающими столкновения между ними и процессы их взаимного превращения.

Новые возможности открыло применение в физ. кинетике методов квант. теории поля. Кинетич. коэфф. системы можно выразить через её ф-цию Грина, для к-рой существует общий способ вычисления при помощи диаграмм, без введения квазичастиц. Это позволяет в ряде случаев исследовать неравновесные св-ва систем, даже когда не выполняются условия применимости кинетич. ур-ния.

Основные вехи развития С. ф. С. ф. целиком основана на представлениях об ат. строении материи. Поэтому нач. период развития С. ф. совпадает с развитием атомистич. представлений (см. *Атомная физика*). Развитие С. ф. как раздела теор. физики началось в сер. 19 в. В 1859 англ. физик Дж. Максвелл определил ф-цию распределения молекул газа по скоростям. В 1860—70 нем. физик Р. Клаузиус ввёл понятие длины свободного пробега и связал её с вязкостью и теплопроводностью газа. Примерно в то же время австр. физик Л. Больцман обобщил распределение Максвелла на случай, когда газ находится во внеш. поле, доказал теорему о распределении энергии по степеням свободы, вывел кинетич. ур-ние, дал статистич. истолкование энтропии и показал, что закон её возрастания явл. следствием кинетич. ур-ния. Нем. физик П. Друде (1900) и голл. физик Х. Лоренц (1904) применили кинетич. теорию для объяснения св-в металлов. Построение классич. С. ф. было завершено к 1902 в работах амер. физика Дж. У. Гиббса. Теория флуктуаций была развита в 1905—06 в работах польск. физика М. Смолуховского и А. Эйнштейна. В 1900 нем. физик М. Планк вывел закон распределения энергии в спектре излучения чёрного тела, положив начало развитию как квант. механики, так и квантовой С. ф. В 1907 Эйнштейн применил квант. теорию для вычисления теплоёмкости тв. тел, а нем. физик В. Нернст (1911) — теплоёмкости газов.

В 1924 инд. физик Ш. Бозе нашёл распределение по импульсам световых квантов и связал его с распределением Планка. Эйнштейн обобщил распределение Бозе на газы с заданным числом ч-ц. Итал. физик Э. Ферми в 1925 получил ф-цию распределения ч-ц, подчиняющихся принципу Паули, а англ. физик П. А. М. Дирак установил связь этого распределения и распределения Бозе — Эйнштейна с матем. аппаратом квант. механики. Дальнейшее развитие С. ф. в 20 в. шло под знаком приложения её осн. принципов к исследованию конкретных проблем.

● **Классические труды:** Б о л ь ц м а н Л., Лекции по теории газов, пер. с нем., М., 1956; е г о ж е, Статьи и речи, пер. с нем., М., 1970; Г и б б с Дж. В., Основные принципы статистической механики..., пер. с англ., М.— Л., 1946; **Учебники:** А н с е л ь м А. И., Основы статистической физики и термодинамики, М., 1973; Л е о н т о в и ч М. А., Статистическая физика, М.— Л., 1944; Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976 (Теоретическая физика, т. 5); Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978 (Теоретическая физика, т. 9); Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Физическая кинетика, М., 1979 (Теоретическая физика, т. 10); М а й е р Дж., Г е п п е р т-М а й е р М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Р е й ф Ф., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1977 (Берклеевский курс физики); К и т т е л ь Ч., Статистическая термодинамика, пер. с англ., М., 1977; **Лит. по спец. вопросам:** А б р и к о с о в А. А., Г о р ь к о в Л. П., Д з я л о ш и н с к и й И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Б а л е с к у Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Б о г о л ю б о в Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; Г у р е в и ч Л. Э., Основы физической кинетики, Л.— М., 1940; С и л и н В. П., Введение в кинетическую теорию газов, М., 1971. *Л. П. Питаевский.*

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ АНСА́МБЛЬ, совокупность очень большого числа одинаковых физ. систем многих ч-ц («копий» данной системы), находящихся в одинаковых макроскопич. состояниях; при этом микроскопич. состояния системы могут различаться, но совокупность их обязательно должна отвечать заданным значениям макроскопич. параметров, определяющих её макроскопич. состояние. Примеры С. а.: энергетически изолированные системы при заданном значении полной энергии (*микроканонический ансамбль Гиббса*), системы в контакте с термостатом заданной темп-ры (*канонический ансамбль Гиббса*), системы в контакте с термостатом и резервуаром ч-ц (*Гиббса большой канонический ансамбль*). С. а.— понятие *статистической физики*, позволяющее применять к решению физ. задач методы теории вероятностей.

Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ ВЕС, в квантовой механике и квантовой статистике — число разл. квант. состояний с данной энергией, т. е. кратность вырождения состояния. Если энергия принимает непрерывный ряд значений, то под С. в. понимают число состояний в данном интервале значений энергии. В классич. статистике С. в. наз. величину *фазового объёма* системы, соответствующего данному интервалу энергии. См. *Статистическая физика*.

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ ИНТЕГРА́Л, величина Z, обратная нормирующему множителю в *каноническом распределении Гиббса* в статистич. физике классич. систем и равная интегралу по всем фазовым переменным p, q системы:

$$Z = \frac{1}{N!h^{3N}} \int_c e^{-H(p,\,q)/kT}\, dp\, dq,$$

где $H(p, q)$ — *Гамильтона функция* системы, зависящая от всех координат q и импульсов p её ч-ц, N — число ч-ц. С. и. позволяет вычислить все *потенциалы термодинамические* классич. системы, когда можно пренебречь квант. эффектами. Напр., свободная энергия (*Гельмгольца энергия*) $F = -kT\ln Z$. В квант. статистич. фи-

зике величине С. и. соответствует *статистическая сумма*.

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ ОПЕРА́ТОР (матрица плотности), оператор, с помощью к-рого можно вычислить ср. значение любой физ. величины в *квантовой механике* и в квантовой *статистической физике*. С. о. описывает состояние системы, не основанное на полном (в смысле квант. механики) наборе данных о системе (*смешанное состояние*).

СТАТИСТИ́ЧЕСКОЕ РАВНОВЕ́СИЕ, см. *Равновесие статистическое*.

СТАЦИОНА́РНОГО ДЕ́ЙСТВИЯ ПРИ́НЦИП, то же, что *наименьшего действия принцип*.

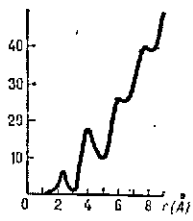
СТАЦИОНА́РНОЕ СОСТОЯ́НИЕ в физике, состояние физ. системы, при к-ром нек-рые существенные для хар-ки системы величины (разные в разных случаях) не меняются со временем. Напр., состояние потока жидкости стационарно, если скорость движения (и др. хар-ки) остаётся в каждой точке пр-ва неизменной. В квант. механике С. с. наз. состояние, в к-ром энергия имеет определённое (и не меняющееся со временем) значение. О С. с. в термодинамике см. *Открытые системы*, *Пригожина теорема*. Состояние системы наз. квазистационарным, если величины, при постоянстве к-рых оно было бы стационарным, медленно меняются со временем. При этом соотношения между разными св-вами системы остаются прибл. такими же, как и в С. с.

СТАЦИОНА́РНОЕ СОСТОЯ́НИЕ А́ТОМА, состояние атома с определ. внутр. энергией, находясь в к-ром атом не излучает. Переход атома из одного стационарного состояния в другое происходит скачкообразно, при этом атом излучает или поглощает определ. порцию (квант) энергии. Каждому атому отвечает определ. набор энергий, характеризующих С. с. а.,— система *уровней энергии*. Существование С. с. а. было постулировано дат. физиком Н. Бором (1913) в его теории атома (см. *Атомная физика*) и получило обоснование в *квантовой механике*.

СТЕКЛООБРА́ЗНОЕ СОСТОЯ́НИЕ, аморфное состояние в-ва, формирующееся при затвердевании переохлаждённого расплава. Обратимость перехода из С. с. в расплав и из расплава в С. с. (с т е к л о в а н и е) явл. особенностью, к-рая отличает С. с. от др. *аморфных состояний*. Постепенное возрастание вязкости расплава препятствует кристаллизации в-ва, т. е. переходу к термодинамически более устойчивому крист. состоянию с меньшей свободной энергией. Процесс стеклования характеризуется температурным интервалом. Переход в-ва из С. с. в кристаллическое явл. *фазовым переходом* I рода.

В С. с. может находиться значит. число простых в-в (S, Se, As, P); окислов (B_2O_3, SiO_2, GeO_2, As_2O_3, Sb_2O_3, FeO_2, V_2O_5); водных р-ров H_2O_2, H_2SO_4, H_3PO_4, $HClO_4$, H_2SeO_4, H_2CrO_4, NH_4OH, KOH, HCl, LiCl; халькогенидов ряда элементов (As, Ge, P); нек-рых галогенидов и карбонатов. Многие из этих в-в составляют основу сложных по составу стёкол.

В-во в С. с. представляет собой жёсткую систему атомов и ат. групп, преим. с ковалентной связью между ними. Дифракц. методы исследования (*рентгеновский структурный анализ*, *электронография*, *нейтронография*) позволяют определить упорядоченность в расположении соседних атомов в-в в С. с. (ближний порядок, см. *Дальний и ближний порядок*). Измеряя дифракц. максимумы и их интенсивности, строят т. н. кривую радиального распределения атомов (рис.). Расстояния между максимумами этой кривой соответствуют межат. расстояниям, а площадь, ограниченная максимумами, даёт информацию о ср. числе атомов, находящихся на соответствующем расстоянии от данного.



В-ва в С. с. в среднем изотропны, хрупки, имеют раковистый излом при сколе, часто прозрачны (для видимых, ИК, УФ, рентгеновских и γ-лучей). Местные механич. напряжения и неоднородность структуры в-ва в С. с. обусловливают *двойное лучепреломление* (переменное в пределах образца). Практически все стёкла слабо люминесцируют (см. *Люминесценция*). Для усиления этого эффекта в них добавляют активаторы — редкозем. элементы, уран и др. Используя вспомогат. возбуждение большой мощности (накачку) и подобранные активаторы, получают мощное когерентное излучение (см. *Твердотельные лазеры*). В-ва в С. с., как правило, диамагнитны, примеси окислов редкозем. металлов делают их парамагнитными. Из нек-рых стёкол спец. состава получают с и т а л л ы (материалы, состоящие из одной или неск. кристаллич. фаз, равномерно распредел. в стекловидной фазе). По электрич. св-вам большинство стёкол — *диэлектрики* (силикатные стёкла), но есть и ПП (см. *Аморфные полупроводники*) и металлы (см. *Металлические стёкла*).

● М о т т Н., Д э в и с Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., М., 1974; А п п е н А. А., Химия стекла, 2 изд., Л., 1974.

СТЕЛЛАРА́ТОР (от англ. stellar — звёздный), замкнутая магн. ловушка для удержания высокотемпературной плазмы. Предложена в 1951 Л. Спитцером (США) в связи с проблемой *управляемого термоядерного синтеза*. Принцип действия С. см. в ст. *Магнитные ловушки*. Магн. поле в С. создаётся с помощью внеш. проводников; его силовые линии подвергаются т. н. вращат. преобразованию, в результате к-рого эти линии многократно обходят вдоль тора и образуют систему замкнутых вложенных друг в друга тороидальных магн. поверхностей. Вращат. преобразование силовых линий может быть осуществлено как путём геом. деформации тороидального соленоида (напр., скручиванием его в «восьмёрку»), так и с помощью винтовых проводников, навитых на тор.

● См. лит. при ст. *Магнитные ловушки*.
В. С. Муховатов.

СТЕН (от греч. sthénos — сила) (сн, Sn), единица силы в *МТС системе единиц*; 1 сн = 1000 Н = 101,972 кгс.

СТЕ́НО ЗАКО́Н (Стенона закон): у всех кристаллов данного вещества при данных температуре и давлении двугранные углы между соответствующими гранями кристаллов (вне зависимости от размеров и формы граней) всегда одинаковы. Установлен дат. учёным Н. Стено [Стенон, Стенсен (N. Steensen, латинизир. Steno, Stenonius)] в 1669 на основании наблюдения природных кристаллов и объясняется тем, что грани крист. многогранника соответствуют плоским ат. сеткам в крист. решётке. С. з. лежал в основе гониометрич. определения и классификации крист. в-в.

● См. лит. при ст. *Кристаллы*, *Кристаллография*.

СТЕПЕ́НЕЙ СВОБО́ДЫ ЧИСЛО́ в механике, число независимых между собой *возможных перемещений* механич. системы. С. с. ч. зависит от числа матер. точек, образующих систему, а также от числа и хар-ра наложенных на систему *связей механических*. Для свободной матер. точки С. с. ч. равно 3, для свободного тв. тела — 6, для тела, имеющего неподвижную ось вращения, С. с. ч. равно 1 и т. д. Для любой *голономной системы* (системы с геом. связями) С. с. ч. равно числу s независимых между собой координат, определяющих положение системы, и даётся равенством $s = 3n - k$, где n — число точек системы, k — число геом. связей. Для *неголономной системы* С. с. ч. меньше числа координат, определяющих положение системы, на число кинематич. связей, не сводящихся к геометрическим (неинтегрируемым). От С. с. ч. зависит число ур-ний движения и условий равновесия механич. системы.

СТЕ́ПЕНИ СВОБО́ДЫ, независимые возможные изменения состояния (в частности, положения) физ. системы, обусловленные вариациями её параметров. В механике С. с. соответствуют независимым перемещениям механич. системы, число к-рых определяется числом образующих систему ч-ц и наложенных на неё механич. связей (см. *Степеней свободы число* в механике).

В *статистической физике* С. с. соответствуют независимым *обобщённым координатам*, определяющим пол-

ную энергию или *Гамильтона функцию* системы. Число С. с. позволяет оценить *теплоёмкость* многоат. газов и тв. тел при высоких темп-рах, когда применима классич. статистич. механика и энергия равномерно распределена по С. с. (*равнораспределения закон*). Однако при обычных (комнатных) темп-рах не все С. с. вносят вклад в теплоёмкость многоат. газа, нек-рые из них «выключены», т. к. могут возбуждаться лишь при достаточно высоких темп-рах.

В *квантовой механике* С. с. соответствуют независимым координатам, к-рые определяют *гамильтониан* системы. Непрерывные поля нельзя охарактеризовать конечным числом С. с.

В *термодинамике* С. с.— независимые термодинамич. параметры, определяющие состояние термодинамич. равновесия системы. Число С. с. f равновесной термодинамич. системы определяется *Гиббса правилом фаз*: $f=k-\varphi+2$, где k — число компонентов, φ — число *фаз*. *Д. Н. Зубарев.*

СТЕРАДИА́Н (от греч. stereós — телесный, объёмный и *радиан*) (ср, Sr), единица телесного угла; 1 ср равен телесному углу с вершиной в центре сферы, вырезающему на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата со стороной, равновеликой радиусу сферы. 1 ср = $7{,}96\cdot10^{-2}$ полного телесного угла (сферы) = $3{,}28\cdot10^{3}$ квадратного градуса.

СТЕРЕОБА́ЗИС (от греч. stereós — телесный, объёмный и básis — основание), расстояние между двумя точками, одновременное наблюдение из к-рых одного и того же объекта даёт *стереоскопическое изображение* этого объекта. Применительно к человеческому зрению С.— расстояние между передними узловыми точками глаз (колеблется от 58 до 72 мм).

Для повышения остроты *бинокулярного зрения* при рассматривании, напр., удалённых предметов или *стереопар* применяются оптич. приборы (призменные или зеркальные), искусственно увеличивающие глазной С. (см. *Стереотруба*, *Стереоскоп*). С увеличением С. уменьшается глубина резко воспринимаемого пр-ва, но увеличивается острота зрения, поэтому С. выбирается с учётом оптим. сочетания этих критериев. *Л. А. Ривкин.*

СТЕРЕОПА́РА, сочетание двух плоских частичных изображений одного и того же объекта, полученных с двух разных точек зрения или в двух цветах; см. *Анаглифов цветных метод*. При рассматривании С. так, чтобы каждый глаз видел только одно из этих изображений, возникает объёмная (с т е р е о с к о п и ч е с к а я) картина, воспроизводящая глубину реального объекта — *стереоскопическое изображение*. С. используют для создания пространств. изображений объектов в стереокино, стереофотографии и при стереофотограмметрич. съёмке. *Л. А. Ривкин.*

СТЕРЕОСКО́П (от греч. stereós — телесный, объёмный и skopéō — смотрю, наблюдаю), бинокулярный оптич. прибор для раздельного наблюдения правым и левым глазом соответственно своего частичного изображения *стереопары*, обеспечивающий получение единого зрит. образа, обладающего стереоскопичностью (см. *Стереоскопическое изображение*). В зависимости от конструкции различают С. щелевые, линзовые, зеркальные и комбинированные.

СТЕРЕОСКОПИ́ЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ, пространственное изображение, к-рое при рассматривании представляется зрительно объёмным (трёхмерным), передающим форму изображённых объектов, характер их поверхности (блеск, фактуру), взаимное расположение в пространстве и др. внеш. признаки. Объёмность С. и. обусловлена бинокулярным стереоэффектом, к-рый возникает при наблюдении объектов двумя глазами, когда правый и левый глаз наблюдают пространственный объект в разных ракурсах.

При наблюдении С. и., как и в естественных условиях, каждому глазу зрителя представляется возможность видеть свой ракурс объекта и в сознании человека происходит автоматич. слияние этих ракурсов в одно результирующее пространств. изображение.

Различают стереопарное и многоракурсное С. и. Стереопарное С. и. воспроизводит два ракурса объекта (*стереопару*), неизменных при разных положениях зрителя. Кажущаяся глубина пространств. изображения в этом случае зависит от расстояния зрителя до картины, уменьшаясь при приближении к ней. Раздельное рассматривание каждого ракурса соответств. глазом обеспечивается посредством *стереоскопов*, цветных или поляризационных *светофильтров*, мигающих заслонок и т. п. средствами.

Многоракурсные С. и. осуществляются путём пространств. сепарации ракурсов линзовыми *растрами*. Благодаря этому из разных положений зритель может рассматривать разл. пары ракурсов. Наблюдаемый образ при этом остаётся неизменным в пространстве для любых положений зрителя.

СТЕРЕОТРУБА́, бинокулярный стереоскопический оптич. прибор, состоящий из двух зрительных труб на шарнирной оси, обеспечивает получение стереоскопического изображения (изображение — прямое, *увеличение оптическое* ~ 10÷20). С. применяется в воен. деле.

СТЕ́РЖЕНЬ в теории колебаний, упругое тв. тело, длина к-рого значительно превышает его поперечные размеры. При возбуждении С., напр. ударом, в нём возникают свободные колебания. Колебат. смещения ч-ц С. могут быть направлены как вдоль его оси — продольные колебания, так и перпендикулярно оси — крутильные и изгибные колебания. При крутильных колебаниях любое сечение С. закручивается по отношению к близлежащим, при изгибных — точки оси С. смещаются в поперечном направлении, а волокна, параллельные оси и расположенные по разные стороны от неё, испытывают деформации растяжения и сжатия. Любое колебание С. можно представить как сумму простейших синусоидальных его собств. колебаний того или иного вида, частоты к-рых f зависят от длины С. l, плотности материала ρ, формы и площади S его сечения, от упругого сопротивления его по отношению к данному типу деформаций, а также от условий закрепления его концов. Напр., для продольных колебаний свободного С., поперечные размеры к-рого значительно меньше длины волны,

$$f_n^{\text{пр}}=\frac{n}{2l}\sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

где E — модуль Юнга, n — целое число, соответствующее номеру гармонич. составляющей. Для крутильных колебаний круглого свободного стержня

$$f_n^{\text{кр}}=\frac{n}{2l}\sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

где G — модуль сдвига. В случае изгибных колебаний собственные частоты не образуют гармонич. ряда, т. к. скорость распространения изгибных волн зависит от частоты; для закреплённого на концах стержня

$$f_n^{\text{изг}}=\frac{\alpha_n^2}{l^2}\sqrt{\frac{EI}{\rho S}},$$

где I — момент инерции сечения относительно нейтральной оси С., а коэфф. α_n принимает соответственно значения: $\alpha_1=4{,}73$; $\alpha_2=7{,}85\ldots$ Форма свободных колебаний С. зависит от того, какие из его собственных колебаний войдут в спектр, что определяется способом возбуждения. Под действием синусоидальной вынуждающей силы с частотой, совпадающей с одной из собственных частот С., наблюдается *резонанс*.

Практич. значение колебаний С. разнообразно. Всякую балку в строит. конструкции можно рассматривать как С., от собственных частот к-рого зависит прочность сооружения. Опасные колебания по длине, возникающие в кораблях из-за неуравновешенности двигателей, рассчитываются как колебания стержней. С. применяются в нек-рых муз. инструментах, напр. ксилофонах; изогнутым С. с двумя свободными концами явл. камертон.

● Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; Скучик Е., Простые и сложные колебательные системы, пер. с англ., М., 1971.

СТЕ́ФАНА — БО́ЛЬЦМАНА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ, утверждает пропорциональность 4-й степени абс. темп-ры T полной объёмной плотности ρ рав-

новесного излучения ($\rho = aT^4$, где a — постоянная) и связанной с ней полной испускательной способности u ($u = \sigma T^4$, где σ — *Стефана — Больцмана постоянная*). Сформулирован на основе эксперим. данных австр. физиком Й. Стефаном (J. Stefan; 1879) для испускат. способности любого тела, однако последующие измерения показали его справедливость только для испускат. способности *абсолютно чёрного тела*. В 1884 С.— Б. з. и. был теоретически получен австр. физиком Л. Больцманом (L. Boltzmann) из термодинамич. соображений с учётом пропорциональности (согласно классич. электродинамике) давления *равновесного излучения* плотности его энергии. Однако значения постоянных a и σ оказалось возможным определить теоретически только на основе *Планка закона излучения*, из к-рого С.— Б. з. и. вытекает как следствие. С.— Б. з. и. применяется для измерения высоких темп-р.

СТЕ́ФАНА — БО́ЛЬЦМАНА ПОСТОЯ́ННАЯ, фундаментальная физическая константа σ, входящая в закон, определяющий полную (по всем длинам волн) испускательную способность абсолютно чёрного тела (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*): $\sigma = 5{,}67032(71) \cdot 10^{-8}$ Вт/(м$^2 \cdot$К^4) (на 1982).

СТИГМАТИ́ЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ (от греч. stigma, род. п. stigmatos — укол, пятно), *изображение оптическое*, каждая точка к-рого соответствует одной точке изображаемого оптич. системой объекта. Строго говоря, подобное соответствие возможно лишь в идеальных оптич. системах при условии, что устранены все аберрации (см. *Аберрации оптических систем*) и допустимо пренебречь волн. св-вами света, в частности *дифракцией света*. Для реальных оптич. систем понятие «С. и.» явл. лишь приближением (всякая реальная система изображает точку не точкой, а «пятном» или пространств. фигурой хотя и малых, но конечных размеров; см., напр., *Разрешающая способность*). В случае *параксиального пучка лучей* осн. аберрацией, нарушающей приближённую «стигматичность» изображения, явл. *астигматизм*.

СТИЛЬБ (от греч. stilbō — сверкаю, сияю) (сб, sb), единица яркости в системе ед. СГСЛ (см$^{-2}$·г·с$^{-1}$·*люмен*); 1 сб = 1 кд/см^2 $\cdot 10^4$ кд/м^2 = $\pi \cdot 10^4$ *апостильб* = π *ламберт*.

СТОКС (Ст, St), единицы кинематич. вязкости в *СГС системе единиц*. Названа в честь англ. учёного Дж. Г. Стокса (G. G. Stokes); 1 Ст = 1 см^2/с = 10^{-4} м^2/с. Чаще применяется в 100 раз меньшая ед.— сантистокс (сСт).

СТО́КСА ЗАКО́Н (выведен Дж. Г. Стоксом в 1851), закон, определяющий силу сопротивления F, испытываемую тв. шаром при его медленном поступат. движении в неограниц. вязкой жидкости: $F = 6\pi\mu r v$, где μ — коэфф. динамич. вязкости жидкости, r — радиус шара и v — его скорость. С. з. справедлив лишь для малых *Рейнольдса чисел* $\mathrm{Re} \ll 1$. Им пользуются в коллоидной химии, мол. физике и метеорологии. По С. з. можно определить скорость осаждения мелких капель тумана, коллоидных ч-ц, ч-ц ила или др. мелких ч-ц. Предельную скорость $v_{\text{пр}}$ падения шарика малых размеров в вязкой жидкости находят по ф-ле:

$$v_{\text{пр}} = {}^2\!/_9 r^2 g (\rho' - \rho)/\mu,$$

где ρ и ρ' — плотности жидкости и в-ва шарика, g — ускорение свободного падения. С. з. применяется в вискозиметрии для определения коэфф. вязкости очень вязких жидкостей.

● Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

СТО́КСА ПРА́ВИЛО (Стокса закон), утверждает, что длина волны *фотолюминесценции* больше, чем длина волны возбуждающего света. Установлено Дж. Г. Стоксом в 1852. С. п. выполняется не всегда, во мн. случаях наблюдаются антистоксовы линии, длины волн к-рых короче возбуждающей. Более широкую область применения имеет С. п. в формулировке нем. физика Э. Ломмеля: максимум спектра люминесценции сдвинут по отношению к максимуму спектра поглощения в сторону более длинных волн. См. также *Люминесценция*.

СТОЛКНОВЕ́НИЯ А́ТОМНЫЕ, элементарные акты соударения двух ат. ч-ц (атомов, молекул, эл-нов или ионов), при к-рых структура и строение ядер не изменяются. С. а. делятся на упругие и неупругие. При упругом С. а. суммарная кинетич. энергия соударяющихся ч-ц остаётся прежней — она лишь перераспределяется между ч-цами, а направления движения ч-ц меняются. В неупругом С. а. изменяются внутр. энергии сталкивающихся ч-ц (они переходят на др. *уровни энергии*) и соотв. изменяется их полная кинетич. энергия. При этом меняется электронное состояние атома либо колебат. или вращат. состояние молекулы (см. *Молекулярные спектры*).

Упругие С. а. определяют *переноса явления* в газах или слабоионизов. *плазме*. Испытываемые ч-цами С. а.— акты рассеяния на др. ч-цах — препятствуют их свободному движению. Наиболее существенно на перемещение ч-цы влияют те акты рассеяния, в к-рых направление её движения заметно меняется. Поэтому коэффициенты *диффузии* (перенос ч-ц), *вязкости* (перенос импульса), *теплопроводности* (перенос энергии) и др. коэфф. переноса газа выражаются через эфф. *сечение* рассеяния атомов или молекул этого газа на большие углы. Аналогично подвижность ионов (см. *Подвижность ионов и электронов*) связана с сечением рассеяния иона на атоме или молекуле газа на большие углы, а подвижность эл-нов в газе или электропроводность слабоионизованной плазмы — через сечение рассеяния эл-на на атоме или молекуле газа.

Сечение упругого рассеяния атомов или молекул на большой угол при тепловых энергиях ч-ц наз. газокинетическим сечением; по порядку величины оно составляет 10^{-15} см^2 и определяет *длину свободного пробега* ч-цы в среде.

Упругое рассеяние на малые углы может влиять на хар-р переноса эл.-магн. излучения в газе. Энергия проходящей через газ эл.-магн. волны поглощается и затем переизлучается атомами или молекулами газа. При этом даже слабое вз-ствие излучающей ч-цы с другими (окружающими её) ч-цами «искажает» испускаемую волну, т. е. сдвигает её фазу или частоту. При нек-рых условиях осн. хар-ки распространяющейся в газе эл.-магн. волны определяются упругим рассеянием взаимодействующих с ней атомов или молекул на окружающих ч-цах, причём существенным оказывается рассеяние на малые углы.

Процессы неупругих С. а. весьма разнообразны. Перечень неупругих процессов, к-рые могут происходить в газе или слабоионизов. плазме, приведён в таблице. В различных лаб. условиях и явлениях природы гл. роль играют те или иные отдельные неупругие процессы соударения ч-ц. Напр., излучение с поверхности Солнца обусловлено б. ч. столкновениями между эл-нами и атомами водорода, при к-рых образуются отрицат. ионы водорода (табл., п. 26). Осн. процесс, обеспечивающий работу гелий-неонового лазера (см. *Газовый лазер*),— передача возбуждения от атомов гелия, находящихся в *метастабильных состояниях*, атомам неона (табл., п. 6); осн. процесс в электроразрядных молекулярных газовых лазерах — возбуждение колебат. уровней молекул электронным ударом (табл., п. 3); в результате этого процесса электрич. энергия газового разряда частично преобразуется в энергию лазерного излучения. В газоразрядных источниках света осн. процессами являются: в т. н. резонансных лампах — возбуждение атомов электронными ударами (табл., п. 2), а в лампах высокого давления — фоторекомбинация эл-нов и ионов (табл., п. 24). Спиновый обмен (табл., п. 7) ограничивает параметры *квантовых стандартов частоты*, работающих на переходах между состояниями сверхтонкой структуры атома водорода или атомов щелочных металлов (табл., п. 9). Различные неупругие процессы С. а. с участием свободных радикалов, ионов, эл-нов и возбуждённых атомов определяют мн. св-ва атмосферы Земли.

● Мак-Даниель И., Процессы столкновений в ионизованных газах, пер. с англ., М., 1967; Смирнов Б. М., Атомные столкновения и элементарные процессы

НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ СТОЛКНОВЕНИЙ С УЧАСТИЕМ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ И ФОТОНОВ

Пункты	Тип ат. столкновения	Схема процесса	Пункты	Тип ат. столкновения	Схема процесса
1	Ионизация при столкновении атомов и молекул	$A+B \longrightarrow A+B^{+}+e$	13	Диссоциативная рекомбинация	$e+AB^{+} \longrightarrow A+B$
2	Переход между электронными состояниями	$A+B \rightleftarrows A+B^{*}$ $e+B \rightleftarrows e+B^{*}$	14	Диссоциативное прилипание эл-на к молекуле	$e+AB \longrightarrow A^{-}+B$
3	Переход между колебат. или вращат. состояниями молекул	$AB(v)+C \longrightarrow AB(v')+C$ $e+AB(v) \longrightarrow e+AB(v')$ $AB(J)+C \longrightarrow AB(J')+C$ $e+AB(J) \longrightarrow e+AB(J')$ (v — колебательное квант. число, J — вращательное квант. число молекулы)	15	Прилипание эл-на к молекуле при тройных соударениях	$e+A+B \longrightarrow A^{-}+B$
16		Ассоциативная ионизация	$A+B \longrightarrow AB^{+}+e$		
17		Эффект Пеннинга (атом A^{*} находится в метастабильном состоянии, причём энергия его возбуждения превышает энергию ионизации атома B)	$A^{*}+B \longrightarrow A+B^{+}+e$		
4	Хим. реакции	$A+BC \rightleftarrows AB+C$ $A+BC \rightleftarrows A+B+C$			
5	Тушение электронного возбуждения	$B^{*}+AC(v) \longrightarrow B+AC(v')$			
6	Передача возбуждения	$A+B^{*} \longrightarrow A^{*}+B$			
7	Спиновый обмен (при сохранении проекции полного спина атомов изменяется проекция спина у каждого из них)		18	Взаимная нейтрализация ионов	$A^{-}+B^{+} \longrightarrow A+B$
			19	Перезарядка ионов	$A+B^{+} \longrightarrow A^{+}+B$
			20	Ион-молекулярные реакции	$A^{+}+BC \longrightarrow AB^{+}+C$ $A^{+}+BC \longrightarrow AB+C^{+}$
8	Деполяризация атома (изменяется направление орбит. момента одного из сталкивающихся атомов)		21	Разрушение отрицат. иона	$A^{-}+B \longrightarrow A+B+e$ $A^{-}+B \longrightarrow AB+e$
			22	Превращение атомных ионов в молекулярные	$A^{+}+B+C \longrightarrow AB^{+}+C$
9	Переходы между состояниями тонкой и сверхтонкой структуры одного из сталкивающихся атомов или молекул		23	Фотовозбуждение атома или молекулы (с последующим спонтанным излучением возбуждённого атома)	$\hbar\omega+B \longrightarrow B^{*}$
10	Ионизация атома или молекулы электронным ударом	$e+A \longrightarrow 2e+A^{+}$	24	Фоторекомбинация и фотоионизация	$e+A^{+} \rightleftarrows A+\hbar\omega$
11	Диссоциация молекулы электронным ударом	$e+AB \longrightarrow e+A+B$	25	Фотодиссоциация и фоторекомбинация атомов и радикалов	$\hbar\omega+AB \rightleftarrows A+B$
12	Рекомбинация при тройных соударениях	$e+A^{+}+B(e) \longrightarrow A+B(e)$ $A^{-}+B^{+}+C \longrightarrow A+B+C$	26	Радиац. прилипание эл-на к атому	$e+A \longrightarrow A^{-}+\hbar\omega$

Примечание. A, B и C обозначают атом или молекулу; B^{*} — электронно-возбуждённый атом или молекула; e — эл-н; A^{+}, B^{+} — положительно заряж. ионы, A^{-} — отрицательно заряж. ион; $\hbar\omega$ — фотон. Стрелки указывают направление процесса.

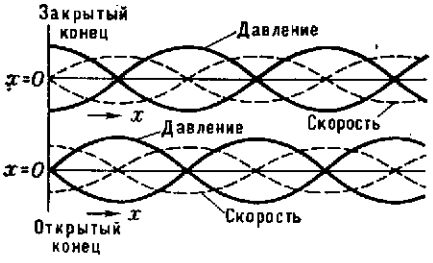
в плазме, М., 1968; его же, Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Никитин Е. Е., Уманский С. Я., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях, М., 1979; Галицкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М., Теория столкновений атомных частиц, М., 1981. *Б. М. Смирнов.*

СТОЛКНОВЕНИЯ ВТОРОГО РОДА, то же, что *удары второго рода*.

СТОПА в оптике, набор прозрачных плоских пластин, устанавливаемый под нек-рым углом к падающему свету; один из простых *поляризационных приборов*. Коэфф. пропускания и отражения для компонент световых лучей, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости падения на С., различны (см. *Френеля формулы*). Поэтому *естественный свет*, проходящий через С., поляризуется (в нём преобладает компонента, электрич. вектор к-рой лежит в плоскости падения). Степень поляризации p тем выше, чем больше наклон лучей к С., однако оптим. углом установки С. явл. угол Брюстера (см. *Брюстера закон*), при к-ром прозрачность С. максимальна (ок. 50%).

Для видимой области спектра пластины С. (очень малой толщины, чтобы уменьшить потери на поглощение) делают из оптич. стекла. При показателе преломления стекла $n=1{,}5$ практически полную поляризацию ($p=0{,}99$) даст С. из 16 пластин. Для ИК области применяют С. из пластин фтористого лития, флюорита и пр. с тонкими селеновыми, германиевыми или кремниевыми покрытиями. Большие n (~ 2—4) таких покрытий позволяют получить требуемую p при небольшом числе пластин.

СТОЯЧАЯ ВОЛНА, периодическое или квазипериодическое во времени синфазное колебание с характерным пространств. распределением амплитуды — чередованием узлов (нулей) и пучностей (максимумов). В *линейных системах* С. в. может быть представлена как сумма двух бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу. Простейший пример С. в.— плоская звуковая С. в. внутри наполненной воздухом трубы (напр., органной) при закрытом (с идеально твёрдой стенкой) и открытым концах (рис.). На твёрдой стенке образуется узел скорости и пучность перепада давления, на открытом конце скорость максимальна, а перепад давления отсутствует, поэтому обе картины сдвинуты относительно друг друга на четверть длины волны. Аналогичное распределение имеет место для электрич. и магн. полей в линии передачи или *волноводе* с идеально «закороченным» или открытым концом, а также при норм. падении плоской эл.-магн. волны на идеально отражающую стенку.



Распределение давлений и скоростей в стоячей волне при открытом и закрытом концах трубы.

В отличие от бегущей волны в С. в. не происходит переноса энергии, а осуществляется лишь пространств. перекачка энергии одного вида в энергию другого вида с удвоенной частотой (электрической в магнитную, кинетической в потенциальную и т. п.). В известном смысле области между любыми пучностями и узлами можно рассматривать как автономные системы.

Чисто С. в. могут устанавливаться только при отсутствии затухания в среде и при полном отражении от границ. В противном случае, кроме С. в., появляются бегущие волны, доставляющие энергию к местам поглощения или излучения. Распределение волн. поля при этом характеризуется коэфф. стоячести волны — КСВ (см. *Бегущая волна*), а соотношение между средней за период колебаний $T=2\pi/\omega$ запасённой в С. в. энергией W и мощностью P, уносимой бегущей волной, характеризуется добротностью колебания Q, определяемой вы-

ражением: $Q=\omega W/P$. Невырожденные *нормальные колебания* объёмных резонаторов без потерь суть С. в., а *нормальные волны* в волноводах представляют собой волны, бегущие в одном направлении и стоячие в направлениях, перпендикулярных оси волновода.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крауфорд Ф., Волны, 2 изд., М., 1976 (Берклеевский курс физики, т. 3). *М. А. Миллер, Е. В. Суворов.*

СТРАННОСТЬ (S), аддитивное квант. число, являющееся наряду с «очарованием» (C) и «*красотой*» (b) специфич. хар-кой адронов. Все адроны обладают определёнными целочисленными (нулевым, положительными или отрицательными) значениями S, причём $|S|\leqslant 3$. *Античастицы* имеют С. противоположного знака по сравнению со С. ч-ц. Адроны с $S\neq 0$ (но с $C=0$ и $b=0$) наз. *странными частицами*. (Ч-цам, не участвующим в сильном вз-ствии,— фотону, *лептонам* приписывается значение $S=0$.) В процессах, обусловленных сильным и эл.-магн. вз-ствиями, С. сохраняется, т. е. суммарная С. исходных и конечных ч-ц одинакова. В процессах слабого вз-ствия (протекающих за счёт *заряженных токов*) С. может нарушаться, при этом различие в суммарной С. нач. и кон.ч-ц $|\Delta S|=1$. По совр. представлениям, наличие $S\neq 0$ у нек-рых адронов связано с тем, что в их состав входит один или неск. странных *кварков*, для каждого из к-рых $S=-1$.

Исторически квант. число С. было введено для истолкования факта отсутствия (запрета) случаев одиночного рождения *К-мезонов* и *гиперонов* при столкновениях π-мезонов с нуклонами и нуклонов с нуклонами; наблюдение только совместного рождения К-мезона и гиперона в этих процессах удалось объяснить, приписав компонентам пары равные по величине, но противоположные по знаку значения особого квант. числа, названного С., и предположив сохранение С. в сильном вз-ствии. Связь С. с др. квант. числами адронов даётся обобщённой ф-лой Гелл-Мана — Нишиджимы (см. *Элементарные частицы*). *А. А. Комар.*

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ, адроны, обладающие ненулевым значением квант. числа *странности* S (в отличие от «обычных», «нестранных», ч-ц, напр. π-мезонов, нуклонов, для к-рых $S=0$) и нулевыми значениями др. специфич. хар-к адронов — «*очарования*», «*красоты*». К С. ч. относятся *К-мезоны*, *гипероны*, нек-рые *резонансы*. Все С. ч. нестабильны. Странные резонансы распадаются очень быстро (за время $\sim 10^{-23}$ с) в результате *сильного взаимодействия*; суммарная странность продуктов их распада равна странности исходной ч-цы. Остальные С. ч. квазистабильны и распадаются в результате *слабого взаимодействия* относительно медленно (за время $\sim 10^{-8}-10^{-10}$ с) на ч-цы с меньшей странностью, «нестранные» ч-цы и (или) *лептоны*; в этом случае суммарная странность продуктов распада по модулю меньше странности исходной ч-цы на единицу. С. ч. с большей вероятностью рождаются при столкновениях «обычных» адронов за счёт сильного вз-ствия, но при этом они обязательно возникают парами (или в большем кол-ве), так чтобы их суммарная странность оказалась равной нулю. Распадаются же С. ч. на «обычные» за счёт слабого вз-ствия с очень малой вероятностью. Эта «странность» в поведении ч-ц и явилась причиной их названия.

А. А. Комар.

СТРАТЫ (от лат. stratum — настил, слой), светлые слои, периодически чередующиеся с тёмными промежутками в *положительном столбе* разряда низкого давления, напр. *тлеющего разряда*. В одних случаях С. неподвижны, в других — перемещаются (бегущие С.), обычно от анода к катоду. Каждая С. обращена яркой и резкой стороной («головой») к катоду, а к аноду яркость С., как правило, убывает. В «голове» С. напряжённость электрич. поля, темп-ра и концентрация эл-нов велики (визуально — светлый слой). При перемещении эл-нов в процессе диффузии от «головы» С. к аноду их концентрация и темп-ра падают настолько, что прекращается *ионизация* (появляется тёмный промежуток). Затем возникает новый скачок электрич. потенциала, и образуется новая С. По совр. представлениям, С. явл. *ионизационными волнами*.

● Недоспасов А. В., Страты, «УФН», 1968, т. 94, в. 3, с. 439; Пекарек Л., Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме, там же, с. 463.

Л. А. Сена.

СТРИМЕРНАЯ КАМЕРА, разновидность *искровой камеры*, в к-рой разряд, вызванный импульсом высокого напряжения ($\sim$ 20 кВ/см), обрывается на ранней стадии. В результате треки заряженных ч-ц, прошедших через камеру, выглядят как цепочки отдельных (не сливающихся) стримеров, длиной в неск. мм каждый.

СТРИМЕРЫ (англ., ед. ч. streamer, от stream — течь, проноситься), узкие светящиеся каналы, образующиеся в газе, находящемся в сильном электрич. поле при давлениях, близких к атмосферному, в стадии, предшествующей электрич. пробою. Газ в этих каналах ионизован. Возникнув, С. удлиняются с большой скоростью (до 10^6 м/с), превосходящей скорость движения заряж. ч-ц между электродами. Объясняется это фотоионизацией, происходящей в сильном электрич. поле, создаваемом объёмным зарядом вблизи «головы» С. См. также *Искровой разряд*. *Л. А. Сена.*

СТРОБОСКОП (от греч. stróbos — кружение, беспорядочное движение и skopéō — смотрю), прибор для наблюдения быстрых периодич. движений, основанный на *стробоскопическом эффекте*. С. первоначально представлял собой прибор-игрушку, состоящую из двух дисков, вращающихся на общей оси. На одном диске, как на циферблате часов, рисовались фигурки в разл. фазах к.-л. повторяющегося процесса, напр. положения движения шагающего человека. Другой диск, скреплённый с первым, был прорезан радиальными щелями, через к-рые можно было видеть расположенные за ним картинки. При вращении дисков наблюдатель в смотровое окошко и сквозь щели вращающегося диска видел последовательно и на короткие мгновения каждую из картинок, и это расчленённое по времени на дискр. фазы движение объекта воспринималось им в виде слитного образа, совершающего непрерывное движение. Такое синтезирование единого зрит. образа движущегося предмета из последовательной серии смещённых относительно друг друга изображений наз. стробоскопич. эффектом 1-го типа.

Совр. С.— *стробоскопические приборы*, использующие в осн. стробоскопич. эффект 2-го типа.

СТРОБОСКОПИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ, контрольно-измерительные устройства для наблюдения быстрых периодич. движений объектов, основанные на *стробоскопическом эффекте*. С. п. применяются для измерения частоты колебаний механич. и электронных систем, резонанса, числа оборотов механизмов, для изучения вибраций разл. тел и т. д. Принцип действия С. п. заключается в том, что совершающее периодич. движение тело освещается импульсами света и делается видимым в отдельные, очень малые по сравнению с периодом колебаний тела промежутки времени. Если частота импульсов света f_1 совпадает с частотой периода движения тела f, то тело кажется остановившимся. При нек-ром различии частот тело представляется совершающим замедленное движение с частотой $F=f-f_1$.

Совр. С. п. подразделяют на механические, или оптико-механические, электронные, электрооптические, лазерные и осциллографические. К механич. С. п. относятся приборы с механич. обтюраторами (прерывателями) света в виде дисков или полых барабанов со щелями, через к-рые наблюдают объект. Измеряя скорость вращения диска, при к-рой наблюдаемый объект кажется остановившимся, можно определить f. Такие приборы наз. стробоскопич. тахометрами. Гл. достоинство строботахометра — возможность измерения угл. скоростей вращения тел без контакта с объектом измерения, что, с одной стороны, позволяет измерять скорость видимых, но труднодоступных объектов, а с другой стороны, позволяет измерять скорость маломощных объектов без

всякого воздействия на них со стороны прибора. Диапазон измерений таких тахометров 30—3000 рад/с.

Электрооптич. С. п. в кач-ве прерывателей света используют *оптические затворы*, к-рые обеспечивают высокую частоту (10^4—10^5 Гц) и большую скважность световых импульсов.

Наиболее совершенные промышленные С. п.— электронные, состоящие из задающего частоту импульсов генератора и управляемого источника световых импульсов (лазера или газоразрядной лампы). Частота генератора и, следовательно, частота вспышек плавно регулируются изменением параметров электрич. цепи обычно в пределах от 2 до 2500 Гц.

Выпускаются С. п. и спец. назначения: для создания световых эффектов в театре, для регулирования угла зажигания в автомобильном двигателе, для исследования движения голосовых связок и т. д.

Для исследования периодических электронных процессов, измерения амплитуды и длительности электрич. импульсов в наносекундном диапазоне применяются осциллографич. С. п.

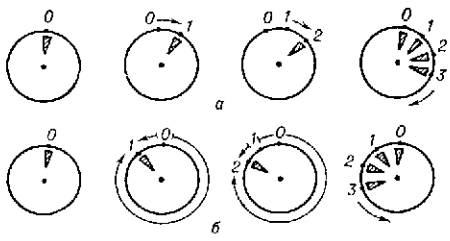
А. Г. Валюс.

СТРОБОСКОПИ́ЧЕСКИЙ МЕ́ТОД ИЗМЕРЕ́НИЙ, основан на освещении вращающегося или колеблющегося тела короткими повторяющимися с известной частотой импульсами света и наблюдении при этом освещении специально нанесённых на тело меток. Благодаря способности клеток сетчатки глаза сохранять раздражение в течение прибл. 0,1 с, отражённый от метки свет, попадая в глаз с частотой более 10 раз в с, создаёт непрерывное раздражение сетчатки, и метка кажется неподвижной (при совпадении частот) или движущейся в ту или иную сторону. Зная частоту вспышек, можно определить частоту колебаний или вращения тела. Приборы, применяемые при С. м. и., наз. стробоскопами.

● Лассан В. Л., Измерение угловых скоростей, М., 1970.

К. П. Широков.

СТРОБОСКОПИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, зрительная иллюзия, возникающая в случаях, когда наблюдение к.-л. предмета осуществляется не непрерывно, а в течение отдельных малых, периодически следующих один за другим интервалов времени (напр., при периодич. открывании и закрывании проецируемой на экран картины вращающимся диском с прорезями — обтюратором, или при периодич. вспышках света в тёмном помещении). С. э. обусловлен и н е р ц и е й з р е н и я, т. е. сохранением в сознании наблюдателя воспринятого зрит. образа на нек-рое (малое) время после того, как вызвавшая образ картина исчезнет. Если время, разделяющее дискр. акты наблюдения, меньше времени «гашения» зрит. образа, то образы, вызванные отд. актами, сливаются и наблюдение субъективно ощущается как непрерывное. Благодаря С. э. возможно получение иллюзии движения при прерывистом наблюдении отд. картин, на каждой из к-рых положения предметов несколько смещены по сравнению с предшествующей. На С. э. основано восприятие движения в кинематографе и телевидении. В частном случае С. э. при наблюдении предметов, имеющих периодическую структуру (окружности, разделённые на равные дуги, колёса со спицами), создаётся иллюзия неподвижности (или замедл. движения), возникающая, когда движущийся предмет периодически (с частотой f_1) занимает прежнее положение. При этом для иллюзии полной неподвижности необходимо, чтобы частота моментов наблюдения f была равна f_1. Так, если частота вращения спицы f_1 равна частоте вспышек f, то вращающаяся спица освещается каждый раз в одном и том же положении O и кажется



неподвижной (рис.). Если же f и f_1 не равны, но близки, то воспринимаемое кажущееся движение предмета характеризуется частотой $f-f_1$. На рис. *а* $f<f_1$, т. е. время между вспышками больше периода оборота спицы, и она успевает сделать целый оборот и ещё повернуться на небольшой угол. При каждой следующей вспышке спица будет казаться сдвинутой немного в направлении вращения последовательно в положении 1, 2, 3 и т. д., т. е. будет казаться медленно вращающейся в том же направлении. Если $f>f_1$, то каждая последующая вспышка будет освещать спицу, когда она ещё не сделала полного оборота, т. е. последовательно в положениях 1, 2, 3 (рис., *б*), и спица будет казаться медленно вращающейся в сторону, противоположную её реальному движению.

Приборы для реализации С. э. этого типа наз. с т р о б о с к о п а м и. В совр. стробоскопах прерывистое освещение осуществляется с помощью импульсных ламп с регулируемой частотой вспышек. Их используют, напр., в индикаторах угл. скоростей.

А. П. Гагарин.

СТРОЙТЕ́ЛЬНАЯ АКУ́СТИКА, область прикладной акустики, в к-рой изучаются вопросы защиты помещений, зданий и территорий населённых мест от шума. Осн. задача С. а.— разработка и изыскание конструктивных элементов зданий (стен, кровель, межэтажных перекрытий), обладающих высокой степенью звукоизоляции от возд. и ударных шумов, разработка облегчённых ограждающих конструкций с повышенной звукоизоляц. способностью и новых градостроит. принципов, способствующих защите жилой застройки от трансп. шума. К области С. а. относятся также мероприятия по снижению шума санитарно-технич. оборудования (водопровода, канализации, лифтов и др.) и понижению шума в производств. помещениях акустич. обработкой стен и потолка. В число задач, решаемых С. а., входят исследования и разработки спец. акустич. материалов.

СТРУКТУ́РНАЯ ВЯ́ЗКОСТЬ, вязкость, связанная с возникновением структуры в жидкости и зависящая от градиента скорости течения. С. в. характерна для дисперсных систем (в т. ч. коллоидных р-ров) и р-ров высокополимеров. С. в. обусловлена тем, что при течении «структурированной» жидкости работа внеш. сил затрачивается не только на преодоление истинной (ньютоновской) вязкости, но и на разрушение структуры, переориентацию вытянутых ч-ц в потоке и т. п. С. в. играет большую роль при перекачивании дисперсных систем (напр., пульпы при углублении фарватера рек) и жидких полимеров по трубопроводам, течении их в аппаратах хим. производств и т. п.

● См. лит. при ст. *Реология.*

Н. И. Малинин.

СТРУКТУ́РНЫЙ АНА́ЛИЗ, см. *Рентгеновский структурный анализ, Нейтронография, Электронография.*

СТРУКТУ́РНЫЙ ФА́КТОР, величина, характеризующая способность одной элем. ячейки кристалла когерентно рассеивать рентг. излучение, гамма-излучение, эл-ны, нейтроны в зависимости от внутр. строения ячейки (числа атомов в ней N, их координат x_j, y_j, z_j, *атомных факторов* f_j).

С. ф. определяется как сумма ат. факторов f_j с учётом имеющихся пространств. сдвигов фаз между волнами, рассеянными разл. атомами:

$$F(h,k,l)=\sum_{j=1}^{N} f_j \exp 2\pi i(hx_j+ky_j+lz_j)$$

($i=\sqrt{-1}$; h, k, l — индексы Миллера, см. *Индексы кристаллографические*). С. ф. связан с *амплитудой рассеяния* элем. ячейки кристалла. Интенсивность $I(h,k,l)$ дифракц. максимума с индексами h, k, l пропорц. квадрату модуля соответствующего С. ф.: $I(h,k,l)\sim|F(h,k,l)|^2$. Отсюда следует, что по экспериментально определяемым $I(h,k,l)$ можно найти лишь модуль С. ф. $|F(h,k,l)|$, так что однозначно определить С. ф. по интенсивностям дифракц. максимумов нельзя.

Связь С. ф. с индивидуальными рассеивающими св-вами каждой крист. структуры лежит в основе структурных исследований кристаллов. Так, в зависимости от симметрии расположения атомов в элем. крист. ячейке

в тех или иных из разрешённых *Брэгга — Вульфа условием* направлениях рассеянные атомами волны могут взаимно погаситься, так что интенсивности $I(h,k,l)$ соответствующих дифракц. максимумов обращаются в нуль. По тому, какие именно дифракц. максимумы исчезли, можно (хотя и не всегда однозначно) определить пространственную группу симметрии кристалла.

Зная С. ф. для всех дифракц. отражений h, k, l, можно построить распределение электронной плотности (электростатич. потенциала или спиновой плотности) кристалла, что служит теор. основой структурного анализа кристаллов.

● См. лит. при ст. *Рентгеновский структурный анализ, Дифракция рентгеновских лучей, Электронография, Нейтронография.*

А. В. Колпаков.

СТРУНА в теории колебаний, тонкая, гибкая, сильно натянутая нить с равномерно распределённой по длине плотностью. При возбуждении С., напр. ударом или щипком, она начинает совершать колебат. движения, при к-рых все её участки смещаются в поперечном направлении. Любое колебание С. можно представить в виде суммы её гармонич. собств. колебаний, частоты к-рых f зависят от её длины l, площади сечения S, натяжения Q, плотности материала ρ, а также от условий закрепления концов. Для С., закреплённой на жёстких опорах, $f_n = \frac{n}{2l}\sqrt{\frac{Q}{\rho S}}$, где n — целое число, соответствующее номеру гармонич. составляющей. Заданное в нач. момент распределение смещений, т. е. способ возбуждения С., определяет спектр возбуждённых собств. колебаний. С.— простейшая колебат. система с распределёнными параметрами.

СТРУХАЛЯ ЧИСЛО́ [по имени чеш. учёного В. Струхаля (Строугаль; V. Strouhal)], *подобия критерий* нестационарных движений жидкостей или газов. Характеризует одинаковость протекания процессов во времени: $Sh = l/vt = \omega l/v$, где l, v — характерные линейный размер и скорость течения, t — характерный для нестационарного движения промежуток времени, ω — характерная частота (иногда через Sh обозначают обратную величину vt/l). При расчёте колебаний упругих тел в потоках жидкостей или газов (напр., колебаний крыла самолёта, перископа), а также пульсаций давления в зонах отрыва потока (напр., пульсаций давления за обтекаемым телом, на днище ракеты) пользуются эмпирич. законом постоянства С. ч.: $Sh \approx 0{,}2$—$0{,}3$, к-рый выполняется в широком диапазоне изменения *Рейнольдса числа*.

Аналогичный критерий $Ho = vt/l$ в механич., тепловых и эл.-магн. процессах наз. критерием гомохронности. С. ч.— частный вид критерия гомохронности, применяемый в гидроаэромеханике.

С. Л. Вишневецкий.

СТРУЯ, форма течения жидкости, при к-рой жидкость (газ) течёт в среде (газе, жидкости, плазме) с отличающимися от С. параметрами (скоростью, темп-рой, плотностью и т. п.). Струйные течения чрезвычайно распространены и разнообразны (от С., вытекающей из *сопла* ракетного двигателя, до струйных течений в атмосфере и океане). При их изучении рассматриваются изменения скорости, плотности, концентрации компонентов газа и темп-ры как в самой С., так и в окружающей её среде. Струйные течения классифицируют по наиболее существ. признакам, характеризующим течение в С. Наиб. распространены С., вытекающие из сопла, трубы или отверстия в стенке сосуда. В зависимости от формы поперечного сечения отверстия (сопла) рассматривают круглые, квадратные, плоские С. и т. п. Если скорости течения в С. на срезе сопла параллельны, её наз. осевой; различают также веерные и закрученные С.

В соответствии с хар-ками в-ва рассматривают С. капельной жидкости, газа, плазмы и т. п. В особый класс выделяют двухфазные С., напр. газовые, содержащие жидкие или тв. ч-цы. Для С. сжимаемых газов существенным явл. отношение скорости газа v_0 на срезе сопла к скорости a распространения звук. волн — *Маха числа* $M = v_0/a$; в зависимости от значения M различают С.: дозвуковые ($M<1$) и сверхзвуковые ($M>1$). В зависимости от направления скорости течения газа (жидкости) в окружающей среде различают С., вытекающие в спутный (направленный в ту же сторону), встречный и сносящий поток (напр., С. жидкости, вытекающая из трубы в реку и направленная соответственно по течению, против течения и под углом к скорости течения реки). С., вытекающая в бассейн,— пример С., вытекающей в неподвижную среду. Если состав жидкости (газа) в С. и окружающей её неподвижной среде одинаков, С. наз. затопленной (напр., С. воздуха, вытекающая в неподвижную атмосферу). С. наз. свободной, если она вытекает в среду, не имеющую ограничивающих поверхностей, полуограниченной, если она течёт вдоль плоской стенки, стеснённой, если вытекает в среду, ограниченную тв. стенками (напр., С., вытекающая в трубу большего диаметра, чем диаметр сопла).

В соответствии с физ. особенностями в-ва С. и внеш. среды различают С. смешивающиеся (С. газа, вытекающая в воздух) и несмешивающиеся (С. воды, вытекающая в атмосферу). Поверхность несмешивающейся С. неустойчива, и на нек-ром расстоянии от среза сопла С. распадается на капли. Дальнобойность такой С.— расстояние, на к-ром она сохраняется монолитной, зависит от физ. св-в её в-ва и уровня нач. возмущений в сопле.

В случае, когда в-во С. способно смешиваться с в-ном внеш. среды, на границе раздела образуется монотонно расширяющаяся вдоль С. область вязкого перемешивания — струйный пограничный слой. В зависимости от режима течения в слое перемешивания различают С. ламинарные или турбулентные. С., вытекающая из сопла реактивного двигателя летящего самолёта,— пример турбулентной сверхзвуковой С., вытекающей в спутный поток, к-рый в зависимости от скорости полёта самолёта может быть дозвуковым или сверхзвуковым. В дозвуковой С. статич. давление в любой точке С. постоянно и равно давлению в окружающем пр-ве. Такие С., наз. изобарическими, широко распространены в различных техн. системах. На срезе сопла спутной изобарич. С. (сечение aa, рис. 1) скорость течения v_0 отличается от скорости спутного потока $v_н$. На границе С. и внеш. потока образуется пограничный слой T, состоящий из газа С. и увлечённого сю газа внеш. среды. Расход газа в С., ограниченной размером b, по мере удаления от среза сопла монотонно увеличивается за счёт вовлечения в С. газа из внеш. среды, но суммарное кол-во движения газа, определённое по избыточной скорости $v_0 - v_н$, остаётся неизменным.

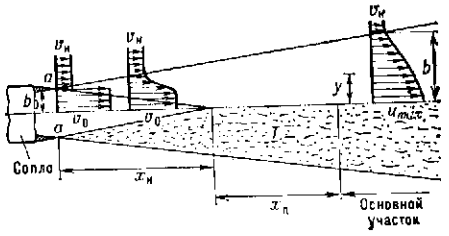


Рис. 1. Спутная изобарическая струя газа: b_0 — радиус сопла; b — радиус струи; $x_н$ — длина нач. участка; $x_п$ — длина переходного участка; v_0 — скорость течения на срезе сопла; $v_н$ — скорость течения внеш. среды; $v_m \leqslant v_0$ — скорость течения на оси струи; T — пограничный слой струи.

В нач. участке С. при $x<x_н$ расширяющийся пограничный слой ещё не достигает оси течения; скорость v вблизи оси постоянна и равна скорости на срезе сопла. В переходном участке С. $x_н<x\leqslant x_п$ вязкое перемешивание распространяется на весь объём С., скорость течения на оси уменьшается, но профили ещё продолжают изменяться. В осн. участке С. ($x>x_п$) скорость течения на оси продолжает уменьшаться, а профили относит. скорости $\Delta v/\Delta v_m = f(y/b)$ становятся неизменными (автомодельными; см. *Автомодельное течение*) ($\Delta v = v - v_н$, $\Delta v_m = v_m - v_н$ — избыточные скорости в рассматриваемой точке течения и на оси С.). Уширение С. на осн. участке, так же как и расширение пограничного слоя в нач. участ-

ке турбулентной С., зависит от разницы скорости на оси С. и скорости внеш. потока. Аналогичные зависимости характеризуют изменения темп-ры и концентрации компонентов газа в случае, если они различны у газа С. и внеш. среды.

Более сложны сверхзвук. турбулентные нерасчётные С., напр. С., вытекающие из сверхзвук. сопел реактивных и ракетных двигателей, газовых и паровых турбин. Нач. газодинамич. участок нерасчётной сверхзвуковой С. (первая «бочка», рис. 2)

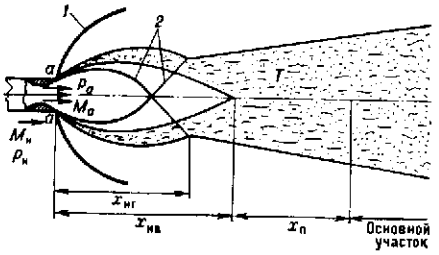


Рис. 2. Сверхзвук. нерасчётная струя в сверхзвук. спутном потоке: $x_{нг}$ — нач. газодинамич. участок струи (первая «бочка»); $x_п$ — переходный участок струи; $x_{нв}$ — расстояние, на к-ром слой вязкого перемешивания достигает оси течения; T — область вязкого перемешивания (пограничный слой) струи; *1* — ударная волна, возникающая в спутном потоке; *2* — ударные волны в струе.

$x \leqslant x_{нг}$ определяется как расстояние от среза сопла до пересечения *ударных волн 2* с границей С. Геом. размеры и структура этого участка зависят от нерасчётности С. $n=p_a/p_н$ (где p_a — давление в С. на срезе сопла, $p_н$ — давление в окружающей среде), чисел Маха на срезе сопла M_a и в окружающей среде $M_н$ и физ. характеристик газа С. и внеш. среды. Возникающий на границе С. слой вязкого перемешивания достигает оси С. на расстоянии $x_{нв}$. Далее после переходного участка $x_п$, в к-ром затухают волны давления и устанавливаются автомодельные профили скорости, темп-ры и концентрации, С. становится изобарической. В случаях сверхзвук. течения в спутном потоке ($M_н>1$) за С. образуется ударная волна *1*. Рассмотренные схемы С. отличаются от действительного течения, к-рое значительно сложнее, однако на их основе удаётся создать методики расчёта, позволяющие с достаточной точностью определить поля скоростей, темп-ры и концентрации в С. и окружающей среде. Это необходимо для определения кол-ва в-ва, захватываемого (эжектируемого) С. из внеш. среды, расчётов силового и теплового вз-ствия С. с поверхностью, расположенной на заданном расстоянии от среза сопла, излучения С. и для ряда др. задач.

● Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960; Вулис Л. А., Кашкаров В. П., Теория струй вязкой жидкости, М., 1965; Сверхзвуковые струи идеального газа, ч. 1—2, М., 1970—1971; Турбулентное смешение газовых струй, под ред. Г. Н. Абрамовича, М., 1974.

М. Я. Юделович.

СТУПЕ́НЧАТАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ, см. в ст. *Ионизация*.

СТЭ́НТОНА ЧИСЛО [по имени англ. учёного Т. Стэнтона (Th. Stanton)], один из *подобия критериев* тепловых процессов, характеризующий интенсивность диссипации энергии в потоке жидкости или газа: $St=\alpha/c_p\rho v$, где α — коэфф. теплоотдачи, c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении, ρ — плотность, v — скорость течения. С. ч. явл. безразмерной формой коэфф. теплоотдачи и связано с *Нуссельта числом Nu* и *Пекле числом Pe* соотношением: $St=Nu/Pe$. С. ч. выражается также через безразмерный коэфф. поверхностного трения C_f или *гидродинамического сопротивления* λ. В случае $Pr=1$ (см. *Прандтля число*) $St=C_f/2=\lambda/8$.

СУБЛИМА́ЦИЯ (от лат. sublimo — высоко поднимаю, возношу), возгонка, переход в-ва из крист. состояния непосредственно (без плавления) в газообразное; происходит с поглощением теплоты (*фазовый переход* 1 рода). С.— одна из разновидностей *парообразования*; возможна во всём интервале темп-р и давлений, при к-рых твёрдая и газообразная фазы сосуществуют. Необходимая для С. энергия наз. теплотой сублимации. Зависимость между теплотой С., давлением насыщенных паров над тв. телом и темп-рой в условиях равновесного перехода выражается *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. С. металлич. кристаллов приводит к образованию одноатомных паров; ионные кристаллы, испаряясь, часто образуют в газовой фазе полярные молекулы; мол. кристаллы образуют пары, состоящие из молекул. Осн. кинетич. характеристикой С. явл. скорость С.— масса в-ва, сублимирующего в ед. времени. Зависимость предельной скорости С. в-ва от темп-ры и св-в газообразной фазы определяет выбор в-в для теплозащиты космич. аппаратов, спускающихся с околоземной орбиты на Землю. С. широко применяется также для очистки твёрдых в-в (возгонка с последующим выращиванием чистых кристаллов в газовой среде).

СУБМИЛЛИМЕТРО́ВАЯ СПЕКТРОСКО́ПИЯ, исследования спектров в-в в субмиллиметровом диапазоне длин волн λ. Субмиллиметровые волны ($\lambda \sim$ ~ 100—1000 мкм) занимают промежуточное положение в спектре эл.-магн. волн между длинноволновым *ИК излучением* и СВЧ диапазоном. Они долго оставались последним «белым пятном» на шкале *электромагнитных волн*. Их освоению и использованию препятствовала невозможность непосредственного перенесения в этот диапазон методов генерирования, усиления и канализации излучения, а также методов измерений, развитых для соседних участков спектра.

В диапазоне субмиллиметровых волн лежат частоты вращат. спектров и крутильных колебаний полярных *молекул*, частоты колебаний атомов в ионных и мол. кристаллах (см. *Колебания кристаллической решётки*); ему соответствуют энергии фазовых переходов в *сегнетоэлектриках*, *сверхпроводниках* и *ферромагнетиках*, практически весь спектр возбуждённых состояний мелких примесей в ПП, а также энергии связи мн. примесных комплексов, *экситонов*, частоты зеемановских и штарковских переходов для возбуждённых состояний примесей, резонансные частоты эл-нов проводимости и дырок и др. Субмиллиметровые спектры содержат информацию о хим. и изотопном составе мн. в-в, о строении молекул, их электрич. и магн. св-вах, о внутримол. и межмол. взаимодействиях. С. с. перспективна для исследования в-в во всех агрегатных состояниях, включая *плазму*.

Осн. приборы С. с.— Фурье спектрометры (см. *Фурье спектроскопия*), *лазеры* и субмиллиметровые спектрометры сверхвысокого разрешения, разрешающая способность и чувствительность к-рых в 10^3 раз выше, чем у Фурье спектрометров. Устройство таких спектрометров мало отличается от спектрометров *электронного парамагнитного резонанса* или *циклотронного резонанса*. Источником излучения в таком спектрометре служит *лампа обратной волны*. Питающее напряжение в нек-ром диапазоне изменяется плавной перестройкой λ (сканирование). Схема выполняется из квазиоптич. устройств (см. *Квазиоптика*), а управление поляризацией, мощностью, отражением и пропусканием излучения осуществляется с помощью элементов из одномерных проволочных сеток. Они же служат отражающими зеркалами в *открытых резонаторах*, предназначенных для измерений λ. Наиболее употребительны спектрометры с акустич. детекторами и охлаждаемыми приёмниками из InSb с электронной проводимостью. Для исследования газов применяются акустич. детекторы. Излучение модулируется по интенсивности звук. частотой, а в ячейку с газом помещают чувствит. микрофон, к-рый регистрирует колебания давления газа (с частотой модуляции), возникающие при нагреве газа, вызванном поглощением излучения. Вне линий поглощения детектор не реагирует на проходящее через ячейку излучение.

Субмиллиметровый спектрометр с акустич. детектором позволил расшифровать спектры молекул OCS, NH_3, SO_2 и др. Его чувствительность (по коэфф. поглощения) $\sim 10^{-8}$ $см^{-1}$ (наивысшая чувствительность в субмиллиметровой области). Она может быть увеличена, если использовать источники излучения большой мощ-

ности, т. к. при увеличении мощности излучения растёт величина сигнала (предел — мощность, при к-рой происходит насыщение линий поглощения). Напр., при использовании в кач-ве генератора *мазера* на циклотронном резонансе была достигнута чувствительность $\sim 10^{-11}$ см$^{-1}$.

Перестраиваемые лазеры субмиллиметрового диапазона пока не вышли из лабораторной стадии, и лазерная С. с. возможна лишь за счёт *Зеемана эффекта* при использовании лазеров и вариации магн. поля или изменением др. параметров электрич. поля, давления и т. д.

Н. А. Ирисова, Е. М. Гершензон.

СУБЪЕКТИ́ВНЫЕ ТОНА́, *комбинационные тона*, возникающие из-за нелинейности процесса восприятия звука в слуховом аппарате человека при воздействии на него звука большой интенсивности.

СУММОВО́Й ТОН, *комбинационный тон* с частотой $\omega_1+\omega_2$, возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на неё двух звук. колебаний с частотами ω_1 и ω_2.

СУПЕРГРАВИТА́ЦИЯ, калибровочная теория *суперсимметрии*. Представляет собой суперсимметричное обобщение общей теории относительности (теории *тяготения*). Расширенная теория С. обладает симметрией, в принципе позволяющей объединить все известные виды вз-ствий — гравитац., слабое, эл.-магн. и сильное.

А. А. Славнов.

СУПЕРИО́ННЫЕ ПРОВОДНИКИ (твёрдые электролиты), *ионные кристаллы*, обладающие высокой ионной проводимостью, сравнимой с проводимостью жидких (расплавленных) электролитов. С. п. представляют собой дефектные (см. *Дефекты*) или особым образом разупорядоченные структуры, в к-рых атомы одного сорта ионов могут занимать не одно фиксированное в элем. ячейке положение, а неск. таких положений, и легко мигрировать между ними, а следовательно, и по всей крист. решётке. Примеры С. п.: AgI, Ag_4RbI_5, CuBr (мигрирует металлич. катион), β-глинозём $Na_2O\cdot nAl_2O_3$ ($n=5-11$, мигрирует ион Na^+ по плоскостям, лежащим между блоками Al_2O_3). Известны также С. п., в к-рых носителями заряда явл. анионы F^- в тв. р-ре CaF^2-YF^3. С. п. находят применение в технике, в частности для создания источников тока.

В. К. Вайнштейн.

СУПЕРПАРАМАГНЕ́ТИЗМ, квазипарамагнитное поведение в-в (неоднородных сплавов), включающих очень малые ферро- или ферримагнитные ч-цы (кластеры), слабо взаимодействующие друг с другом. Очень малые ч-цы (с линейными размерами $\sim 100-10$ Å и меньше) переходят ниже *Кюри точки* в однодоме́нное ферро- или ферримагнитное состояние (т. е. такое состояние, при котором по всей ч-це *намагниченность* однородна). Однако направление намагниченности таких ч-ц благодаря тепловым флуктуациям хаотически изменяется, подобно тому как меняется под воздействием теплового движения направление *магнитных моментов* атомов или ионов в парамагнетике. В результате система малых ч-ц ведёт себя в магн. полях и при изменении темп-ры подобно парамагн. газу из N атомов (N — число однодоме́нных ч-ц, каждая из к-рых обладает магн. моментом M). Для неё выполняется закон Кюри в слабых магн. полях и применима ф-ла Ланжевена для намагниченности в области *магнитного насыщения*. Намагниченность суперпарамагнетиков может быть во много раз больше намагниченности обычных *парамагнетиков*. Чтобы векторы намагниченности ч-ц хаотически меняли свою пространств. ориентацию, энергия теплового движения (kT) должна быть больше или порядка энергии *магнитной анизотропии* ч-цы (KV, где K — константа анизотропии, V — объём ч-цы). Для этого при темп-рах ~ 100 К размер ч-ц должен быть меньше 100 Å. Типичными представителями суперпарамагн. систем явл. малые ч-цы Co, выделяющиеся при распаде тв. раствора Cu — Co (2% Co), мелкие выделения Fe в β-латуни (0,1% Fe), Cu в Mn, Ni в Au, а также нек-рые антиферромагн. окислы.

● Вонсовский С. В., Суперпарамагнетизм, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 5, М., 1966, с. 103; его же, Магнетизм, М., 1971, с. 805.

А. С. Боровик-Романов.

СУПЕРПОЗИ́ЦИИ ПРИ́НЦИП (наложения принцип), 1) допущение, согласно к-рому результирующий эффект сложного процесса воздействия представляет собой сумму эффектов, вызываемых каждым воздействием в отдельности, при условии, что последние взаимно не влияют друг на друга. С. п. строго применим к системам, поведение к-рых описывается линейными соотношениями (т. н. линейные системы). Напр., если среда, в к-рой распространяется волна S, линейна, т. е. её св-ва не меняются под действием возмущений, создаваемых волной, то все эффекты, вызываемые негармонич. волной, могут быть определены как сумма эффектов, создаваемых каждой из её гармонич. составляющих: $S=S_1+S_2+S_3+\ldots$ С. п. играет большую роль в теории колебаний, теории цепей и др. разделах физики и техники.

В. В. Мигулин.

2) В теории классич. полей и в квант. теории — положение, согласно к-рому суперпозиция (т. е. результат суммирования, наложения друг на друга) любых допустимых в данных условиях состояний физ. системы (или возможных процессов в ней) явл. также допустимым состоянием (или соответственно возможным процессом). Так, классич. эл.-магн. поле в вакууме удовлетворяет С. п.: сумма любого числа физически реализуемых полей есть также физически реализуемое эл.-магн. поле. В силу С. п. эл.-магн. поле, созданное совокупностью электрич. зарядов и токов, равно сумме полей, создаваемых этими зарядами и токами по отдельности. Слабое гравитац. поле также с хорошей точностью подчиняется С. п.

В классич. физике С. п.— приближённый принцип, вытекающий из линейности ур-ний движения соответствующих систем (что обычно явл. хорошим приближением для описания реальных систем), напр. *Максвелла уравнений* для эл.-магн. поля. Т. о., он вытекает из более глубоких динамич. принципов и поэтому не явл. фундаментальным. Он и не универсален. Так, достаточно сильное гравитац. поле не удовлетворяет С. п., поскольку оно описывается нелинейными ур-ниями Эйнштейна (см. *Тяготение*); макроскопич. эл.-магн. поле в в-ве, строго говоря, также не подчиняется С. п. в силу зависимости (иногда существенной) диэлектрич. и магн. проницаемостей от внеш. поля (напр., в *ферромагнетике*) и т. д.

В квант. механике С. п.— фундам. принцип, один из осн. постулатов, определяющий вместе с *неопределённостей соотношением* структуру матем. аппарата теории. Из С. п. следует, что состояния квантовомеханич. системы должны изображаться векторами линейного пр-ва (см. *Квантовая механика*), в частности *волновыми функциями*; что *операторы* физ. величин должны быть линейными и т. д. С. п. утверждает, что если квантовомеханич. система может находиться в состояниях, описываемых волн. ф-циями ψ_1, ψ_2, . . ., ψ_n, то физически допустимой будет и суперпозиция этих состояний, т. е. состояние, изображаемое волн. ф-цией:

$$\psi=c_1\psi_1+c_2\psi_2+\ldots+c_n\psi_n, \qquad (*)$$

где c_1, c_2, . . ., c_n — произвольные комплексные числа. Из С. п. следует, что любая волн. ф-ция может быть разложена в сумму (вообще говоря, бесконечную) собств. ф-ций оператора любой физ. величины; при этом квадраты модулей коэфф. в разложении имеют смысл вероятностей обнаружить на опыте соответствующие значения этой величины. Суперпозиция состояний (*) определяется не только модулями коэфф. c_i, но и их относит. фазами, поэтому она означает интерференцию состояний ψ_i. Возможность такой интерференции проявляется, напр., в *дифракции микрочастиц*. Квант. С. п. лишён наглядности, характерной для С. п. в классич. физике, т. к. в квант. теории в суперпозиции участвуют (складываются) альтернативные, с классич. точки зрения взаимоисключающие друг друга, состояния. С. п. отражает волн. природу микрочастиц.

В релятив. квант. теории, рассматривающей процессы, в к-рых могут происходить взаимопревращения ч-ц, С. п. должен быть дополнен т. н. правилами суперотбора. Напр., суперпозиции состояний с разными значениями электрического, барионного, лептонного зарядов физически не реализуемы: их существование означало бы, что при измерении, напр., электрич. заряда квант. системы можно с определ. вероятностью получить разные его значения, что противоречит опыту. Поэтому операторы физ. величин не должны менять заряды. Это накладывает на матричные элементы операторов определ. ограничения, к-рые и наз. правилами суперотбора.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика*.

О. И. Завьялов.

СУПЕРСИММЕТРИЯ (Ферми—Бозе симметрия), симметрия, связывающая поля, кванты к-рых обладают целочисл. спином (явл. бозонами), с полями, кванты к-рых имеют полуцелый спин (явл. фермионами). Поля, преобразующиеся при преобразованиях С. друг через друга, образуют семейства — супермультиплеты, описывающие ч-цы с одинаковой массой, но с разными спинами. При нулевой массе в супермультиплет входят ч-цы со спинами J, $J+{}^1/_2$, а при ненулевой массе — со спинами $J-{}^1/_2$, J, $J+{}^1/_2$. Разл. члены мультиплета можно сравнить с компонентами вектора. Подобно тому, как при бесконечно малом повороте на угол $\delta\alpha$ вокруг оси z компонента x преобразуется по закону

$$x \to x' = x + \delta\alpha \cdot y,$$

простейшее преобразование С., связывающее скалярную ($J=0$) и спинорную ($J={}^1/_2$) компоненты супермультиплета, имеет вид:

$$\psi(x) \to \psi'(x) = \psi(x) + \varepsilon \cdot \varphi(x), \quad (1)$$

где $\psi(x)$ — *оператор* спинорного, $\varphi(x)$ — оператор скалярного полей (x — пространственно-временна́я точка), а параметр ε играет роль «угла поворота». Т. к. $\varphi(x)$ — коммутирующий оператор, а $\psi(x)$ — антикоммутирующий, для самосогласованности ур-ния (1) необходимо, чтобы «угол» ε был антикоммутирующей переменной. Это отличает С. от всех прочих симметрий.

Характерным св-вом преобразований С. явл. тот факт, что если последовательно применить это преобразование два раза — сначала в одном порядке, а потом в противоположном — и сложить результаты этих двух операций, то это приведёт к сдвигу ф-ции, описывающей ч-цу, в др. пространственно-временну́ю точку, т. е. бесконечно малые преобразования С. и пространственно-временны́е сдвиги оказываются связанными (образуют общую алгебру).

Подобно тому, как инвариантность относительно вращений в изотопич. пр-ве означает нечувствительность яд. сил к замене протона нейтроном или π^+-мезона π^--мезоном, С. вз-ствия означает его нечувствительность к выбору разл. компонент супермультиплета. Точнее, С. устанавливает связь между *константами связи* («зарядами») ч-ц супермультиплета. Напр., суперсимметричное обобщение электродинамики описывает эл.-магн. вз-ствие скалярных и спинорных ч-ц (в т. ч. и их самодействие). Особый интерес представляет суперсимметричное обобщение теории калибровочных *Янга — Миллса полей*, поскольку оно содержит все компоненты, необходимые для описания слабого и эл.-магн. вз-ствий: спинорные ч-цы (*лептоны*, *кварки*), векторные ч-цы (фотон, *промежуточные векторные бозоны*) и скалярные ч-цы (т. н. хиггсовские бозоны, соответствующие *Хиггса полю*). Условие С. устанавливает связи между массами всех этих ч-ц и константами вз-ствия. Нек-рые суперсимметричные модели слабого и эл.-магн. вз-ствий не противоречат имеющимся эксперим. данным.

В реальном мире С. должна быть нарушена, поскольку в природе не наблюдаются фермионы и бозоны одинаковой массы. При *спонтанном нарушении симметрии* с необходимостью возникает голдстоуновский фермион — спинорная ч-ца с нулевой массой [см. (1)].

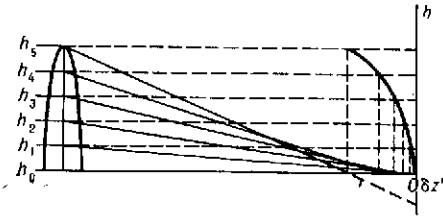
Наиб. интересным применением С. явл. суперсимметричное обобщение теории *тяготения* — с у п е р г р а в и т а ц и я. Она включает преобразования С. с параметрами ε, зависящими от координат, т. е. локальные преобразования С. Так же, как калибровочная инвариантность (см. *Калибровочная симметрия*) приводит к необходимости существования калибровочного эл.-магн. поля, инвариантность относительно локальных преобразований С. требует введения безмассовой ч-цы со спином ${}^3/_2$ (её называют гравитино). Партнёром её по супермультиплету явл. безмассовая ч-ца со спином 2, к-рую можно отождествить с *гравитоном*. Локальное обобщение расширенной С., затрагивающей как пространственно-временны́е, так и внутр. степени свободы, приводит к расширенной супергравитации. В этом случае супермультиплеты содержат, помимо ч-ц со спином 2 и ${}^3/_2$, также ч-цы со спинами 1, ${}^1/_2$, 0, а соответствующее вз-ствие может включать, кроме гравитационного, также эл.-магн. поле и поля типа Янга — Миллса. Т. о., расширенная супергравитация в принципе позволяет объединить все известные вз-ствия: гравитац., слабое, эл.-магн. и сильное. Однако имеющиеся модели пока далеки от описания реальной действительности (в частности, в них нет места таким фундам. ч-цам, как мюон и Z-, W-бозоны).

● О г и е в е ц к и й В. И., М е з и н ч е с к у Л., Симметрии между бозонами и фермионами и суперполя, «УФН», 1975, т. 117, в. 4; Ф р и д м а н Д., Н ь ю в е н х ё й з е н П. в а н, Супергравитация и унификация законов физики, там же, 1979, т. 128, в. 1.

А. А. Славнов.

СУ́ТКИ (сут), внесистемная ед. времени, соответствующая периоду обращения Земли вокруг своей оси, равна 24 ч или 86 400 с. Продолжительность С. определяется промежутком времени между двумя последовательными верхними (или нижними) кульминациями точки весеннего равноденствия (з в ё з д н ы е С.) или центра Солнца (и с т и н н ы е с о л н е ч н ы е С.). Ср. продолжительность истинных солн. С. за год определяет т. н. с р е д н и е с о л н е ч н ы е С., они равны 24 ч 3 мин 56,55536 с звёздного времени. 1 звёздные С. = =0,9972696 ср. солнечных С.

СФЕРИ́ЧЕСКАЯ АБЕРРА́ЦИЯ, одна из осн. *аберраций оптических систем*; проявляется в несовпадении гл. *фокусов* для лучей света, прошедших через осесимметрич. оптич. систему (*линзу*, *объектив* и т. д.) на разных расстояниях от оптической оси системы (рис.). Фокус *параксиального пучка лучей*, проходящего через центр. зону системы h_0h_1, располагается в г а у с с о в о й п л о с к о с т и (ГП) Oh; фокусы лучей, к-рые проходят через др. кольцевые зоны (h_1h_2, h_2h_3 и т. д.), находятся ближе ГП для собирающих (положит.) систем и дальше — для рассеивающих (отрицат.) систем. Вследствие С. а. изображение, создаваемое параллельным пучком лучей на перпендикулярном оси экране в точке O, имеет вид не точки, а кружка с ярким ядром и ослабевающим по яркости ореолом. При перемещении экрана вдоль оптич. оси размеры этого т. н. к р у ж к а р а с с е я н и я и распределение освещённости в нём меняются. Для нек-рого положения экрана размеры кружка минимальны (меньше, чем в ГП, примерно в 4 раза). Различают продольную и поперечную С. а. Первая измеряется длиной отрезка $O\delta s'$, отсчитанной от ГП до гл. фокуса лучей, прошедших через крайнюю зону оптич. системы (h_3h_5 на рис.); мерой поперечной С. а. служит радиус кружка рассеяния в ГП $O\delta z'$, определяемый лучами, идущими от крайней зоны. Т. к. для собирающих линз $O\delta s'<0$, а для рассеивающих $O\delta s'>0$, то спец. подбором линз в оптич. системе можно почти полностью устранить С. а. У одиночных линз со



Сферич. аберрация положительной (собирающей) линзы.

сферич. поверхностями С. а. можно уменьшить, выбирая оптим. соотношения радиусов кривизны этих поверхностей. При *преломления показателе* материала линзы $n=1{,}5$ С. а. минимальна, если отношение радиусов кривизны равно $^1/_6$. Уменьшить С. а. можно также, используя оптич. элементы с асферич. поверхностями.

● См. лит. при ст. *Аберрации оптических систем.* *Л. Н. Капорский.*

СФЕРИ́ЧЕСКАЯ ВО́ЛНА, волна, радиально расходящаяся от источника или сходящаяся к приёмнику; волн. фронт её — сфера. Простейшим примером явл. гармонич. симметричная С. в. в среде без поглощения:

$$u(r,\ t) = \frac{A}{r}\cdot e^{i\omega t \mp ikr}, \qquad (1)$$

где r — расстояние от источника, A/r — амплитуда, $\omega t \mp kr$ — фаза волны, ω — круговая частота, k — волн. число. По мере удаления от источника значение $|u^2(r,\ t)|$ убывает как $1/r^2$. Но т. к. плотность потока энергии волны $S \sim |u(r,\ t)|^2$, то вследствие закона сохранения энергии полная мощность $S_0 \cdot 4\pi r^2$, уносимая от центра расходящейся волной (или приходящая к нему в сходящейся волне), остаётся постоянной. С. в. (1) — одно из решений трёхмерного *волнового уравнения*. При отсутствии *дисперсии волн* общее сферически симметричное решение этого ур-ния можно представить как суперпозицию сходящихся и расходящихся волн вида:

$$u(r,\ t) = \frac{1}{r} f(t \mp r/v), \qquad (2)$$

где $f(t \mp r/v)$ — нек-рое стационарное возмущение, удовлетворяющее однородному волн. ур-нию, v — фазовая скорость.

Несимметричной С. в. наз. волна со сферич. фазовыми фронтами, амплитуда к-рой зависит от полярной ϑ и азимутальной φ координат:

$$u(r,\ \vartheta,\ \varphi,\ t) = u(r,\ t)\,\psi(\vartheta,\ \varphi), \qquad (3)$$

где $u(r,\ t)$ — волн. возмущение, напр. в форме (1) или (2), а $\psi(\vartheta,\ \varphi)$ — суперпозиция сферич. гармоник. В однородной среде на больших расстояниях от источника волн. поле почти всегда имеет вид (3). Подбором распределения $\psi(\vartheta,\ \varphi)$ можно сконцентрировать поле внутри определ. телесного угла. Так формируется направление излучения волн, напр. в *антеннах*.

● См. лит. при ст. *Волны.*

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

СФЕРИ́ЧЕСКИЙ МА́ЯТНИК, *материальная точка*, движущаяся под действием силы тяжести по гладкой сферич. поверхности, в частности по полусфере, обращённой выпуклостью вниз. См. *Маятник*.

СФЕРИ́ЧЕСКОЕ ЗЕ́РКАЛО, см. *Зеркало оптическое.*

СЦИНТИЛЛЯ́ТОРЫ, *люминофоры*, в к-рых под действием ионизирующих излучений возникают световые вспышки — сцинтилляции. С. могут служить мн. кристаллофосфоры (напр., ZnS, NaI), органич. кристаллы (напр., антрацен, стильбен), р-ры пластмасс, инертные газы. С. применяют в *сцинтилляционных счётчиках*, осн. требование к ним — прозрачность для собств. излучения.

СЦИНТИЛЛЯЦИО́ННЫЙ СЧЁТЧИК, детектор ядерных ч-ц, осн. элементами к-рого являются в-во, люминесцирующее под действием заряж. ч-ц (*сцинтиллятор*), и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Визуальные наблюдения световых вспышек (сцинтилляций) под действием α-частиц и осколков *деления атомных ядер* были осн. методом *ядерной физики* в нач. 20 в. Позднее этот метод был вытеснен *ионизационными камерами* и *пропорциональными счётчиками*. Его возвращение в яд. физику в кон. 40-х гг. связано с появлением многокаскадных фотоумножителей, способных регистрировать чрезвычайно слабые световые вспышки.

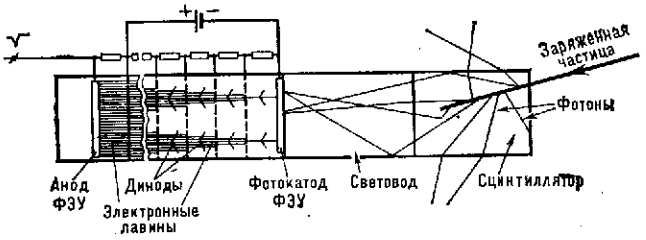


Рис. 1. Схематич. изображение сцинтилляц. счётчика.

Заряж. ч-ца, проходя через сцинтиллятор, наряду с ионизацией атомов и молекул, возбуждает их. Возвращаясь в осн. состояние, они испускают фотоны (см. *Люминесценция*). Фотоны, попадая на катод ФЭУ, выбивают эл-ны, в результате чего на аноде ФЭУ возникает электрич. импульс, к-рый далее усиливается и регистрируется (рис. 1). Регистрация нейтр. ч-ц (нейтронов, γ-квантов и др.) происходит по вторичным заряж. ч-цам, образующимся при их вз-ствии с атомами сцинтиллятора.

Доля энергии регистрируемой ч-цы, к-рая превращается в световую энергию, наз. конверсионной эффективностью η. Наибольшими η обладают кристаллы NaI, активированные Tl, антрацена и ZnS (табл. 1). Интенсивность свечения после прохождения ч-цы изменяется во времени экспоненциально: $I = I_0 e^{t/\tau}$, где I_0 — нач. интенсивность; τ — время высвечивания, определяемое временем жизни на возбуждённых уровнях. Для большинства сцинтилляторов τ составляет $\sim 10^{-9}$—10^{-5} с. Чем меньше τ, тем более быстродействующим явл. С. с. Самыми малыми τ обладают пластмассы.

Для того чтобы световая вспышка была зарегистрирована, необходимо, чтобы спектр излучения сцинтиллятора совпадал со спектр. областью чувствительности ФЭУ, а сцинтиллятор был бы прозрачен для собств. излучения. Для регистрации медленных нейтронов в сцинтиллятор добавляют Li или B. Для регистрации быстрых нейтронов используются водосодержащие сцинтилляторы. Для γ-квантов и эл-нов высокой энергии используют NaI (Tl), обладающий большой плотностью, высоким эфф. ат. номером (см. *Гамма-излучение*).

Табл. 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕК-РЫХ КРИСТ. И ЖИДКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В С. с.

	Плотность, г/см³	Время высвечивания, 10^{-9} с	Длина волны в максимуме спектра, Å	Конверсионная эффективность η (для эл-нов), %
Кристаллы				
Антрацен $C_{14}H_{10}$	1,25	30	4450	4
Стильбен $C_{14}H_{12}$	1,1	6	4100	3
NaI (Tl)	3,67	250	4100	6
ZnS (Ag)	4,09	11	4500	10
CsI (Tl)	4,5	700	5600	2
Жидкости				
Раствор *p*-терфинила в ксилоле (5 г/л) с добавлением POPOP[1] (0,1 г/л)	0,86	2	3500	2
Раствор *p*-терфинила в толуоле (4 г/л) с добавлением POPOP (0,1 г/л)	0,86	2,7	4300	2,5
Пластики				
Полистирол с добавлением *p*-терфенила (0,9%) и α-NPO[2] (0,05 весовых %)	1,06	2,2	4000	1,6
Поливинилтолуол с добавлением 3,4% *p*-терфенила и 0,1 весовых % POPOP	1,1	3	4300	2

[1] POPOP — 1,4-ди [-2- (5-фенилоксазолил)]-бензол.
[2] NPO — 2-(1-нафтил)-5-фенилоксазол.

С. с. изготавливают со сцинтилляторами разных размеров от мм³ до м³. Чтобы не «потерять» свет, необхо-

дим хороший контакт ФЭУ со сцинтиллятором. В С. с. небольших размеров сцинтиллятор прикленвается к фотокатоду, а остальные грани часто покрываются слоем светоотражающего в-ва (MgO_2, TiO_2). В С. с. большого размера используют *световоды* (рис. 2). ФЭУ для С. с. должны обладать высокой эффективностью фотокатода ($\sim$ 10%), большим коэфф.

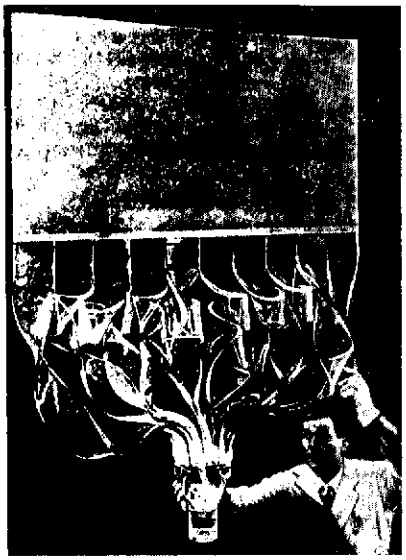


Рис. 2. Внешний вид сцинтилляц. счётчика с пластмассовым сцинтиллятором.

усиления (10^6–10^8), малым временем собирания эл-нов ($\sim$ 10^{-8} с) при высокой его стабильности. Последнее позволяет достичь временного разрешения $\sim$ 10^{-9} с. Высокий коэфф. усиления ФЭУ наряду с малым уровнем собств. шумов делает возможной регистрацию отд. эл-нов, выбитых с фотокатода.

Световой выход сцинтиллятора зависит от энергии, выделенной в нём заряженной ч-цей, что позволяет применять С. с. как спектрометр. Для сильно ионизующих ч-ц (α-частицы, осколки деления) и ч-ц малых энергий ($\mathcal{E} \leqslant 1$ МэВ) наилучшими спектрометрич. хар-ками обладает кристалл NaI(Tl), к-рый имеет линейную зависимость светового выхода от $\mathcal{E}$. Для эл-нов с энергией $\mathcal{E} > 1$ Гэв при толщине кристалла NaI(Tl) $\sim$ 40—50 см разрешение по энергии даётся ф-лой: $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = 2\%/\sqrt[4]{\mathcal{E}}$.

Табл. 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕК-РЫХ ГАЗОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В КАЧ-ВЕ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ В С. с. (ПРИ ДАВЛЕНИИ 740 мм РТ. СТ. ДЛЯ α-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 4,7 МэВ)

	Время высвечивания, с	Длина волны в максимуме спектра, Å	Конверсионная эффективность η, %
Ксенон	10^{-8}	3250	14
Криптон	10^{-8}	3180	8,7
Аргон	10^{-8}	2500	3
Азот	$3 \cdot 10^{-9}$	3900	2

Для измерения очень больших энергий ($\sim$ 10—100 ГэВ) иногда используются гигантские секционированные С. с. полного поглощения, в к-рых масса сцинтиллятора достигает сотен т. Измерение полной выделенной энергии в яд. каскаде позволяет определить энергию налетающей ч-цы с точностью $\sim$ 10%.

Для исследования ч-ц малых энергий ($\leqslant$0,1 МэВ) и осколков деления ядер в кач-ве сцинтилляторов применяются нек-рые газы (табл. 2). Газы обладают линейной зависимостью величины сигнала от энергии ч-цы в широком диапазоне энергий, быстродействием и возможностью изменять тормозную способность изменением давления. Кроме того, источник может быть введён в объём газового сцинтиллятора. В случае газовых сцинтилляторов необходимо применять ФЭУ с кварцевыми окнами (значит, часть излучаемого света лежит в УФ области).

● Биркс Дж., Сцинтилляционные счетчики, пер. с англ., М., 1955. См. также лит. при ст. *Детекторы*.

В. С. Кафтанов.

СЦИНТИЛЛЯ́ЦИЯ (от лат. scintillatio — мерцание), кратковременная ($\sim$ 10^{-4}—10^{-9} с) световая вспышка (вспышка *люминесценции*), возникающая в *сцинтилляторах* под действием ионизирующих излучений. С. впервые визуально наблюдал англ. физик У. Крукс (1903) при облучении α-частицами экрана из ZnS. Атомы или молекулы сцинтиллятора за счёт энергии заряж. ч-ц переходят в возбуждённое состояние; последующий переход из возбуждённого в норм. состояние сопровождается испусканием света — С. Механизм С., её спектр излучения и длительность высвечивания зависят от природы люминесцирующего в-ва, яркость — от природы заряж. ч-ц и от энергии, передаваемой ими ч-цам сцинтиллятора. Так, С. α-частиц и протонов значительно ярче С. β-частиц. Каждая С.— результат действия одной ч-цы; это обстоятельство используют в *сцинтилляционных счётчиках* для регистрации элем. ч-ц.

СЧЁТЧИКИ ЧАСТИ́Ц, импульсные электронные *детекторы* ч-ц. К ним относятся *Гейгера счётчик*, *пропорциональный счётчик*, *сцинтилляционный счётчик* и др.

СЭ́БИН, ед. поглощения энергии звук. волн, равная площади поверхности в 1 квадратный фут, полностью поглощающей падающую на неё энергию. Названа в честь амер. физика У. Сэбина (W. Sabine). С. называют также единицей открытого окна, т. к. через открытое окно звук. энергия из помещения уходит полностью (коэфф. поглощения равен 1). Аналогичная ед. в м^2 наз. м е т р и ч е с к и м С.

Т

ТАНГЕНЦИА́ЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ, то же, что касательное ускорение. См. *Ускорение*.

ТА́НДЕМ, то же, что *перезарядный ускоритель*.

ТА́УНСЕНДОВСКИЙ РАЗРЯД, то же, что *тёмный разряд*.

ТВЁРДОЕ ТЕ́ЛО, агрегатное состояние в-ва, характеризующееся стабильностью формы и хар-ром теплового движения атомов, к-рые совершают малые колебания вокруг положений равновесия. Различают крист. и аморфные Т. т. Кристаллы характеризуются пространств. периодичностью в расположении равновесных положений атомов (см. *Дальний и ближний порядок*). В аморфных телах атомы колеблются вокруг хаотически расположенных точек. Устойчивым состоянием (с миним. внутр. энергией) Т. т. является кристаллическое. С термодинамич. точки зрения аморфное тело находится в метастабильном состоянии и с течением времени должно закристаллизоваться (см. *Аморфное состояние*). Все в-ва в природе (за исключением *гелия жидкого*) затвердевают при атм. давлении и темп-ре $T > 0$ К.

Исследования св-в Т. т. объединились в большую область — ф и з и к у Т. т., развитие к-рой стимулируется потребностями техники. Ок. половины физиков мира работают в области физики Т. т., почти половина всех науч. физ. публикаций относится к исследованию Т. т. Физика Т. т.— источник новых материалов, новые физ. идеи, рождающиеся в физике Т. т., проникают в *ядерную физику*, *астрофизику*, биофизику и др. области науки.

Св-ва Т. т. можно объяснить, исходя из знания его атомно-мол. строения и законов движения его атомных (атомы, ионы, молекулы), а также субатомных (эл-ны, ат. ядра) ч-ц

Накопление и систематизация данных о макроскопич. св-вах Т. т. (*металлов*, минералов и др.) началось с 17 в. Был установлен ряд эмпирич. законов, описывающих воздействие на Т. т. механич. сил, света, электрич. и магн. полей и т. д. Были открыты *Гука закон* (1660), *Дюлонга и Пти закон* (1819), *Ома закон* (1826), *Видемана — Франца закон* (1853) и др. В 1-й пол. 19 в. были созданы осн. концепции *упругости теории*, для к-рой характерно представление о Т. т. как о сплошной среде.

Представление о кристалле как совокупности атомов, упорядоченно расположенных в пр-ве и удерживаемых около положения равновесия силами вз-ствия, было в окончат. виде сформулировано франц. учёным О. Браве в 1848. Однако развитие этой идеи восходит ещё к работе Ньютона (1686), в к-рой рассчитана скорость звука в цепочке упруго связанных ч-ц, и продолжалось Бернулли (1727), Коши (1830) и др. В 1890—91 Е. С. Фёдоров доказал возможность существования 230 пространств. групп *симметрии кристаллов* — 230 вариантов упорядоченного расположения ч-ц в Т. т.

В 1912 нем. физики М. фон Лауэ, П. Книппинг и В. Фридрих открыли дифракцию рентг. лучей на кристаллах, окончательно утвердив представление о Т. т. как упорядоченной дискретной структуре. В 1913 англ. учёный У. Л. Брэгг и Г. В. Вульф установили соотношение, связывающее период крист. решётки, длину волны рентг. излучения и направления дифракц. максимумов (см. *Брэгга — Вульфа условие*). На основе этого были разработаны методы эксперим. определения расположения атомов в кристаллах и измерения межат. расстояний, что положило начало *рентгеновскому структурному анализу* и др. дифракц. методам исследования атомно-крист. структуры Т. т. В 1927 амер. физики К. Дж. Дэвиссон и Л. Х. Джермер наблюдали дифракцию эл-нов на кристалле (см. *Электронография*). В дальнейшем была обнаружена дифракция нейтронов на кристалле (см. *Нейтронография*).

Атомы в твёрдом теле. Межатомные связи. Структурными единицами Т. т. служат атомы, молекулы или ионы. Крист. структура Т. т. зависит от сил, действующих между ат. ч-цами. Одни и те же ат. ч-цы могут образовывать разл. структуры — серое и белое олово, графит и алмаз и т. д. (см. *Полиморфизм*).

Изменяя расстояние между атомами с помощью внеш. давления, можно существенно изменить крист. структуру и св-ва Т. т. Обнаружено большое число разл. крист. модификаций, образующихся при высоких давлениях. Многие ПП под давлением переходят в металлич. состояние (S при 120 000 атм становится металлом). Когда благодаря внеш. давлению объём, приходящийся на 1 атом, становится меньше обычного ат. размера, атомы теряют свою индивидуальность и в-во превращается в сильно сжатую электронно-ядерную плазму. Исследование такого состояния в-ва важно, в частности, для понимания структуры *звёзд*.

Изменение структуры и св-в Т. т. (*фазовые переходы*) происходит также при изменении темп-ры, под действием магн. полей и др. внеш. воздействий.

По типам связи Т. т. делят на пять классов, каждый из к-рых характеризуется своеобразным пространств. распределением эл-нов. 1) В *ионных кристаллах* (NaCl, KCl и др.) осн. силы притяжения, действующие между ионами,— электростатические. 2) В кристаллах с ковалентной связью (алмаз, Ge, Si) валентные эл-ны соседних атомов обобществлены. Кристалл представляет собой как бы огромную молекулу. 3) У большинства металлов энергию связи обусловливает коллективное вз-ствие подвижных эл-нов с ионным остовом (металлич. связь). У нек-рых металлов (напр., у переходных) важна также ковалентная связь, осуществляемая эл-нами незаполненных внутр. оболочек. 4) В мол. кристаллах молекулы связаны слабыми электростатич. силами (ван-дер-ваальсовы силы), обусловленными динамич. поляризацией молекул (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). 5) В кристаллах с водородными связями каждый атом водорода связан силами притяжения одновременно с двумя др. атомами. Водородная связь вместе с электростатич. притяжением дипольных моментов молекул воды определяет св-ва воды и льда. Классификация по типам связи условна, во многих в-вах наблюдается комбинация разл. типов связи (см. *Кристаллохимия*).

Хотя силы, действующие между ат. ч-цами в Т. т. весьма разнообразны, их источником служит электростатич. притяжение и отталкивание. Образование из атомов и молекул устойчивых Т. т. показывает, что силы притяжения на расстояниях $\sim 10^{-8}$ см уравновешиваются силами отталкивания (они имеют квантовомеханич. природу и быстро спадают с расстоянием). В ряде случаев можно рассматривать ат. ч-цы как тв. шары и характеризовать их *атомными радиусами*. Знание сил вз-ствия позволяет получить *уравнение состояния* Т. т.

Все Т. т. при достаточно высокой темп-ре плавятся или возгоняются, исключение составляет твёрдый гелий, к-рый (под давлением) плавится при понижении темп-ры. Подводимая к телу в процессе плавления теплота тратится на разрыв межат. связей. Темп-ра плавления $T_{пл}$ у Т. т. разной природы различна (у мол. водорода —259,1 °С, у вольфрама 3410±20° С, у графита более 4000 °С).

Механические свойства. Роль дефектов кристаллической структуры. Механич. св-ва Т. т. определяются силами связи, действующими между его структурными ч-цами. Многообразие этих сил приводит к разнообразию механич. св-в: одни Т. т. пластичны, другие — хрупки. Обычно металлы более пластичны, чем диэлектрики. С повышением темп-ры *пластичность* обычно увеличивается. При небольших нагрузках у всех Т. т. наблюдается упругая деформация. Прочность кристалла не соответствует силам связи между атомами. В 1922 А. Ф. Иоффе объяснил низкую прочность, наблюдаемую у реальных кристаллов, влиянием макроскопич. дефектов (трещин, надрезов) на их поверхности (эффект Иоффе). В 1933 Дж. Тейлор, Э. Орован (США) и М. Поляни (Великобритания) сформулировали понятие о *дислокациях*. Оказалось, что при больших механич. нагрузках реакция кристалла зависит от отсутствия или наличия дислокаций и др. линейных дефектов крист. решётки. Именно дислокации в большинстве случаев определяют пластичность Т. т. Механич. св-ва Т. т. зависят от его обработки, вносящей или устраняющей дефекты. В 1926 Я. И. Френкель обратил внимание на наличие в реальном кристалле точечных дефектов решётки (*вакансий* и междоузлий) и указал на их роль в процессах *диффузии* в Т. т.

Динамика кристаллической решётки. Колебат. характер движения атомов и ионов Т. т. сохраняется вплоть до темп-ры плавления $T_{пл}$. Даже при $T = T_{пл}$ ср. амплитуда колебаний атомов значительно меньше межат. расстояний, а плавление обусловлено тем, что термодинамич. потенциал жидкости при $T > T_{пл}$ меньше термодинамич. потенциала Т. т.

Динамич. теория крист. решёток была разработана в нач. 20 в. Она учитывает квант. представления. В 1907 А. Эйнштейн с помощью модели кристалла как совокупности квант. гармонич. осцилляторов одинаковой частоты объяснил наблюдаемое падение теплоёмкости Т. т. при понижении темп-ры. Этот факт находился в противоречии с законом Дюлонга и Пти. Более совершенная динамич. теория крист. решётки как совокупности связанных квант. осцилляторов разл. частот была построена голл. физиком П. Дебаем (1912), затем нем. физиком М. Борном и Т. Карманом (1913, США), а также австр. физиком Э. Шрёдингером (1914) в форме, близкой к современной. Квант. колебат. движения атомов, составляющих крист. решётку, привело к понятию *фонона* (И. Е. Тамм, 1929) и позволило описывать тепловые свойства Т. т. как свойства газа квазичастиц — фононов (см. ниже),

Динамич. теория крист. решётки позволяет объяснить упругие св-ва Т. т., связав значения статич. модулей упругости с силовыми константами. Тепловые св-ва: температурный ход теплоёмкости (см. *Дебая закон теплоёмкости*), коэфф. теплового расширения (*Грюнайзена закон*) и теплопроводности — объясняются как результат изменения с темп-рой числа фононов и длины их свободного пробега. Оптич. св-ва, в частности поглощение фотонов ИК излучения, объясняются резонансным возбуждением оптич. ветви колебаний крист. решётки.

Электроны в Т. т. Сразу же после открытия *электрона* начала развиваться электронная теория Т. т., и прежде всего металлов. Нем. физик П. Друде (1900) предположил, что в металлах валентные эл-ны не связаны с атомами, а образуют газ свободных эл-нов, заполняющих крист. решётку, к-рый, подобно обычному разреж. газу, подчиняется *Больцмана распределению*. Эта модель была развита голл. физиком Х. А. Лоренцем (1904—1905). Внеш. электрич. поле создаёт направл. движение эл-нов, т. е. электрич. ток. Электрич. сопротивление металлов объяснялось столкновением эл-нов с ионами решётки, хотя для объяснения большой электропроводности металлов пришлось ввести в теорию длину свободного пробега, значительно превышающую ср. расстояние между атомами. Теория Друде — Лоренца позволила объяснить закон Видемана — Франца и оптич. св-ва металлов, в т. ч. *скин-эффект*, но предсказываемый теорией вклад эл-нов в теплоёмкость металла резко расходился с опытом (в неск. раз).

Применение методов квант. механики и квант. статистики (р а с п р е д е л е н и я Ф е р м и — Д и р а к а) к описанию электронного газа в металлах (1927—28, нем. физик А. Зоммерфельд; Я. И. Френкель) создало основу для развития квант. теории кинетич. явлений в Т. т. (электро- и теплопроводности, *гальваномагнитных явлений* и др.). Согласно этой теории, электронный газ в металле сильно вырожден (см. *Вырожденный газ*). При $T=0$К все уровни энергии эл-нов в металле заполнены до нек-рого макс. уровня (*Ферми энергия*), к-рый с повышением темп-ры лишь незначительно размывается. Это позволило Зоммерфельду (1927) объяснить малый вклад эл-нов в теплоёмкость металлов. Электронная часть теплоёмкости, однако,— вполне наблюдаемая величина, т. к. при $T \to 0$ она пропорц. T, а решёточная часть теплоёмкости пропорц. T^3.

Квантовомеханич. рассмотрение влияния периодич. поля крист. решётки на движение эл-нов (амер. физик Ф. Блох, франц. физик Л. Бриллюэн, 1928—34) объяснило движение эл-на в кристалле и привело к созданию з о н н о й т е о р и и — основы современной электронной теории Т. т. Т. к. атомы в Т. т. находятся на расстояниях порядка размеров самих атомов, то валентные эл-ны теряют связь с определ. атомом и движутся по всему кристаллу, дискретные ат. уровни энергии в Т. т. расширяются в полосы — энергетич. зоны (рис. 1). Зоны разрешённых энергий могут быть отделены друг от друга зонами запрещённых энергий, но могут и перекрываться. Если перекрытие электронных оболочек атомов невелико и переходы эл-нов между ними происходят сравнительно редко, то каждая разрешённая зона (рис. 2) возникает из какого-то определ. ат. уровня, причём ширины разрешённых зон малы по сравнению с расстояниями между ат. уровнями (приближение сильной связи). Чем сильнее перекрытие электронных оболочек соседних атомов и чаще переходы эл-нов от атома к атому, тем шире разрешённые зоны. В этих случаях разрешённые зоны уже нельзя связать с определ. ат. состояниями: сами эти состояния сильно изменены межат. вз-ствием.

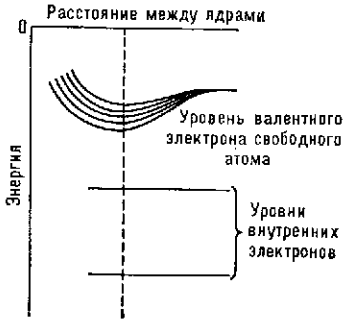


Рис. 1. Образование энергетич. зон в кристалле из ат. электронных уровней.

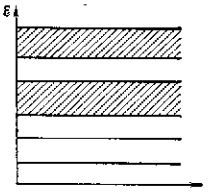


Рис. 2. Возможные значения энергии эл-нов в кристалле. Ниж. дискретные уровни соответствуют эл-нам внутренних ат. оболочек.

Состояние эл-на в пределах каждой зоны характеризуется его *квазиимпульсом* $\boldsymbol{p}$, принимающим любые действит. значения. Энергия $\mathcal{E}$ электронного состояния — непрерывная периодич. функция квазиимпульса: $\mathcal{E}=\mathcal{E}_l(\boldsymbol{p})$, где l — номер зоны. Набор функций $\mathcal{E}_l(\boldsymbol{p})$ — фундам. хар-ка электронных состояний в данном кристалле: с помощью функций $\mathcal{E}_l(\boldsymbol{p})$ выражаются осн. динамич. хар-ки эл-нов (см. *Зонная теория*). Периодичность $\mathcal{E}_l(\boldsymbol{p})$ позволяет выделить ячейку в пр-ве квазиимпульсов ($\boldsymbol{p}$-пространстве), содержащую квазиимпульсы, описывающие физически неэквивалентные состояния. Её наз. п е р в о й з о н о й Б р и л л ю э н а. Размер и форма первой зоны Бриллюэна определяются *симметрией кристалла* и межат. расстояниями d $\left(p_{\text{макс}} \sim \frac{\pi\hbar}{d}\right)$.

При $T=0$ эл-ны Т. т. заполняют наинизшие уровни энергии. В силу *Паули принципа* в каждом состоянии с одной из двух возможных ориентаций *спина* может находиться только один эл-н.

В 1931 англ. физик А. Вильсон указал на то, что существование Т. т. с различными электрич. св-вами связано с хар-ром заполнения эл-нами энергетич. зон при $T=0$К. Если все зоны либо целиком заполнены эл-нами, либо пусты, то такие тела не проводят электрич. ток, т. е. являются *диэлектриками* (рис. 3, *а*). Т. т., имеющие зоны, частично заполненные эл-нами,— *металлы* (рис. 3, *б*). *Полупроводники* отличаются от диэлектриков малой шириной запрещённой зоны между последней заполненной (валентной) зоной и первой пустой зоной (зоной проводимости, рис. 3, *в*).

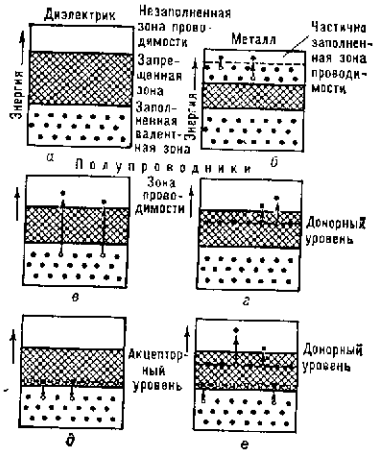


Рис. 3. Разрешённые и запрещённые зоны: *а* — диэлектрика; *б* — металла; *в*, *г*, *д*, *е* — полупроводников с разными типами проводимости (*в* — собственной, *г* — примесной n-типа, *д* —примесной p-типа, *е* — смешанной); чёрные точки — эл-ны; кружочки — дырки.

Наличие дефектов и примесей в кристалле приводит к возникновению дополнит. (примесных) энергетических уровней в запрещённой зоне. У примесных ПП эти уровни расположены очень близко либо от валентной зоны (рис. 3, *г*), либо от зоны проводимости (рис. 3, *д*). Т. т. с аномально малым перекрытием валентной зоны и зоны проводимости наз. *полуметаллами* (напр., у Bi ширина перекрытия $\sim 10^{-5}$ ширины зоны). Существуют также *бесщелевые полупроводники*, у к-рых зона проводимости примыкает к валентной. Уровень Ферми у металлов расположен в разрешённой зоне. Ему соответствует изоэнергетич. *Ферми поверхность*, выделяющая область заполненных электронных состояний в $\boldsymbol{p}$-пространстве. У ПП уровень Ферми расположен в запрещённой

зоне. У бесщелевых ПП он совпадает с границей, отделяющей валентную зону от зоны проводимости. Возбуждение эл-на в зону проводимости сопровождается образованием свободного места — дырки в валентной зоне. Эл-ны проводимости и дырки явл. носителями заряда в ПП.

В аморфных телах строго запрещённых энергетич. зон, по-видимому, нет, но есть квазизапрещённые области, где плотность состояний значительно меньше, чем в разрешённых зонах. Существование в аморфных телах аналога зонной структуры объясняет их деление на металлы (см. *Металлические стёкла*), диэлектрики и ПП в зависимости от того, где (в разрешённой или квазизапрещённой зонах) расположен уровень Ферми. Наиболее детально изучены *аморфные полупроводники*.

Магнитные свойства. При достаточно высоких темп-рах все Т. т. диамагнитны либо парамагнитны. В первом случае вектор *намагниченности* $\boldsymbol{M}=\varkappa\boldsymbol{H}$, направленный против магн. поля $\boldsymbol{H}$,— результат общей прецессии всех эл-нов Т. т. в магн. поле (см. *Лармора прецессия*, *Диамагнетизм*). Диамагн. восприимчивость атомов $\varkappa$ пропорц. среднему квадрату расстояния эл-нов от ядра. Эл-ны проводимости благодаря квантованию их движения в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, также вносят вклад в $\varkappa$, причём у металлов он того же порядка, что магн. восприимчивость ионного остова (*Ландау диамагнетизм*).

Парамагнетизм — следствие ориентации магн. моментов атомов и эл-нов проводимости в магн. поле. При высоких темп-рах парамагн. восприимчивость убывает обратно пропорц. темп-ре (*Кюри закон*). Непереходные металлы составляют исключение. Их парамагн. восприимчивость аномально мала и слабо зависит от темп-ры, что связано с вырождением электронного газа. Наличие магн. моментов у атомов, ионов и эл-нов проводимости и связанное с этим расщепление электронных уровней энергии в магн. поле приводит к *электронному парамагнитному резонансу* (ЭПР). Структура магн. уровней очень чувствительна к тому, в каком окружении находится ч-ца. Поэтому ЭПР — важнейший источник сведений о расположении атомов в элементарной ячейке кристалла, хим. связи, дефектах и т. п.

При понижении темп-ры нек-рые *парамагнетики* (диэлектрики и *переходные металлы*) при темп-ре T_c (в точке Кюри) переходят либо в ферро-, либо в антиферромагн. состояния, для к-рых характерна упорядоч. ориентация магн. моментов атомов в отсутствии внеш. поля H. Непереходные металлы, как правило, остаются парамагнитными вплоть до $T=0$. Силы, упорядочивающие ориентацию магн. моментов, имеют квант. происхождение, хотя обусловлены электростатич. вз-ствием между атомарными эл-нами (см. *Магнетизм*, *Ферромагнетизм*, *Антиферромагнетизм*, *Обменное взаимодействие*).

Квантовые представления в физике Т. т. Физика Т. т. в совр. её понимании как квант. физика конденсированных систем, состоящих из огромного числа ч-ц ($\sim10^{22}$ в 1 см^3), начала формироваться в нач. 20 в. Квант. теория кристаллов разработана подробно, квант. теория аморфных тел слабее.

Одним из осн. результатов квант. подхода к исследованию св-в крист. Т. т. явилась концепция *квазичастиц*. Энергию возбуждённого состояния кристалла вблизи осн. состояния можно представить в виде суммы энергий отд. квазичастиц. Это позволяет ввести понятие «газа» квазичастиц и для исследования тепловых, магнитных и др. св-в Т. т. использовать методы кинетич. теории *газов*. Макроскопич. хар-ки Т. т. при этом выражаются через хар-ки квазичастиц (длину пробега, скорость и др.). Квазичастицы существуют не в свободном пр-ве (как ч-цы в реальных газах), а в крист. решётке, структура к-рой отражается в св-вах квазичастиц. Ввести наглядные понятия, аналогичные квазичастицам, для описания возбуждённых состояний аморфных тел не удаётся.

Можно сформулировать неск. характерных черт Т. т. как физ. объектов, состоящих из макроскопич. числа ч-ц.

1) Атомы, молекулы и ионы явл. структурными единицами Т. т. Это означает, что энергия вз-ствия между ними мала по сравнению с энергией, к-рую надо затратить на разрушение самой структурной ч-цы. В то же время энергия вз-ствия между ч-цами не мала по сравнению с энергией их теплового движения, т. е. Т. т.— система сильно взаимодействующих ч-ц.

2) Согласно классич. законам, средняя энергия теплового движения ч-ц $\sim kT$. При высоких темп-рах теплоная энергия Т. т. $\mathcal{E}\approx3NkT$ (N — число ч-ц). Уменьшение энергии Т. т. с понижением его темп-ры T идёт быстрее, чем предусматривает классич. физика. Это объясняется тем, что дискретный (квантовый) хар-р энергетич. спектра Т. т. приводит к «вымораживанию» движений при $T\to0$ К. Чем больше разность энергий между уровнями, тем при более высокой темп-ре «вымерзает» соответствующее движение. Из-за этого разл. движения в Т. т. существенны при разл. темп-рах.

3) Разнообразие сил, действующих между ч-цами, составляющими Т. т., приводит к тому, что в кристаллах при определ. условиях могут проявляться св-ва газов, жидкостей и плазмы. Напр., металл можно рассматривать как ионный остов, погружённый в электронную жидкость; ферромагнетик при $T\gg T_c$ ведёт себя как газ магн. стрелок (магн. восприимчивость тв. парамагнетика имеет ту же температурную зависимость, что и газообразного); под воздействием эл.-магн. поля высокой частоты электронный газ металлов и ПП ведёт себя как плазма (см. *Плазма твёрдых тел*).

4) Движения ат. ч-ц Т. т. разнообразны, и это разнообразие проявляется в разнообразии его св-в. Важную роль играет различие масс ат. ч-ц. Т. к. ионы в тысячи раз тяжелее эл-нов, скорость движения ионов в Т. т. мала по сравнению со скоростью эл-нов. В нек-ром приближении (наз. а д и а б а т и ч е с к и м), рассматривая движение эл-нов, ионы можно считать неподвижными, а движение ионов определять усреднёнными (по быстрому движению) хар-ками эл-нов.

5) Все движения ат. ч-ц в Т. т. можно разбить на четыре типа. а) *Диффузия* собственных или чужеродных атомов. В процессе колебания кинетич. энергия ч-цы в результате флуктуаций может превысить глубину потенц. ямы, в к-рой она движется,— ч-ца способна «оторваться» от своего положения равновесия. Обычно вероятность W такого процесса при комнатной темп-ре крайне мала и возрастает с темп-рой: $W\sim\nu_0e^{-U/kT}$, где $\nu_0\sim10^{12}$—10^{13} с$^{-1}$. Величина U порядка энергии связи, в расчёте на одну ч-цу. Время «оседлой» жизни атома значительно больше, чем время его перемещения,— атом совершает редкие случайные скачки. Коэфф. диффузии пропорц. W. Он возрастает вблизи $T_{пл}$ и зависит от состояния крист. решётки; пластич. деформация «разрыхляет» кристалл, снижает потенц. барьеры, разделяющие равновесные положения атомов, и увеличивает вероятность их «перескоков». Диффузия — редкий пример классич. движения атомов в Т. т.

б) В исключит. случаях, напр. в твёрдом He (под давлением), возможно туннельное «просачивание» атомов из одного положения равновесия в другое (см. *Туннельный эффект*). Этот процесс, наз. к в а н т о в о й д и ф ф у з и е й, приводит к тому, что коэфф. диффузии отличен от 0 при $T=0$ К. Возможность туннелирования превращает примесные атомы и вакансии в своеобразные квазичастицы (п р и м е с о н ы, в а к а н с и о н ы), определяющие св-ва таких т. н. *квантовых кристаллов*.

в) В Т. т. есть коллективные движения ч-ц ат. масштаба, напр. колебания крист. решётки. Простейшее движение — волна с определ. волн. вектором и соответствующей ему частотой. При высоких темп-рах ср. энергия колебания $\sim kT$, а при низких kT (см. *Планка закон излучения*). Пример коллективного движения ат. масштаба другой природы — электронное возбуждение атома

(напр., при поглощении эл.-магн. кванта или при повышении темп-ры). Оно не локализуется на определ. узле крист. решётки, а перемещается от узла к узлу (*экситон* Френкеля). Энергия такого движения порядка энергии возбуждения отд. атома.

Коллективные движения ат. масштаба имеют дискретную структуру. Напр., энергия колебания атомов с частотой ω может быть равна $\hbar\omega$, $2\hbar\omega$, $3\hbar\omega$ и т. д. Это позволяет каждому движению сопоставить квазичастицу. Квазичастицы, описывающие колебания атомов,— *фононы*. В ферро- и антиферромагнетиках вблизи $T=0$К нарушение магн. порядка в виде волн распространяется по кристаллу (*спиновые волны*). Соответствующая квазичастица наз. *магноном*.

Разл. типы движения ч-ц Т. т. обычно почти независимы, но иногда имеет место резонансное вз-ствие между разнородными волн. процессами, когда их частоты и длины волн совпадают. Это приводит к «перепутыванию» движений; напр., колебания атомов (звук) можно возбудить «раскачивая» магн. моменты атомов перем. магн. полем, а звук. волна может самопроизвольно превратиться в спиновую (см. *Магнитоупругие волны*). Как и ч-цы, все квазичастицы делятся на *бозоны* и *фермионы*. Фермионы — эл-ны и дырки в ПП и эл-ны проводимости в металлах.

г) При низких темп-рах (вблизи $T=0$ К) многие металлы переходят в сверхпроводящее состояние (см. *Сверхпроводимость*). Эл-ны в сверхпроводниках совершают движение, квантовое по своей природе, но макроскопич. по масштабу. Характерная черта такого движения — строгая согласованность в движении отд. эл-нов. Она обусловлена вз-ствием между эл-нами через фононы: эл-ны притягиваются друг к другу, обмениваясь фононами, и создают своеобразный конденсат. Выход из конденсата требует затраты нек-рой энергии (преодоление энергетич. щели). Существование энергетич. щели делает сверхпроводящее движение устойчивым, т. е. незатухающим. Переход в сверхпроводящее состояние проявляется в полной потере сопротивления и в аномальных магн. св-вах.

6) Для описания разл. явлений и св-в Т. т. используют представление о квант. газах квазичастиц. Напр., тепловое движение атомов крист. решётки описывается с помощью газа фононов, электропроводность — с помощью газа эл-нов проводимости и дырок. Электрич. сопротивление металлов и ПП обусловлено рассеянием эл-нов проводимости и дырок на фононах и дефектах решётки. Все квазичастицы (прежде всего фононы) переносят теплоту, причём, согласно кинетич. теории газов, вклад каждого из газов квазичастиц в теплопроводность можно записать в виде: $\kappa = \beta C l \langle v \rangle$, где β — численный множитель, C, $\langle v \rangle$ и l — теплоёмкость, ср. тепловая скорость и длина свободного пробега квазичастиц (l — мера рассеяния квазичастиц). Магноны проявляют себя в магн. и тепловых св-вах магнетиков, температурная зависимость намагниченности ферромагнетиков и магн. восприимчивости антиферромагнетиков при $T<T_c$ — результат «вымерзания» спиновых волн с понижением темп-ры. Для понимания нек-рых особенностей поглощения света в ПП и диэлектриках используют представление об экситопах Ваньe — Мотта.

7) При определ. темп-ре все степени свободы ат. ч-ц в Т. т. в большинстве случаев можно разделить на две группы. Для одних энергия их вз-ствия $U_{вз}$ мала по сравнению с T, для других велика. Если $U_{вз} \ll kT$, то соответствующие степени свободы ведут себя как совокупность ч-ц газа, а если $U_{вз} \gg kT$, то соответствующие степени свободы упорядочиваются, а их движение может быть описано системой квазичастиц, слабо взаимодействующих друг с другом. Т. о., в обоих предельных случаях справедливо «газовое приближение» (яркий пример — магн. моменты атомов: при $T \gg T_c$ — газ магн. стрелок, закреплённых в узлах крист. решётки, при $T \ll T_c$ — газ магнонов). Вблизи *фазового перехода* второго рода «газовое приближение» неприменимо. Т. т. ведёт себя как система сильно взаимодействующих ч-ц или квазичастиц: движение ат. ч-ц Т. т. скоррелировано. Корреляция носит особый (не силовой) характер: вероятность коллективных движений столь же велика, сколь и индивидуальных. Это проявляется в росте флуктуаций и в аномалиях теплоёмкости, магн. восприимчивости и др. В результате разнообразия движений, присущих ч-цам Т. т., температурная зависимость большинства хар-к Т. т. очень сложна и дополнительно осложняется фазовыми переходами, к-рые сопровождаются резкими изменениями мн. величин (напр., теплоёмкости).

Роль атомных ядер в св-вах Т. т. не ограничивается тем, что в них сосредоточена масса тела. Квант. «замораживание» большинства движений в Т. т. при $T \to 0$ К даёт возможность выявить вклад ядерных магн. уровней, если ядра обладают магн. моментами. При достаточно низкой темп-ре их вклад в парамагн. восприимчивость становится ощутимым (см. *Ядерный парамагнетизм*). Ядерные магн. уровни проявляются в резонансном поглощении эл.-магн. энергии (см. *Ядерный магнитный резонанс* — ЯМР). ЯМР — один из распространённых методов изучения Т. т., т. к. структура ядерных магн. уровней существенно зависит от св-в яд. окружения, в частности от электронной оболочки атома. Многие яд. процессы в Т. т. приобретают специфич. черты, позволяющие использовать их для изучения св-в Т. т.; напр., изучение электронно-позитронной аннигиляции позволяет исследовать св-ва электронной системы Т. т.; резонансное поглощение γ-квантов ядрами Т. т.— локальные внутрикрист. поля (см. *Мёссбауэра эффект*) и т. д.

Взаимодействие быстрых заряженных частиц с твёрдым телом. Упорядоченное расположение атомов накладывает существенный отпечаток на передачу энергии от быстрой частицы атомам Т. т. Например, наблюдается резкая зависимость длины пробега быстрой ч-цы от направления относительно кристаллографических осей (см. *Каналирование* заряженных частиц, *Теней эффект*). С др. стороны, облучение Т. т. быстрыми ч-цами и фотонами изменяет свойства Т. т.

Роль поверхности. Каждое Т. т. обладает поверхностью, к-рой оно соприкасается с окружающей средой. Поверхность Т. т. играет определяющую роль в таких явлениях, как катализ, коррозия, рост кристаллов (см. *Кристаллизация*) и т. п. Обычно микроструктура поверхности крайне нерегулярна, и её исследование наталкивается на большие трудности. Однако наметился прогресс в выявлении свойств атомов и электронов, расположенных на поверхности Т. т. (см. *Адсорбция*, *Поверхностные состояния*).

● Каганов М. И., Френкель В. Я., Вехи истории физики твердого тела, М., 1981; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Займан Дж., Электроны и фотоны, пер. с англ., М., 1962; Пайерлс Р., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, 4 изд., Л., 1972; Физика твердого тела. Электронные свойства твердых тел, пер. с англ., М., 1972. См. также лит. при ст. *Металлы*, *Полупроводники*, *Диэлектрики*, *Кристаллы*.

М. И. Каганов.

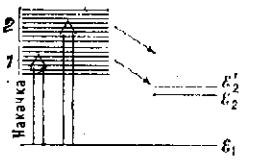
ТВЁРДОСТЬ, характеристика материала, отражающая его прочность и пластичность. Наиболее часто Т. определяется методом вдавливания шарика или призмы в испытуемый образец или царапания. В методе Виккерса алмазная пирамида стандартных размеров вдавливается остриём в тело с шлифованной поверхностью и Т. определяется как отношение нек-рой стандартной силы вдавливания к 1 мм^2 площади отпечатка. Т. по Бринеллю — отношение силы, вдавливающей стандартный стальной шарик, к площади отпечатка. Т. по Роквеллу — отношение силы вдавливания к глубине внедрения шарика или призмы.

Получает распространение метод измерения Т. с помощью УЗ колебаний, в основе к-рого лежит измерение реакции колебат. системы (изменения её собств. частоты) на Т. испытуемого материала.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ, оптич. квантовые генераторы (*лазеры*), в

к-рых активным веществом являются диэлектрич. кристаллы и стёкла, содержащие ионы редкоземельных или переходных элементов, энергетич. уровни к-рых используются для создания инверсии населённостей. *Полупроводниковые лазеры*, являясь также твердотельными, выделяются в особую группу, т. к. в них используются не квант. переходы между энергетич. уровнями «рабочих» ионов, а квант. переходы между разрешёнными энергетич. зонами полупроводников (см. *Зонная теория*). Т. л. находит широкое применение как в фундам. науч. исследованиях, так и в пром-сти и медицине, что обусловлено гл. обр. возможностью достижения большой уд. энергии и импульсной мощности генерации благодаря высокой концентрации активных ч-ц.

Рубиновый лазер (Т. Мейман, США, 1960). Рубин представляет собой кристалл корунда Al_2O_3 с примесью (~0,05%) ионов Cr^{3+}, заменяющих в крист. решётке атомы Al. Поглощение света, соответствующего синей и зелёной областям спектра, переводит ионы Cr^{3+} с осн. уровня $\mathcal{E}_1$ на возбуждённые уровни $\mathcal{E}_3$, образующие две широкие полосы *1* и *2*



Уровни энергии иона Cr^{3+} в кристалле рубина.

(рис.). Затем за сравнительно малое время (~10^{-8} с) осуществляется безызлучат. переход этих ионов на метастабильные уровни $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_2'$. Избыток энергии при этом передаётся колебаниям крист. решётки. Время жизни ионов Cr^{3+} на уровнях $\mathcal{E}_2'$ и $\mathcal{E}_2$ порядка 10^{-3} с. При освещении кристалла светом, соответствующим синей и зелёной областям спектра (полосы накачки), происходит «накопление» ионов Cr^{3+} на уровнях $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_2'$, а при достаточной мощности накачки возникает инверсия населённостей относительно уровня $\mathcal{E}_1$. Для достижения инверсии необходимо перевести более $^1/_2$ ионов на уровни $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_2'$ за время порядка 10^{-3} с. Источниками накачки служат обычно импульсные ксеноновые лампы (длительность импульса ~10^{-3} с). За это время в каждом $см^3$ кристалла поглощается энергия ~ неск. Дж. Если инверсия населённостей достигает порогового значения, при к-ром усиление за счёт вынужденного испускания превышает потери энергии в резонаторе, то возникает режим генерации (см. ниже). Рубиновый лазер генерирует на длине волны ~ 0,7 мкм.

Отношение энергии лазерного импульса к электрич. энергии питания лампы накачки - кпд рубинового Т. л. мал (неск. %) вследствие потерь на преобразование электрич. энергии в световую в лампах и в схеме питания, неполного поглощения энергии излучения лампы активным элементом (~15%) и в результате безызлучательных потерь энергии в активном веществе. Уд. энергия импульса генерации от каждого $см^3$ в-ва рубинового лазера достигает неск. Дж; примерно столько же энергии передаётся решётке кристалла вследствие безызлучательных потерь. Выделение энергии ~1 $Дж/см^3$ нагревает кристалл на десятки град. Выделение теплоты происходит неодинаково по сечению активного в-ва, нарушая его оптич. однородность. Это приводит к искажению фронта генерируемых волн и к расходимости луча Т. л. При чрезмерном выделении теплоты кристалл разрушается.

Лазерные среды Т. л. К 1982 лазерный эффект обнаружен более чем у 250 диэлектрич. кристаллов с примесями. Среди них можно выделить группу т. н. оксидных лазерных кристаллов [напр., рубин $Al_2O_3(Cr^{3+})$, иттриево-алюминиевый гранат, активированный ионами неодима: $Y_3Al_5O_{12}(Nd^{3+})$, ниобат никеля $NiNbO_3(Nd^{3+})$] и группы фторидных кристаллов [$LiYF_4(Nd^{3+})$, $LiHoF_4(Nd^{3+})$ и др.]. Большинство Т. л. излучает в диапазоне λ от 1 до 3 мкм. Для улучшения параметров, в частности повышения кпд, в кристалл наряду с рабочими ионами — активаторами добавляют ионы — сенсибилизаторы. Их роль сводится к поглощению энергии и передаче возбуждения рабочим ионам.

Для создания малогабаритных Т. л. применяются кристаллы, в которых активные ионы входят в состав крист. решётки (напр., пентафосфат неодима), а не вводятся в качестве примесей. В таких кристаллах потери энергии из-за концентрац. тушения уменьшены за счёт упорядоченного расположения активных ионов и фиксированных расстояний между ними. При этом концентрация активных ионов может превышать 20%, в то время как в примесных кристаллах она не превышает 5% из-за большой вероятности образования близких пар, для к-рых безызлучательные потери особенно велики.

Др. типом активных веществ для Т. л. являются смешанные разупорядоченные системы (тв. растворы). При этом примесные атомы входят в состав мн. различных активац. центров. В результате этого спектры поглощения в-ва состоят из широких полос, что увеличивает кпд. К смешанным крист. средам по св-вам примыкают стёкла.

Режимы работы. Большинство Т. л. работает в импульсном режиме. Если для накачки Т. л. используется лампа с длительностью импульса $\Delta t_н$ ~ ~ 10^{-3} с, то импульс генерации длится примерно такое же время. Небольшое запаздывание начала генерации по сравнению с импульсом накачки обусловлено тем, что для развития генерации необходимо превысить пороговое значение инверсии населённостей, после чего усиление за один «проход» рабочего объёма начинает превышать суммарные потери энергии в зеркалах резонатора за счёт поглощения и рассеяния света, а также за счёт полезного излучения. Режим работы Т. л., когда длительность лазерного импульса $\Delta t_л \approx \Delta t_н$, наз. режимом свободной генерации. Он характеризуется тем, что импульс генерации состоит из совокупности множества хаотич. коротких (~10^{-6} с) пичков (пичковый режим).

Для ряда применений важно сократить $\Delta t_л$, т. к. при заданной энергии импульса пиковая мощность возрастает с уменьшением его длительности. Для этого служит т. н. метод модулированной добротности, основанный на включении резонатора Т. л. спец. затвором. Оптич. накачку осуществляют при закрытом затворе, накапливая энергию в активном веществе в виде нарастающего количества возбуждённых ионов. Затем быстро открывают затвор, включая резонатор (см. *Обратная связь*). При этом вся запасённая в активном элементе энергия возбуждения (или большая её часть) высвечивается в виде короткого светового импульса, длительность к-рого определяется скоростью открывания затвора или, если время открывания затвора достаточно мало, временем установления эл.-магн. поля в резонаторе. С помощью оптич. затвора обычно получают $\Delta t_л$ ~10^{-7}–10^{-8} с. Полная энергия импульса в режиме модулиров. добротности вследствие потерь на сверхлюминесценцию оказывается меньшей, чем в режиме свободной генерации. Однако выигрыш в мощности за счёт уменьшения $\Delta t_л$ достигает неск. порядков.

Ещё более короткие (пикосекундные) импульсы получают при помощи просветляющих фильтров. В них применяются слабые р-ры красителей, концентрация к-рых подбирается так, чтобы при достижении определённой интенсивности света достиглось выравнивание населённости соответствующих энергетич. уровней (насыщение), при к-ром раствор становится прозрачным (см. *Просветления эффект*). Введение в резонатор просветляющего фильтра предотвращает генерацию при включении накачки, но в активном веществе накапливаются возбуждённые ч-цы, соответственно растёт интенсивность спонтанного излучения. Пока эта интенсивность (с учётом усиления за один проход) меньше просветляющей, поглощение в фильтре препятствует развитию генерации. При достижении уровня просветления раствор становится прозрачным, и генерируется серия сверхкоротких импульсов, интервалы между

к-рыми определяются временем прохождения света между зеркалами резонатора. Длительность генерируемых импульсов имеет порядок менее 10^{-9} с, при энергии в неск. Дж, что соответствует мощности более 10^{10} Вт. Т. л. на стекле с примесью Nd генерируют последовательность импульсов с длительностями 10^{-11}—10^{-12} с.

Энергия сверхкоротких импульсов невелика. Её можно значительно увеличить при помощи одного или неск. Т. л., работающих в режиме усиления. При этом достигается пиковая мощность 10^{13}—10^{14} Вт при расходимости пучка, близкой к дифракционной.

Режим синхронизации мод можно осуществить амплитудной или фазовой модуляцией оптич. резонатора. Модулируются пропускание выходного зеркала или расстояние L между зеркалами с частотой, равной частоте межмодовых биений $\Omega = c/2L$. Этот метод используется в Т. л. с непрерывной накачкой, излучение к-рых представляет собой непрерывную последовательность импульсов длительностью $\Delta t \leqslant 1$ нс, следующих друг за другом с частотой Ω.

Непрерывный режим генерации в Т. л. возможен только в активных веществах, работающих по четырёхуровневой схеме. При этом ниж. уровнем рабочего перехода явл. не осн. уровень $\mathcal{E}_1$, а промежуточный уровень $\mathcal{E}_2$, энергия к-рого должна превосходить kT с тем, чтобы его равновесная населённость была малой. Время безызлучательной релаксации с этого уровня тоже должно быть малым, иначе лазерный переход $\mathcal{E}_3 \to \mathcal{E}_2$ будет насыщаться при малой мощности генерации (см. рис. *4, б* в ст. *Лазер*). Т. л. непрерывного действия осуществлены на кристалле $Y_2Al_5O_{12}(Nd^{3+})$, $CaF_2(Dy^{3+})$ и др. Мощность генерации Т. л. в непрерывном режиме на кристаллах алюминиево-иттриевом гранате и на стекле с Nd достигает сотен Вт. Возможен также режим генерации импульсов с большой частотой повторения, для $Y_2Al_5O_{12}(Nd^{3+})$ до неск. кГц.

Спектр излучения Т. л. (если не принимать спец. мер) сравнительно широк, т. к. обычно реализуется многомодовый режим генерации. Введением в оптич. резонатор селектирующих элементов удаётся получать одномодовую генерацию с узким спектром. Новые возможности для создания Т. л. с перестраиваемой частотой в широких пределах связаны с использованием в кач-ве активной среды ионных кристаллов (напр., фторидов) со сложными центрами окраски. Это позволило расширить область генерации в ИК область до $\lambda \sim 3{,}5$ мкм.

Применения Т. л. чрезвычайно разнообразны. В технологии (сварка, резка и т. д.) используются Т. л. на основе рубина, неодимового стекла и $Y_2Al_5O_{12}(Nd^{3+})$ с мощностью генерации от десятков Вт до неск. кВт. В медицине применяются гл. обр. Т. л. на неодимовом стекле с энергией излучения 1000 Дж в режиме свободной генерации (терапия) и Т. л. на $Y_2Al_5O_{12}(Nd^{3+})$ в непрерывном или периодич. режимах (хирургия). Этот же тип Т. л. используется в оптич. локации и связи. Т. л. с $\Delta t_л \sim 10^{-8}$—10^{-12} с применяются в высокоскоростной фотографии, а одномодовые Т. л. в голографич. устройствах регистрации быстропротекающих процессов (см. *Голография*). Сверхмощные Т. л. на стекле с Nd применяются для исследования термоядерной плазмы (см. *Управляемый термоядерный синтез*). Развитие методов формирования коротких и сверхкоротких импульсов привело к открытию нового класса оптич. явлений, таких, как *самофокусировка света*, *вынужденное рассеяние света*, параметрич. преобразование частоты света (см. *Нелинейная оптика*).

Создание мощных Т. л. требует обеспечения миним. термич. деформаций активных элементов. Разработаны спец. атермальные лазерные стёкла, и используются кристаллы с большими теплопроводностью (напр., иттриево-алюминиевый гранат, александрит), фотохим. и лучевой стойкостью. Наибольшей лучевой стойкостью обладает Т. л. на неодимовом стекле.

● Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, ч. 2, М., 1978, гл. 11—15; Лазерные фосфатные стекла, под ред. М. Е. Жаботинского, М., 1980.

М. Е. Жаботинский.

ТЕКСТУ́РА (от лат. textura — ткань, связь, строение), преимущественная ориентация крист. зёрен в *поликристаллах* или молекул в аморфных телах, *жидких кристаллах*, полимерах, приводящая к анизотропии св-в материалов. Т. может возникнуть в процессе формирования под действием упругих напряжений, тепловых воздействий, электрич. и магн. полей и др. и при сочетании этих факторов (напр., термомеханич. и термомагн. обработки материалов). Различают осевые Т. с предпочтительной ориентацией относительно одного направления (ось Т.), плоские Т. с ориентацией относительно плоскости (плоскость Т.). Т. наз. полными при наличии плоскости и выделенной оси Т. Возможно образование сложной Т. с неск. видами ориентаций. В Т. обычно не бывает ориентации всех элементов. Существует разброс ориентаций относительно выделенных осей и плоскостей. Распределение ориентаций характеризуют функцией распределения по углам, определяемым рентгенографически. Распространены также оптич. методы изучения Т.

Т. образуются при массовой *кристаллизации*, эпитаксиальном наращивании (см. *Эпитаксия*), адсорбции, фазовых переходах, вакуумном и электролитич. осаждении, при кристаллизации и деформации полимерных материалов, при отливках, протяжке, прокатке и сжатии металлов и др. обработке материалов. Текстурированными материалами явл. пьезокерамики, существуют оптич. Т. (см. *Поляроид*), текстура магнитная и др. Т. распространены в изделиях из в-в природного происхождения (волокна) и др. материалах.

● Кудрявцев И. П., Текстуры в металлах и сплавах, М., 1965; Шубников А. В., Пьезоэлектрические текстуры, М. – Л., 1946; Бан Ч., Текстура полимеров, в кн.: Волокна из синтетических полимеров, под ред. Р. Хилла, пер. с англ., М., 1957; Вайнштейн Б. К., Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах, М., 1963.

Г. И. Дистлер.

ТЕКСТУ́РА МАГНИ́ТНАЯ, преимущественная пространственная ориентация *осей лёгкого намагничивания* в поликрист. ферро- или ферримагн. образце, в результате к-рой он обладает *магнитной анизотропией*. Т. м. возникает: при действии на образец направленных механич. напряжений, создающих предпочтит. ориентацию кристаллитов (см. *Текстура*); при термич. обработке образца ниже *Кюри точки* в присутствии магн. поля (термомагн. обработка); при термомеханич. обработке. Создание Т. м. у *магнитно-мягких материалов* снижает *коэрцитивную силу*, уменьшает магнитные потери; у *магнитно-твёрдых материалов* М. т. приводит к увеличению их коэрцитивной силы, остаточной индукции и др.

● Металлы и сплавы в электротехнике, 3 изд., т. 1—2, М.—Л., 1957; Преображенский А., Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы, М., 1972.

ТЕКУ́ЧЕСТЬ, свойство тел пластически или вязко деформироваться под действием напряжений; характеризуется величиной, обратной вязкости. У вязких тел (газов, жидкостей) Т. проявляется при любых напряжениях, у пластичных тв. тел — лишь при высоких напряжениях, превышающих предел Т.

У разл. тел существуют разные механизмы Т., определяющие сопротивление тел пластич. или вязкому течению. У газов Т. связана с переносом импульса из тех слоёв, где имеется преобладающее движение молекул газа в направлении течения, к слоям, у к-рых это движение меньше. У жидкостей Т. обусловлена преобладанием диффузии в направлении действия напряжений. Элементарным актом при этом явл. скачкообразное перемещение молекулы или пары молекул, или сегмента макромолекулярной цепи (у высокомол. в-в), сопровождающееся переходом через энергетич. барьер. У крист. тв. тел Т. связывается с движением разл. рода кристаллических *дефектов*: точечных (*вакансий*), линейных (*дислокаций*) и объёмных (краудионов); течение может быть обусловлено также *двойникованием* под действием напряжения. Медленные течения металлов при высоких темпрах, полимеров и др. наз. *ползучестью материалов*.

Т. исследуют как в природе, так и в технике. На Земле Т. проявляется в

движениях в атмосфере и гидросфере, тектонич. движениях горных массивов. В технике с явлением Т. сталкиваются, напр., при движениях газов и жидкостей по трубам, при изготовлении штамповочных изделий и т. д.

И. И. Малинин.

ТЕЛЕВИЗИО́ННЫЙ МИКРОСКО́П, прибор, в к-ром изображение малого объекта, получаемое с помощью микроскопа, проецируется на светочувствит. элемент передающей телевизионной трубки и преобразуется в последовательность электрич. сигналов, дальнейшее использование к-рых позволяет на экране кинескопа воспроизвести изображение в увеличенном масштабе.

ТЕЛЕГРА́ФНЫЕ УРАВНЕ́НИЯ, уравнения в частных производных, описывающие процесс распространения эл.-магн. волн в *линиях передачи* (в коаксиальных кабелях, двухпроводных линиях и др.):

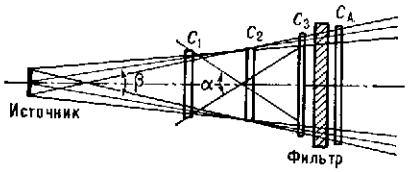
$$\frac{\partial v}{\partial x} = -L\frac{\partial I}{\partial t} - RI, \quad \frac{\partial I}{\partial x} = -C\frac{\partial v}{\partial t} - GV.$$

Здесь $V(x, t)$ и $I(x, t)$ — напряжение и ток в линии, L и C — погонные индуктивность и ёмкость, зависящие от размера проводов, расстояния между ними и св-в заполняющей среды, а R и G — погонные сопротивление и проводимость, учитывающие токи утечки. Структура поля в поперечном сечении линии предполагается квазистационарной, что выполняется для волн с $\lambda \gg$ поперечных размеров линии.

Т. у. приближённо описывают также распространение сигналов в линиях, состоящих из сосредоточенных ёмкостей, индуктивностей и сопротивлений при условии, что различия величин V и I на соседних звеньях достаточно малы. В идеализированном случае, когда $R=0$, $G=0$, эл.-магн. сигналы распространяются вдоль линии со скоростью $v = 1/\sqrt{LC}$ без искажения и затухания. Если L и C зависят от частоты ω, то Т. у. справедливы только для гармонич. волн и записываются для *комплексных амплитуд* тока I и напряжения V, так что $\partial I/\partial t$ и dv/dt заменяются соответственно на $i\omega I$ и $i\omega V$. *Н. С. Степанов.*

ТЕЛЕСКО́П СЧЁТЧИКОВ, устройство для выделения и регистрации ч-ц высоких энергий, летящих в определённом направлении. Т. с. содержит два или более *детекторов* C_1, C_2, C_3 (*Гейгера счётчиков, сцинтилляционных счётчиков, Черенковских счётчиков* и др. или их сочетаний), расположенных друг за другом по направлению движения ч-цы и включённых в схемы совпадений и антисовпадений (см. *Совпадений метод*, рис.). Метод совпадений и антисовпадений позволяет отделить сигналы, вызванные ч-цей, прошедшей через Т. с., от шумовых сигналов самих детекторов, неизбежного фона, а также от сигналов, создаваемых посторонними ч-цами с др. временем пролёта между отд. детекторами или с др. направлением движения.

Т. с. широко применяются в физике ч-ц высоких энергий. Схемы антисовпадений позволяют исключать посторонние ч-цы, напр. с др. пробегами (за детекторами C_1, C_2, C_3, включёнными в схему совпадений, и фильтром, в к-ром тормозятся и останавливаются регистрируемые ч-цы, поменён детектор C_4, включённый в схему антисовпадений с детекторами C_1, C_2, C_3).



Угловое разрешение Т. с. (способность выделять частицы, летящие в заданном направлении) определяется размерами детекторов и расстоянием между ними (угол α). Телесный угол Т. с. β зависит от размера детектора C_3 и расстояния от него до источников ч-ц. Размеры остальных детекторов выбираются так, чтобы в них попадали все ч-цы, вылетающие из мишени и проходящие через детектор C_3.

ТЁМНЫЙ РАЗРЯД, таунсендовский разряд, самостоятельный квазистационарный *электрический разряд в газах* при низких давлениях и очень малых токах (менее 10^{-5} А). Электрич. поле в разрядном промежутке однородно или слабо неоднородно. Объёмный заряд имеет очень низкую плотность и практически не искажает поле. Проводимость в плазменном столбе разряда обусловлена образованием лавин, а на электродах — *вторичной электронной эмиссией* и рекомбинац. процессами. При повышении тока Т. р. переходит в *тлеющий разряд*.

В. Н. Колесников.

ТЕМПЕРАТУ́РА (от лат. temperatura — надлежащее смешение, нормальное состояние), физич. величина, характеризующая состояние термодинамич. равновесия макроскопич. системы. Т. одинакова для всех частей изолированной системы, находящейся в *равновесии термодинамическом*. Если изолированная система не находится в равновесии, то с течением времени переход энергии (теплопередача) от более нагретых частей системы к менее нагретым приводит к выравниванию Т. во всей системе (первый постулат, или нулевое начало *термодинамики*). В равновесных условиях Т. пропорциональна ср. кинетич. энергии ч-ц тела (см. *Статистическая физика*). Т. определяет: распределение образующих систему ч-ц по уровням энергии (см. *Больцмана статистика*) и распределение ч-ц по скоростям (см. *Максвелла распределение*); степень ионизации в-ва (см. *Саха формула*); спектральную плотность излучения (см. *Планка закон излучения*); полную объёмную плотность излучения (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*) и т. д. Т., входящую в качестве параметра в распределение Больцмана, часто наз. Т. в о з б у ж д е н и я, в распределение Максвелла — к и н е т и ч е с к о й Т., в ф-лу Саха — и о н и з а ц и о н н о й Т., в закон Стефана — Больцмана — *радиационной температурой*. Поскольку для системы, находящейся в термодинамич. равновесии, все эти параметры равны друг другу, их наз. просто Т. системы.

В общем случае Т. определяется как производная от энергии тела в целом по его *энтропии*. Так определяемая Т. всегда положительна (поскольку кинетич. энергия положительна), её наз. абсолютной Т. или Т. по термодинамич. *температурной шкале* и обозначают T. За единицу абс. Т. в *Международной системе единиц* (СИ) принят *кельвин* (К). Часто Т. измеряют по шкале Цельсия (t, °С), она связана с T (в К) равенством $t = T - 273{,}15$ К, причём 1 °С = 1 К. Методы измерения Т. рассмотрены в ст. *Термометрия* и *Пирометрия*.

Температурный диапазон физ. явлений исключительно широк: практически от абс. нуля Т. (см. *Низкие температуры*) до 10^{11} К и выше (см. *Высокие температуры*). Строго говоря, Т. характеризует лишь равновесное состояние тел, однако понятием Т. часто пользуются при рассмотрении неравновесных распределений ч-ц и квазичастиц в физ. системах (электронная и ионная Т. неравновесной *плазмы*, *цветовая температура*, *яркостная температура* и т. д.).

ТЕМПЕРАТУ́РА КИПЕ́НИЯ (обозначается $T_{кип}$, T_s), температура равновесного перехода жидкости в пар при пост. внеш. давлении. При Т. к. давление насыщ. пара над плоской поверхностью жидкости становится равным внеш. давлению, вследствие чего по всему объёму жидкости образуются пузырьки насыщ. пара (см. *Кипение*). Т. к. — частный случай температуры *фазового перехода* I рода. В табл. приведены Т. к. ряда в-в при норм. внеш. давлении (760 мм рт. ст., или 101325 Па).

Вещество	$T_{кип}$, °С	Вещество	$T_{кип}$, С°
Водород	−252,6	Иод	184,35
Азот	−195,8	Глицерин	290,0
Аргон	−185,7	Серная	
Кислород	−182,98	кислота	ок. 300
Хлор	−34,1	Натрий	882,9
Ацетон	56,24	Цинк	906
Метило-		Алюминий	2500
вый спирт	64,5	Медь	2540
Этиловый		Железо	2750
спирт	78,4	Осмий	ок. 5000
Азотная		Тантал	ок. 5500
кислота	82,6		

Зависимость Т. к. от давления для воды позволяет по определённому эксперим. значению $T_{кип}$ найти значе-

ние атм. давления и высоту места, где была определена $T_{кип}$, над уровнем моря.

ТЕМПЕРАТУ́РА ПЛАВЛЕ́НИЯ ($T_{пл}$), температура равновесного фазового перехода крист. (твёрдого) тела в жидкое состояние при пост. внеш. давлении. Т. п.— частный случай температуры *фазового перехода* I рода. В табл. приведены значения Т. п. ряда в-в при норм. внеш. давлении (760 мм рт. ст., или 101325 Па).

Вещество	$T_{пл}$, °С	Вещество	$T_{пл}$, °С
Водород	−259,1	Нитробензол	5,8
Кислород	−218,7	Уксусная кислота	16,7
Азот	−210	Глицерин	17,9
Аргон	−189,3	Цезий	28,4
Этиловый спирт	−114	Нафталин	80,3
Хлор	−101	Натрий	97,8
Метиловый спирт	−97,9	Иод	113,6
Ацетон	−95,35	α-Камфора	178,5
Ртуть	−38,86	Цинк	419,5
Этиленгликоль	−12,3	Алюминий	660,4
		Медь	1084,5
		Железо	1539
		Вольфрам	3420

ТЕМПЕРАТУ́РНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, то же, что *тепловое излучение*.

ТЕМПЕРАТУ́РНЫЕ ВО́ЛНЫ, периодич. изменения распределения темпры в среде, связанные с периодич. колебаниями плотности тепловых потоков, поступающих в среду. Т. в. испытывают сильное затухание при распространении, для них характерна значит. дисперсия — зависимость скорости их распространения от частоты Т. в. Обычно коэфф. затухания Т. в. приближённо равен $2\pi/\lambda$, где λ — длина Т. в. Для монохроматич. плоской Т. в., распространяющейся вдоль теплоизолированного стержня пост. поперечного сечения, λ связана с периодом колебаний τ и коэфф. *температуропроводности* $\varkappa$ соотношением: $\lambda=2\sqrt{\pi\varkappa\tau}$; при этом скорость v перемещения гребней волны равна $v=4\pi\varkappa/\lambda=\sqrt{4\pi\varkappa/\tau}$. Т. о., чем меньше период колебаний (меньше длина волны), тем Т. в. быстрее распространяются и затухают на меньших расстояниях. За глубину проникновения плоской Т. в. в среду принимают расстояние, на к-ром колебания темп-ры уменьшаются в $e\approx 2{,}7$ раза, равное $\lambda/2\pi=\sqrt{\varkappa\tau/\pi}$, т. е. чем меньше период, тем меньше глубина проникновения. Напр., глубина проникновения в почву суточных колебаний темп-ры почти в 20 раз меньше глубины проникновения сезонных колебаний. Изучение Т. в. является одним из методов определения температуропроводности, теплоёмкости и др. тепловых хар-к материалов. Метод Т. в. особенно удобен для измерения хар-к чистых в-в при низких темп-рах.

Слабозатухающие Т. в. в сверхтекучем жидком He II представляют собой колебания плотности квазичастиц (см. *Сверхтекучесть*, *Второй звук*).

● Карслоу Г. С., Егер Д., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1964.

ТЕМПЕРАТУ́РНЫЕ НАПРЯЖЕ́НИЯ, *напряжения*, возникающие в теле вследствие различия темп-ры у разл. частей тела и ограничения возможности теплового расширения (или сжатия) со стороны окружающих частей тела или со стороны других тел, окружающих данное (напр., растягивающие напряжения в натянутом между неподвижными опорами проводе при его охлаждении). Т. н. могут быть причиной разрушения деталей машин, сооружений и конструкций. Для предотвращения таких разрушений используют т. н. температурные компенсаторы (зазоры между рельсами, зазоры между блоками плотины, катки на опорах моста и т. п.).

ТЕМПЕРАТУ́РНЫЕ ШКА́ЛЫ, системы сопоставимых значений темп-ры. Темп-ру невозможно измерить непосредственно; её значение определяют по температурному изменению к.-л. удобного для измерений физ. св-ва в-ва (см. *Термометрия*). Термометрич. св-вом x могут быть давление газа, электрич. сопротивление, тепловое расширение жидкости, скорость звука и т. д. При построении Т. ш. приписывают значение темп-ры t_1 и t_2 двум фиксированным температурным точкам $x=x_1$ и $x=x_2$, напр. точке плавления льда и точке кипения воды. Разность темп-р t_2-t_1 наз. основным температурным интервалом Т. ш. Считая произвольно, что связь между выбранным термометрич. св-вом x и t линейная, и полагая для удобства $t_1=0$, получаем для любого t по установленной т. о. эмпирической или условной Т. ш.

$$t=t_2\frac{x-x_1}{x_2-x_1}.$$

Т. ш. представляет собой, т. о., конкретную функциональную числовую связь темп-ры со значениями измеряемого термометрич. св-ва. Возможно неограниченное число Т. ш., различающихся по термометрич. св-ву, принятой зависимости $t(x)$ и темп-рам фиксированных точек. В простейшем случае Т. ш. различаются значениями t_1 и t_2, принятыми для одинаковых физ. состояний. Так, в шкалах Цельсия t°C, Реомюра t°R и Фаренгейта t° F точкам плавления льда и кипения воды при норм. давлении соответствуют разные значения темп-ры. Соотношение для пересчёта темп-ры из одной шкалы в другую: t°C=1,25 t°R=$^5/_9$ (t°F−32). В общем случае Т. ш., различающиеся по термометрич. св-ву, существенно различны и пересчёт темп-ры от одной Т. ш. к другой без дополнит. эксперим. данных невозможен.

Принципиальный недостаток эмпирич. Т. ш.— их зависимость от термометрич. в-ва — отсутствует у термодинамической Т. ш., основанной на *втором начале термодинамики*. При определении термодинамич. Т. ш. исходят из *Карно цикла*. Если в цикле Карно тело, совершающее цикл, поглощает теплоту Q_1 при темп-ре T_1 и отдаёт теплоту Q_2 при темп-ре T_2, то отношение $T_1/T_2=Q_1/Q_2$ не зависит от св-ва рабочего тела и позволяет по доступным для измерений величинам Q_1 и Q_2 определять термодинамич. темпру. Дополнит. преимущество термодинамич. Т. ш. в том, что определённые по ней темп-ры входят в ф-лы *термодинамики*, служащие основой всех теплофиз. расчётов. Для термодинамич. Т. ш., как и для любой другой, необходимо задать значения двух фиксированных темп-р. Общепринято считать $T_1=0$ при абс. нуле темп-р и $T_2=273{,}15$ К в точке плавления льда при норм. давлении. Температура по термодинамич. Т. ш. измеряется в кельвинах (К). Введение $T_1=0$ явл. экстраполяцией и не требует реализации абс. нуля. Определённая т. о. термодинамическая, или абсолютная, Т. ш. (шкала Кельвина) имеет единицу темп-ры, совпадающую с таковой для стоградусной шкалы Цельсия, основанной на идеальном газе и значениях $t_1=0$°С (в точке плавления льда) и $t_2=100$°С (в точке кипения воды). Соотношение между темп-рами по шкалам Цельсия и Кельвина $T_K=t$°C $+273{,}15$К. В США часто применяют термодинамич. Т. ш. Ранкина, темп-ра T_R по к-рой связана с T_K соотношением: $T_K=\frac{5}{9}T_R$.

На практике при измерении темп-ры по термодинамич. Т. ш. применяют, как правило, не цикл Карно, а одно из строгих следствий второго начала термодинамики, связывающее удобно измеряемое термометрич. св-во с термодинамич. темп-рой. В числе таких соотношений: законы идеального газа, восприимчивость идеального парамагнетика, законы излучения абсолютно чёрного тела и т. д. В широком интервале темп-р, примерно от точки кипения гелия до точки затвердевания золота, наиболее точные измерения термодинамич. темп-ры обеспечивает *газовый термометр*.

Для практич. целей измерять термодинамич. темп-ру одним из указанных методов с высокой точностью невозможно. Поэтому значения T по термодинамич. Т. ш. наносят на удобный вторичный термометр, часто более чувствительный и стабильный, чем прибор, воспроизводящий термодинамич. Т. ш. Поскольку для термометрич. св-ва вторичного термометра, напр. электрич. сопротивления платины, нет заранее точно известной связи с T, его градуируют по термодинамич. Т. ш. в количестве точек, достаточном для нахождения всей градуировочной кривой. Трудность работы с термометром, измеряющим термодинамич. темп-ру, и его худшая воспроизводи-

мость по сравнению со вторичным термометром заставляет на практике градуировать его по высокостабильным реперным температурным точкам, таким, как *тройные точки* водорода, кислорода, аргона, точки кипения этих и др. газов (напр., неона), точки затвердевания чистых металлов и др., темп-ры к-рых по термодинамич. Т. ш. заранее найдены предельно точными измерениями. Вычисление всей градуировочной кривой вторичного термометра производится методами, разработанными при исследовании его термометрич. св-ва приборами, измеряющими термодинамич. темп-ру. Т. о. устанавливается основанная на вторичном термометре практическая Т. ш., совпадающая с термодинамич. Т. ш. в пределах точности измерений, воспроизводимости приборов и методов вычисления градуировочной кривой. Если дополнительно показано, что осуществлённые т. о. градуировки всех вторичных термометров выбранного типа совпадают с высокой точностью, то такую Т. ш. считают независимой от конкретного термометра и удобной в качестве Междунар. практич. Т. ш. В СССР принята Междунар. практич. Т. ш. (МПТШ-68), по к-рой градуируются все приборы для измерения темп-ры.

● Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; Гордов А. Н., Температурные шкалы, М., 1966; Бурдун Г. Д., Справочник по Международной системе единиц, М., 1971; ГОСТ 8. 157—75. Шкалы температурные практические, М., 1975.

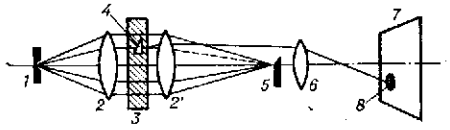
Д. И. Асаров, Д. И. Шаревская.

ТЕМПЕРАТУ́РНЫЙ НАПО́Р, разность характерных темп-р среды и стенки (или границы раздела фаз), а также 2 разл. сред, между к-рыми происходит теплообмен. Местный Т. н.— разность темп-р среды и определённого участка поверхности раздела фаз, средний — Т. н., осреднённый по всей поверхности раздела фаз. Т. н. определяет интенсивность процессов *теплопередачи*. Произведение коэфф. теплопередачи и значения Т. н. определяет плотность теплового потока — кол-во теплоты, переносимое в ед. времени через ед. площади поверхности, перпендикулярной направлению потока.

ТЕМПЕРАТУРОПРОВО́ДНОСТЬ (коэффициент температуропроводности), параметр, характеризующий скорость изменения темп-ры в-ва в нестационарных тепловых процессах; мера теплоинерционных св-в в-ва. Численно равна отношению коэфф. теплопроводности в-ва к произведению его удельной теплоёмкости (при пост. давлении) на плотность; выражается в $м^2/с$.

ТЕНЕВО́Й МЕ́ТОД (Тёплера метод, шлирен-метод), метод обнаружения оптич. неоднородностей в прозрачных преломляющих средах и дефектов отражающих поверхностей (напр., зеркал). Т. м. применяют для исследования распределения плотности воздушных потоков, образующихся при обтекании моделей в *аэродинамических трубах*, используют для проекции на экран изображений (получаемых в виде оптич. неоднородностей) в *пузырьковых камерах*, в телевиз. системах проекции на большой экран и др. Т. м. предложен нем. учёным А. Тёплером в 1867.

В Т. м. пучок лучей от точечного или щелевого источника света *1* (рис.) линзой или системой линз и зеркал



(*2—2'*) направляется через исследуемый объект (*3*) и фокусируется на непрозрачной преграде (*5*) с острой кромкой (на т. н. ноже Фуко), так что изображение источника проектируется на самом краю преграды. Если в исследуемом объекте нет оптич. неоднородностей, то все идущие от него лучи задерживаются преградой. При наличии оптич. неоднородности (*4*) лучи будут рассеиваться ею и часть их, отклонившись, пройдёт выше преграды. Поставив за ней проекционный объектив (*6*) или окуляр, можно на экране (*7*) получить изображение неоднородностей (*8*) или наблюдать их визуально. Иногда вместо точечного источника света и ножа Фуко применяют оптически сопряжённые решётки (*растры*), перекрывающие ход лучам при отсутствии на их пути неоднородностей. Применяются также решётки со щелями в виде цветных светофильтров, позволяющие нагляднее определять характер оптич. неоднородностей. Получение более грубой (теневой) картины зон резкого изменения оптич. плотностей объекта возможно без перекрытия лучей ножом Фуко или решётками. Просвечивание объекта двумя оптич. системами, установленными под углом друг к другу, позволяет получать стереоскопич. картину распределения неоднородностей в объекте.

● Васильев Л. А., Теневые методы, М., 1968; Валюс Н. А., Растровые оптические приборы, М., 1966.

Н. А. Валюс.

ТЕНЕ́Й ЭФФЕ́КТ, возникновение характерных минимумов интенсивности (теней) в угловом распределении ч-ц, вылетающих из узлов крист. решётки. Т. э. наблюдается для положительно заряж. ч-ц: протонов, дейтронов, α-частиц и более тяжёлых ионов. Тени образуются в направлениях кристаллографич. осей (осевая тень) и плоскостей (плоскостная тень). Тени обусловлены отклонением ч-ц, движущихся в направлении оси или плоскости, внутриатомными электрич. полями атомов, встречающихся на их пути (рис. 1). Угловые размеры тени определяются соотношением: $x_0 \approx \sqrt{Z_1 \cdot Z_2 e^2 / \mathcal{E} l}$, где x_0 — полуширина тени, $Z_1 e$ и $\mathcal{E}$ — заряд и энергия движущейся ч-цы, $Z_2 e$ — заряд ядра атома кристалла, l — расстояние между соседними атомами цепочки. Интенсивность потока ч-ц (I) в центре тени для кристалла (без дефектов) примерно в 100 раз меньше, чем на периферии (рис. 2).

Т. э. был обнаружен в 1964 независимо А. Ф. Тулиновым и Б. Домеем, К. Бьёрквистом (Швеция). В работах Тулинова тени наблюдались в потоках ч-ц — продуктов

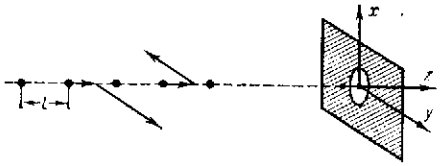


Рис. 1. Образование теней на экране.

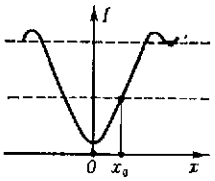


Рис. 2. Угловое распределение интенсивности потока вылетающих из кристалла ч-ц в области тени.

яд. реакций на ядрах крист. мишени, облучённой ускоренными ч-цами. В опытах Домея и Бьёрквиста источником заряж. ч-ц являлись α-радиоактивные ядра, введённые в узлы крист. решётки (методом ионного внедрения). Из-за большей универсальности первого метода практически все последующие эксперименты проводились по его схеме. В частности, с помощью этого метода удалось наблюдать плоскостные тени, имеющие форму прямых линий.

При использовании фотографических эмульсий можно регистрировать теневую картину (иноограмму)

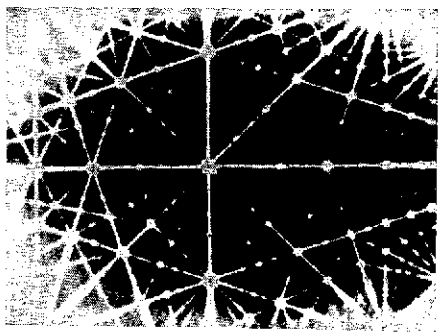


Рис. 3. Иноограмма кристалла (плоскостная тень, негативное изображение).

в большом телесном угле (рис. 3). Расположение пятен и линий на иноограмме зависит от структуры кристалла и геом. условий опыта. Распределение интенсивности в пределах одной тени (осевой или плоско-

стной) определяется многими факторами (составом и структурой кристалла, сортом и энергией движущихся ч-ц, темп-рой кристалла, кол-вом дефектов). Пятна и линии на нонограмме по своей природе принципиально отличны от пятен и линий, получаемых при изучении кристалла дифракц. методами (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Электронография*, *Нейтронография*). Из-за малой длины *волны де Бройля* у тяжёлых ч-ц дифракц. явления практически не оказывают влияния на образование теней.

Т. э. используется в яд. физике и физике тв. тела. На базе Т. э. разработан метод измерения времени τ протекания яд. реакций в диапазоне 10^{-16} — 10^{-18} с. Информация о величине τ извлекается из формы теней в угловых распределениях заряж. ч-ц — продуктов яд. реакций (форма тени определяется смещением *составного ядра* за время его жизни из узла решётки). Т. э. используется для исследования структуры кристаллов, распределения примесных атомов и дефектов. Т. э. относится к группе ориентационных явлений, наблюдаемых при облучении кристаллов потоками ч-ц (см. также *Каналирование* частиц).

● Тулинов А. Ф., Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы, «УФН», 1965, т. 87, в. 4; Карамян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Об использовании эффекта теней для измерения времени протекания ядерных реакций, «Физика элементарных частиц и атомного ядра», 1973, т. 4, в. 2.

ТЕНЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ, изменение электрич. сопротивления тв. проводника (*металла*, *полупроводника*) в результате его деформации. Особенно велик Т. э. в полупроводниках, где он связан с изменением энергетич. спектра носителей заряда при деформации: с изменением ширины запрещённой зоны и энергий ионизации примесных уровней; с относит. изменением энергий отдельных долин зоны проводимости; с расщеплением дырочных зон, к-рые в отсутствии деформации вырождены; с изменением *эффективных масс* носителей заряда (см. *Зонная теория*). Всё это приводит к изменению концентрации носителей и их эффективной подвижности. Кроме того, деформация влияет на процессы рассеяния носителей через изменение спектра *фононов* и появление новых *дефектов*. Величина Т. э. при малых деформациях пропорц. упругому напряжению:

$$\frac{\Delta\sigma_{ij}}{\bar{\sigma}} = \sum_{kl} \Pi_{ijkl} P_{kl},$$

где $\Delta\sigma_{ij}$ — изменение тензора уд. электропроводности, $\bar{\sigma}=\frac{1}{3}(\sigma_{xx}+\sigma_{yy}+\sigma_{zz})$ — ср. уд. электропроводность кристалла, P_{kl} — тензор упругих напряжений, а Π_{ijkl} — тензор четвёртого ранга, наз. тензором коэфф. пьезосопротивления, характеризующий Т. э. в однородных полупроводниках. Абс. величина компонент Π_{ijkl} достигает в полупроводниках значений 10^{-9}— 10^{-8} м²/Н.

Вольт-амперная характеристика полупроводниковых приборов часто определяется малой областью объёма полупроводников, поэтому при концентрации механич. напряжений именно в этой области даже малое механич. усилие создаёт значит. изменение высоты *потенциального барьера* для носителей, что приводит к изменению вольт-амперной хар-ки прибора. Полупроводниковые тензоэлементы служат чувствительными датчиками механич. напряжений (>10 В/Н) и ускорений.

● Блатт Ф. Дж., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Глаговский Б. А., Пивен И. Д., Электротензометры сопротивления, 2 изд., Л., 1972; Полякова А. Л., Физические принципы работы полупроводниковых датчиков механических величин, «Акустический журнал», 1972, т. 18, в. 1, с. 1.

Ш. М. Коган.

ТЕОРЕМА *CPT* (читается «цэ-пэ-тэ»), теорема квант. теории поля, согласно к-рой ур-ния теории инвариантны относительно *CPT*-преобразования, т. е. не меняют своего вида, если одновременно провести три преобразования: *зарядового сопряжения C* (замены ч-ц античастицами), *пространственной инверсии P* (замены координат ч-ц $\boldsymbol{r}$ на $-\boldsymbol{r}$) и *обращения времени T* (замены времени t на $-t$). Т. *CPT* была сформулирована и доказана нем. физиком Г. Людерсом (1951) и швейц. физиком В. Паули (1955). Она вытекает из осн. принципов квант. теории поля. В силу Т. *CPT*, если в природе происходит нек-рый процесс, с той же вероятностью в ней может происходить и процесс, в к-ром ч-цы заменены соответствующими античастицами, проекции их *спинов* имеют противоположный знак, а начальные и конечные состояния процесса поменялись местами. Из Т. *CPT*, в частности, следует, что массы и времена жизни ч-цы и античастицы равны; электрич. заряды и магн. моменты ч-цы и античастицы отличаются только знаком; вз-ствие ч-цы и античастицы с гравитац. полем одинаково (нет «антигравитации»). Для распадов нестабильных ч-ц в тех случаях, когда вз-ствие ч-ц в конечном состоянии пренебрежимо мало, Т. *CPT* требует, чтобы энергетич. спектры и угловые распределения продуктов распадов для ч-цы и античастицы были одинаковы, а проекции спинов противоположны.

На опыте ни одного случая нарушения Т. *CPT* не обнаружено. Точность, с к-рой проверено равенство масс ч-цы и античастицы для K^0- и $\bar{K}^0$-мезонов, составляет примерно 10^{-15}, что на 10 порядков превышает лучшую точность, достигнутую для масс др. ч-ц: $\sim 10^{-5}$ для эл-на и позитрона, $\sim 10^{-4}$ для мюонов (μ^- и μ^+), $\sim 10^{-3}$ для K^--, K^+-мезонов. Равенство времён жизни ч-ц и античастиц проверено с точностью, не превышающей 10^{-3}, а равенство аномальных магн. моментов — с точностью $\sim 10^{-5}$ для μ^-, μ^+ и e^-, e^+. Точность сравнения спектров и поляризации в распадах ч-ц и античастиц, по-видимому, не превышает 10^{-2}. Нарушение *CPT*-инвариантности, если бы оно было обнаружено на опыте, повлекло бы за собой изменения основ квант. теории поля, «разорвало» бы связь между ч-цами и античастицами. В рамках традиц. квант. теории поля основания Т. *CPT* (релятив. инвариантность, локальность вз-ствия, связь спина и статистики и др.) таковы, что пока не видно, как можно было бы пожертвовать хотя бы одним из них, не изменив радикально всю теорию. В не меньшей степени это справедливо и в отношении *аксиоматической теории поля*.

● Лапидус Л. И., Следствия *CPT*-инвариантности и эксперимент, «УФН», 1968, т. 95, в. 4; Файнберг В. Я., Теоретические основы *CPT*-теоремы, там же, в. 3.

Л. Б. Окунь.

ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, см. *Относительности теория*.

ТЕПЛЕРА МЕТОД. см. *Теневой метод*.

«ТЕПЛОВАЯ СМЕРТЬ» ВСЕЛЕННОЙ, ошибочный вывод о том, что все виды энергии во Вселенной в конце концов должны перейти в энергию теплового движения, к-рая равномерно распределится по в-ву Вселенной, после чего в ней прекратятся все макроскопич. процессы. Этот вывод был сформулирован нем. физиком Р. Клаузиусом (1865) на основе *второго начала термодинамики*. Согласно 2-му началу, любая физ. система, не обменивающаяся энергией с др. системами (для Вселенной в целом такой обмен, очевидно, исключён), стремится к наиболее вероятному равновесному состоянию — к состоянию с максимумом *энтропии*. Такое состояние соответствовало бы «Т. с.» В. Ещё до создания совр. *космологии* были сделаны многочисл. попытки опровергнуть вывод о «Т. с.» В. Наиболее известна из них флуктуац. гипотеза австр. физика Л. Больцмана (1872), согласно к-рой Вселенная извечно пребывает в равновесном изотермич. состоянии, но по закону случая то в одном, то в другом её месте иногда происходят отклонения от этого состояния; они происходят тем реже, чем бо́льшую область захватывают и чем значительнее степень отклонения. Совр. космологией установлено, что ошибочен не только вывод о «Т. с.» В., но ошибочны и ранние попытки его опровержения. Связано это с тем, что не принимались во внимание существенные физ. факторы, и прежде всего тяготение. С учётом тяготения однородное изотермич. распределение в-ва не явл. наиболее вероятным и не соответствует максимуму энтропии. Наблюдения показывают, что Вселенная резко нестационарна. Она расширяется, и почти однородное в начале

расширения в-во в дальнейшем под действием сил тяготения распадается на отд. объекты, образуются скопления галактик, галактики, звёзды, планеты. Все эти процессы естественны, идут с ростом энтропии и не требуют нарушения законов термодинамики. Они и в будущем с учётом тяготения не приведут к однородному изотермич. состоянию Вселенной — к «Т. с.» В. Вселенная эволюционирует, оставаясь всегда нестатичной.

● Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975.

И. Д. Новиков.

ТЕПЛОВА́Я ТРУБА́, теплопередающее устройство, способное передавать большие тепловые мощности при малых градиентах темп-ры. Т. т. представляет собой герметизиров. конструкцию (трубу), частично заполненную

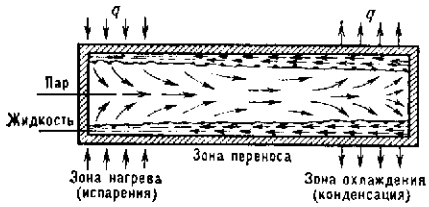


Схема действия тепловой трубы: q — тепловой поток.

жидким теплоносителем (рис.). В нагреваемой части Т. т. (в зоне нагрева, или зоне испарения) жидкий теплоноситель испаряется с поглощением теплоты, а в охлаждаемой (зоне охлаждения, или зоне конденсации) — пар, перетекающий из зоны испарения, конденсируется с выделением теплоты. Движение пара в Т. т. происходит за счёт разности давлений насыщенного пара, определяемой разностью темп-р в зонах. Возвращение жидкости в зону испарения осуществляется либо за счёт внеш. воздействий (напр., силы тяжести), либо под действием разности капиллярных давлений по капиллярной структуре (фитилю), расположенной чаще всего на стенках. Т. т. с капиллярной структурой для возврата жидкости могут работать независимо от внеш. воздействий, именно этот тип Т. т. наиболее распространён. Эфф. теплопроводность Т. т. (отношение плотности *теплового потока* через Т. т. к падению темп-ры на ед. длины трубы) в десятки тысяч раз больше, чем теплопроводность Cu, Ag или Al, и достигает $\sim 10^7$ Вт/(м·К). Малый вес, высокая надёжность и автономность работы Т. т., большая эфф. теплопроводность, возможность использования в качестве термостатирующего устройства обусловили широкое применение Т. т. в энергетике, хим. технологии, косм. технике, электронике и др.

● Елисеев В. Б., Сергеев Д. И., Что такое тепловая труба?, М., 1971; Тепловые трубы, пер. с англ. и нем., М., 1972; Дан П., Рей Д., Тепловые трубы, пер. с англ., М., 1979.

С. П. Малышенко.

ТЕПЛОВА́Я ФУ́НКЦИЯ, то же, что *энтальпия*.

ТЕПЛОВИ́ДЕНИЕ, получение видимого изображения тел по их тепловому (инфракрасному) излучению, собственному или отражённому; используется для определения формы и местоположения объектов, находящихся в темноте или в оптически непрозрачных средах. Особенность наблюдения в ИК области спектра состоит в отсутствии тёмного фона — все окружающие тела испускают *тепловое излучение*, сравнимое по плотности (при комнатной темп-ре и длине волны излучения λ=10 мкм) с солнечным светом. Если бы человеч. глаз был чувствителен к ИК излучению, он был бы ослеплён излучением окружающих его тел. Кроме того, было бы невозможно наблюдать радиац. контрасты, поскольку даже разность темп-р в 1 °С создаёт (при λ=10 мкм) контраст $\sim$1%, а минимально наблюдаемый глазом контраст составляет 2%. Поэтому разрабатываются спец. чувствительные приёмники теплового излучения (см. *Приёмники оптического излучения*), в к-рых ИК излучение объекта преобразуется в видимое изображение. Изменение темп-ры поверхности тела, различие в излучательной способности (см. *Планка закон излучения*) разных его деталей соответствуют наблюдаемому изображению.

Первые системы Т. были созданы в 30-х гг. 20 в., в них в качестве приёмников ИК излучения использовались *болометры* и *термопары*, преобразующие тепловое излучение в электрич. сигналы, к-рые затем подавались на вход электроннолучевой трубки и наблюдались на люминесцентном экране. В совр. системах Т., т. н. *тепловизорах*, с оптико-механич. сканированием излучение от отдельных точек объекта, находящихся в поле обзора, попеременно направляется оптич. системой на приёмник, преобразующий его в электрич. сигналы, к-рые усиливаются и воспроизводятся на экране индикатора. Обычно индикатор показывает не саму яркость, а только изменение яркости относительно среднего уровня. Это позволяет достичь высокого контраста в изображении при весьма малых различиях в темп-ре (до 0,01—0,001 °С) между деталями объекта наблюдения либо между объектом и фоном.

В качестве приёмников в тепловизорах успешно используют не только тепловые, но и охлаждаемые фотоэлектрич. приёмники (напр., на основе InSb или $HgCdTe_2$), к-рые воспринимают излучение с λ до 5—6 мкм, а также пироэлектрич. приёмники, действие к-рых основано на температурной зависимости спонтанной поляризации *пироэлектриков*. Пироэлектрич. приёмники обладают высокой чувствительностью, что позволяет получать с их помощью видимые изображения объектов, находящихся на расстоянии 10—15 км и имеющих темпру, лишь на 1—2 °С отличающуюся от темп-ры окружающей среды.

В 70-х гг. были созданы принципиально новые, более простые устройства Т., в к-рых тепловое изображение объекта непосредственно, без преобразования в электрич. сигналы, проецируется на экран, покрытый тонким слоем вещества, меняющего свои оптич. хар-ки (коэфф. отражения или пропускания, интенсивность или цвет свечения и т. п.) под воздействием теплового излучения. На экранах таких устройств можно наблюдать видимые изображения объектов и фотографировать их. В качестве температурно-чувствительных в-в используются *жидкие кристаллы*, крист. *люминофоры*, полупроводниковые плёнки, магнитные тонкие плёнки и т. д.

Интенсивность теплового излучения тела, достигающая приёмника излучения, определяется не только темпрой тела и его излучательной способностью, но и ослаблением, вносимым атмосферой. «Окна» прозрачности атмосферы в ИК области спектра находятся в областях 3,5—5,5 мкм и 7,5—12 мкм, поэтому в этих диапазонах обычно и работают совр. тепловизоры.

Т. применяется для диагностики в медицине, в навигации, геол. разведке, дефектоскопии, при науч.-технич. исследованиях тепловых процессов и т. д.

● Левитин И. Б., Инфракрасная техника, Л., 1973; Ллойд Дж., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Мирошников М. М., Теоретические основы оптико-электронных приборов, Л., 1977.

М. М. Мирошников.

ТЕПЛОВО́Е ИЗЛУЧЕ́НИЕ (температурное излучение), эл.-магн. излучение, испускаемое в-вом и возникающее за счёт его внутр. энергии (в отличие, напр., от *люминесценции*, к-рая возбуждается внеш. источниками энергии). Т. и. имеет *сплошной спектр*, положение максимума к-рого зависит от темп-ры в-ва. С её повышением возрастает общая энергия испускаемого Т. и., а максимум перемещается в область малых длин волн. Т. и. испускает, напр., поверхность накалённого металла, земная атмосфера и т. д.

Т. и. возникает в условиях детального равновесия в в-ве (см. *Детального равновесия принцип*) для всех безызлучательных процессов, т. е. для разл. типов столкновений ч-ц в газах и плазме, для обмена энергиями электронного и колебат. движений в тв. телах и т. д. Равновесное состояние в-ва в каждой точке пр-ва — состояние *локального термодинамического равновесия* (ЛТР) — при этом характеризуется значением темп-ры, от к-рого зависит Т. и. в данной точке.

В общем случае системы тел, для к-рой осуществляется лишь ЛТР и разл. точки к-рой имеют разл. темп-

ры, Т. и. не находится в термодинамич. равновесии с в-вом. Более горячие тела испускают больше, чем поглощают, а более холодные — соответственно наоборот. Происходит перенос излучения от более горячих тел к более холодным. Для поддержания стационарного состояния, при к-ром сохраняется распределение темп-ры в системе, необходимо восполнять потерю тепловой энергии излучающим телом и отводить её от более холодного тела.

При полном термодинамическом равновесии все части системы тел имеют одну темп-ру, и энергия Т. и., испускаемого каждым телом, компенсируется энергией поглощаемого этим телом Т. и. др. тел. В этом случае детальное равновесие имеет место и для излучательных переходов, Т. и. находится в термодинамич. равновесии с в-вом и наз. равновесным излучением (равновесным явл. Т. и. *абсолютно чёрного тела*). Спектр равновесного излучения не зависит от природы в-ва и определяется *Планка законом излучения*.

Для Т. и. нечёрных тел справедлив *Кирхгофа закон излучения*, связывающий их испускат. и поглощат. способности с испускат. способностью абсолютно чёрного тела.

При наличии ЛТР, применяя законы излучения Кирхгофа и Планка к испусканию и поглощению Т. и. в газах и плазме, можно изучать процессы *переноса излучения*. Такое рассмотрение широко используется в астрофизике, в частности в теории звёздных атмосфер.

● Планк М., Теория теплового излучения, пер. с нем., Л.— М., 1935; Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., 1956; Бесворт Р. Ч. Л., Процессы теплового переноса, пер. с англ., М., 1957; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962. *М. А. Ельяшевич.*

ТЕПЛОВО́Е РАВНОВЕ́СИЕ, то же, что *равновесие термодинамическое*.

ТЕПЛОВО́Е РАСШИРЕ́НИЕ, изменение размеров тела в процессе его нагревания. Количественно Т. р. при постоянном давлении p характеризуется изобарным коэфф. расширения (коэфф. объёмного Т. р.) $\alpha = 1/V \times (dV/dT)_p$, где V— объём тела (твёрдого, жидкого или газообразного), T — его абс. темп-ра. Практически значение α определяется ф-лой:

$$\alpha = \frac{V' - V}{V(T_2 - T_1)},$$

где V и V' — объёмы тела при темпрах T_1 и T_2 соответственно (T_2 выше T_1). Для хар-ки Т. р. тв. тел наряду с α вводят коэфф. линейного Т. р.

$$\alpha_л = 1/l \cdot (dl/dT)_p,$$

где l — начальная длина тела вдоль выбранного направления. В общем случае анизотропных тел $\alpha = \alpha_x + \alpha_y + \alpha_z$, причём различие или равенство линейного коэфф. Т. р. α_x, α_y, α_z вдоль кристаллографич. осей x, y, z определяется *симметрией кристалла*. Напр., для кристаллов кубич. системы, так же как и для изотропных тел. $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = \alpha_л$ и $\alpha \approx 3\alpha_л$.

Для большинства тел $\alpha < 0$, но существуют исключения. Напр., вода при нагреве от 0 до 4 °С при атм. давлении сжимается ($\alpha < 0$). Зависимость α от T наиболее заметна у газов (для *идеального газа* $\alpha = 1/T$), у жидкостей она проявляется слабее. У нек-рых в-в в тв. состоянии (кварца, инвара и др.) коэфф. α мал и практически постоянен в широком интервале T. При $T \to 0$ коэфф. $\alpha \to 0$.

Т. р. газов обусловлено увеличением кинетич. энергии ч-ц газа при его нагреве и совершением за счёт этой энергии работы против внеш. давления. У тв. тел и жидкостей Т. р. связано с несимметричностью (ангармонизмом) тепловых колебаний атомов, благодаря чему межатомные расстояния с ростом T увеличиваются (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эксперим. определение α и $\alpha_л$ осуществляется методами *дилатометрии*. Т. р. тел учитывается при конструировании всех установок, приборов и машин, работающих в переменных температурных условиях.

● Новикова С. И., Тепловое расширение твердых тел, М., 1974; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961.

ТЕПЛОВО́Й ПОТО́К, количество теплоты, переданное через изотермич. поверхность в ед. времени. Размерность Т. п. совпадает с размерностью мощности. Т. п. измеряется в ваттах или ккал/ч (1 ккал/ч = 1,163 Вт). Т. п., отнесённый к ед. изотермич. поверхности, наз. плотностью Т. п., уд. Т. п. или тепловой нагрузкой; обозначается обычно q, измеряется в Вт/м² или ккал/(м²·ч). Плотность Т. п.— вектор, любая компонента к-рого численно равна кол-ву теплоты, передаваемой в ед. времени через ед. площади, перпендикулярной к направлению взятой компоненты.

ТЕПЛОВО́Й ШУМ, флуктуационные токи и напряжения, обусловленные тепловым движением носителей заряда в проводниках. См. *Флуктуации электрические*.

ТЕПЛОВЫ́Е НЕЙТРО́НЫ, нейтроны с кинетич. энергией от 0,5 эВ до 5×10^{-3} эВ; получаются при *замедлении нейтронов* до теплового равновесия с атомами замедляющей среды (*термализация нейтронов*). Распределение Т. н. в замедлителе по скоростям определяется его темп-рой T в соответствии с *Максвелла распределением* для молекул газа. Энергия, соответствующая наиб. вероятной скорости Т. н., равна $8{,}6 \cdot 10^{-5}\ T$ эВ (T — абс. темп-ра).

● См. при ст. *Нейтронная физика*.

ТЕПЛОЁМКОСТЬ, количество теплоты, поглощаемой телом при нагревании на 1 градус (1°С или 1К); точнее — отношение кол-ва теплоты, поглощаемой телом при бесконечно малом изменении его темп-ры, к этому изменению. Т. ед. массы в-ва (г, кг) наз. удельной Т., 1 моля в-ва — молярной (мольной) Т. Ед. Т. служат Дж/(кг·К), Дж/(моль·К), Дж/(м³·К) и внесистемная ед. кал/(моль·К).

Кол-во теплоты, поглощённой телом при изменении его состояния, зависит не только от начального и конечного состояний (в частности, от их темп-ры), но и от способа, к-рым был осуществлён процесс перехода между ними. Соответственно от способа нагревания тела зависит и его Т. Обычно различают Т. при пост. объёме (c_V) и Т. при пост. давлении (c_p), если в процессе нагревания поддерживаются постоянными соответственно его объём или давление. При нагревании при пост. давлении часть теплоты идёт на производство работы расширения тела, а часть — на увеличение его *внутренней энергии*, тогда как при нагревании при пост. объёме вся теплота расходуется на увеличение внутр. энергии; в связи с этим c_p всегда больше, чем c_V. Для газов (разреженных настолько, что их можно считать идеальными) разность мольных Т. $c_p - c_V = R$, где R — универс. *газовая постоянная*, равная 8,314 Дж/(моль·К), или 1,986 кал/(моль·К). У жидкостей и тв. тел разница между c_p и c_V сравнительно мала.

Из 1-го и 2-го начал термодинамики следует, что $c_p = T(\partial S/\partial T)_p$, а $c_V = T(\partial S/\partial T)_V$, т. е. Т. пропорц. производной от *энтропии* S системы по темп-ре T при соответствующих условиях.

Теор. вычисление Т., в частности её зависимости от темп-ры тела, не может быть осуществлено при помощи чисто термодинамич. методов и требует применения методов *статистической физики* (знания микроструктуры в-ва). Для газов вычисление Т. сводится к вычислению ср. энергии теплового движения отд. молекул. Это движение складывается из поступат. и вращат. движений молекулы как целого и из колебаний атомов внутри молекулы. Согласно классич. статистике, на каждую степень свободы поступат. и вращат. движений приходится в мольной Т. (c_V) газа величина, равная $R/2$, а на каждую колебат. степень свободы — R; это правило наз. *равнораспределения законом*. Ч-ца одноатомного газа обладает всего тремя поступат. степенями свободы, соответственно его Т. c_V должна составлять $3\,R/2$ [т. е.ок. 12,5 Дж/(моль·К), или 3 кал/(моль·град)], что хорошо согласуется с опытом. Молекула двухатомного газа обладает тремя поступательными, двумя вращат. и одной колебат. степенями свободы, и закон равнораспределения приводит к значению $c_V = 7R/2$; опыт показывает, что Т. моля двухатомного газа (при обычных темп-рах) составляет

$5R/2$. Это расхождение теории и эксперимента связано с тем, что при вычислении Т. необходимо учитывать квантовые эффекты, т. е. пользоваться квантовой статистикой. Согласно *квантовой механике*, всякая система ч-ц, совершающих колебания или вращения (в т. ч. молекула газа), может обладать лишь определёнными дискретными значениями энергии. Если энергия теплового движения в системе недостаточна для возбуждения колебаний определённой частоты, то эти колебания не вносят своего вклада в Т. системы (соответствующая степень свободы оказывается «замороженной» — к ней неприменим закон равнораспределения). Темп-ра T, при достижении к-рой закон равнораспределения оказывается применимым к вращат. или колебат. степени свободы, определяется квантовомеханич. соотношением $T \geqslant h\nu/k$, где ν — частота колебаний.

Интервалы между вращат. уровнями энергии двухатомной молекулы (делённые на k) составляют всего неск. К и лишь для такой лёгкой молекулы, как молекула водорода, достигают сотни К. Поэтому при обычных темп-рах вращат. часть Т. двухатомных (а также многоатомных) газов подчиняется закону равнораспределения. Интервалы же между колебат. уровнями энергии достигают неск. тысяч К, и поэтому при обычных темп-рах закон равнораспределения неприменим к колебат. части Т. Вычисление Т. по квантовой статистике приводит к результату, что колебат. Т. быстро убывает при понижении темп-ры, стремясь к нулю. Этим объясняется то обстоятельство, что уже при обычных темп-рах колебат. часть Т. практически отсутствует и Т. моля двухатомного газа равна $5R/2$ вместо $7R/2$.

При достаточно низких темп-рах Т. вообще должна вычисляться с помощью квантовой статистики. Как оказывается, Т. убывает с понижением темп-ры к нулю при $T \to 0$ в согласии с т. н. принципом Нернста (*третьим началом термодинамики*).

В тв. (кристаллич.) телах тепловое движение атомов представляет собой малые колебания вблизи определённых положений равновесия (узлов крист. решётки). Каждый атом обладает, т. о., тремя колебат. степенями свободы, и, согласно закону равнораспределения, мольная Т. тв. тела (Т. крист. решётки) должна быть равной $3nR$, где n — число атомов в молекуле. В действительности, однако, это значение — лишь предел, к к-рому стремится Т. тв. тела при высоких темп-рах. Он достигается уже при обычных темп-рах у мн. элементов, в т. ч. металлов ($n=1$, т. н. *Дюлонга и Пти закон*) и у нек-рых простых соединений [NaCl, MnS ($n=2$), $PbCl_2$ ($n=3$) и др.]; у сложных соединений этот предел фактически не достигается, т. к. раньше наступает плавление в-ва или его разложение.

ТЕПЛОЁМКОСТЬ c_p НЕК-РЫХ ГАЗОВ (в Дж/(моль·К)), ЖИДКОСТЕЙ И ТВЁРДЫХ ТЕЛ (в кДж/(кг·К)) ПРИ АТМ. ДАВЛЕНИИ И ПРИ $t=25$°С

Вещества	c_p	Вещества	c_p
Газы		*Твёрдые тела*	
Аргон	20,79	Свинец	0,13
Неон	20,79	Серебро	0,24
Криптон	20,79	Медь	0,39
Азот	29,12	Железо	0,45
Кислород	29,36	Графит	0,71
Водород	29,83	Соль (NaCl)	0,87
Воздух	29,2	Алюминий	0,90
		Нафталин	1,29
		Гранит (0 °С)	0,65
Жидкости		Песок (0—100 °С)	~0,8
Ртуть	0,139	Асбест	
Бензол	1,35	(20—98 °С)	0,82
Серная кислота	1,40	Бетон (0 °С)	0,84
Ацетон	2,16	Слюда (20 °С)	0,88
Спирт этиловый	2,42	Известняк (0—100 °С)	0,92
Вода	4,18	Дерево	~1,3
		Текстолит	~1,47

При низких темп-рах решёточная составляющая Т. тв. тела оказывается пропорц. кубу абс. темп-ры (*Дебая закон теплоёмкости*). Критерием, позволяющим различать высокие и низкие темп-ры, явл. сравнение их с характерным для каждого данного в-ва параметром — т. н. характеристической, или дебаевской, темп-рой θ_D. Эта величина определяется спектром колебания атомов в теле и тем самым существенно зависит от его крист. структуры (см. *Колебания кристаллической решётки*). Обычно θ_D — величина порядка неск. сот К, но может достигать (напр., у алмаза) и тысяч К (см. *Дебая температура*).

У металлов определённый вклад в Т. дают также и эл-ны проводимости (т. н. электронная Т.). Эта часть Т. может быть вычислена с помощью квантовой статистики Ферми, к-рой подчиняются эл-ны. Электронная Т. металла пропорц. первой степени абс. темп-ры. Она представляет собой, однако, сравнительно малую величину, её вклад в Т. металла становится существенным лишь при темп-рах, близких к абс. нулю (порядка неск. К), когда решёточная Т. ($\sim T^3$) становится пренебрежимо малой. У крист. тел с упорядоченным расположением спиновых маги. моментов атомов (ферро- и антиферромагнетиков) существует дополнит. маги. составляющая Т. При темп-ре фазового перехода в парамагн. состояние (в *Кюри точке*, или, соответственно, *Нееля точке*) эта составляющая Т. испытывает резкий подъём — наблюдается «пик» Т., что явл. характерной особенностью *фазовых переходов* II рода.

● Кикоин А. К., Кикоин И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1975; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., М., 1976 (Теоретич. физика, т. 5); Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976.

Е. М. Лифшиц.

ТЕПЛООБМЁН, самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты, обусловленный градиентом темп-ры. В общем случае перенос теплоты может также вызываться неоднородностью полей др. физ. величин, напр. градиентом концентраций (см. *Дюфура эффект*). Различают след. виды Т.: *теплопроводность*, *конвекция*, *лучистый теплообмен*, Т. при фазовых превращениях; на практике Т. часто осуществляется несколькими видами сразу. Т. определяет или сопровождает мн. процессы в природе (напр., эволюцию звёзд и планет, метеорологич. процессы на поверхности Земли и т. д.), технике и в быту. Во мн. случаях, напр. при исследовании процессов сушки, испарит. охлаждения, диффузии, Т. рассматривается совместно с массообменом. Т. между двумя теплоносителями (газами, жидкостями) через разделяющую их тв. стенку или через поверхность раздела между ними наз. *теплопередачей*.

ТЕПЛООТДА́ЧА, *теплообмен* между поверхностью тв. тела и соприкасающейся с ней средой — теплоносителем (жидкостью, газом). Т. осуществляется *конвекцией*, *теплопроводностью*, *лучистым теплообменом*. Различают Т. при свободном и вынужденном движении теплоносителя, а также при изменении его агрегатного состояния. Интенсивность Т. характеризуется коэфф. Т.— количеством теплоты, переданным в ед. времени через ед. поверхности при разности темп-р между поверхностью и средой-теплоносителем в 1 К. Т. можно рассматривать как часть более общего процесса *теплопередачи*.

ТЕПЛОПЕРЕДА́ЧА, *теплообмен* между двумя теплоносителями через разделяющую их тв. стенку или через поверхность раздела между ними. Т. включает в себя *теплоотдачу* от более горячей жидкости или газа к стенке, *теплопроводность* в стенке, теплоотдачу от стенки к более холодной подвижной среде. Интенсивность передачи теплоты при Т. характеризуется коэффициентом теплопередачи k, численно равным кол-ву теплоты, к-рое передаётся через ед. площади поверхности стенки в ед. времени при разности темп-р между теплоносителями в 1 К. Коэфф. k зависит от *температурного напора* ΔT и *теплового потока* δQ через элемент поверхности раздела dS: $k = \delta Q/(\Delta T dS)$. Величина $R = 1/k$ наз. полным термич. сопротивлением Т. Напр., для однослойной стенки

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2},$$

где α_1 и α_2 — коэфф. теплоотдачи от горячей жидкости к поверхности стенки и от поверхности стенки к холодной жидкости; δ — толщина стенки; λ — коэфф. теплопроводности. В большинстве встречающихся на практике случаев k определяется опытным путём.

● Шорин С. Н., Теплопередача, 2 изд., М., 1964; Михеев М. А., Михеева И. М., Основы теплопередачи, 2 изд., М., 1973. *И. Н. Розенгауз.*

ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ УРАВНЕНИЕ, уравнение, описывающее процесс распространения теплоты в сплошной среде (газе, жидкости или тв. теле); осн. ур-ние матем. теории *теплопроводности*. Т. у. выражает тепловой баланс для малого элемента объёма среды с учётом поступления теплоты от источников и тепловых потерь через поверхность элементарного объёма вследствие теплопроводности. Для изотропной неоднородной среды Т. у. имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial T}(\rho c_V T) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right) + F,$$

где ρ — плотность среды; c_V — теплоёмкость среды при пост. объёме V; t — время; x, y, z — координаты; $T = T(x, y, z)$ — темп-ра, к-рая вычисляется при помощи Т. у.; λ — коэфф. теплопроводности; $F = F(x, y, z)$ — заданная плотность тепловых источников. Величины ρ, c_V, λ зависят от координат и, вообще говоря, от T.

В случае изотропной однородной среды Т. у. принимает вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T + f,$$

где ΔT — оператор Лапласа для T, $a^2 = \lambda/(\rho c_V)$ — коэфф. температуропроводности, $f = F/(\rho c_V)$. В стационарном состоянии, когда T не меняется со временем, Т. у. переходит в *Пуассона уравнение*: $\Delta T = f/a^2 = F/\lambda$, а при отсутствии источников теплоты — в *Лапласа уравнение* $\Delta T = 0$. Процессы *диффузии* также описываются ур-ниями типа Т. у.

● Карслоу Г., Егер Д., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1964; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981; Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 3 изд., М., 1966. *Л. П. Зубарев.*

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ, один из видов переноса теплоты от более нагретых частей тела к менее нагретым, приводящий к выравниванию темп-ры. При Т. перенос энергии осуществляется в результате непосредств. передачи энергии от ч-ц (молекул, атомов, эл-нов), обладающих большей энергией, ч-цам с меньшей энергией. Если относит. изменение темп-ры T на расстоянии ср. *длины свободного пробега* ч-ц $\bar{l}$ мало, то выполняется осн. закон Т. (закон Фурье): плотность теплового потока $\boldsymbol{q}$ пропорциональна градиенту темп-ры grad T:

$$\boldsymbol{q} = -\lambda \operatorname{grad} T, \qquad (1)$$

где λ — коэфф. Т., или просто Т., не зависит от grad T (λ зависит от агрегатного состояния в-ва, его атомно-молекулярного строения, темп-ры, давления, состава и т. д.).

Отклонения от закона Фурье могут появиться при очень больших значениях grad T (напр., в сильных *ударных волнах*), при *низких температурах* (для жидкого He II) и при темпрах $\sim 10^4$—10^5 К, когда в газах перенос энергии осуществляется не только в результате межатомных столкновений, но в основном за счёт излучения (лучистая Т.). В разреженных газах, когда $\bar{l}$ сравнимо с расстоянием L между стенками, ограничивающими объём газа, молекулы чаще сталкиваются со стенками, чем между собой. При этом нарушается условие применимости закона Фурье и само понятие локальной темп-ры газа теряет смысл. В этом случае рассматривают не процесс Т. в газе, а теплообмен между телами, находящимися в газовой среде. Процесс Т. в сплошной среде описывается *теплопроводности уравнением*.

Для *идеального газа*, состоящего из тв. сферич. молекул диаметром d, согласно *кинетической теории газов*, справедливо следующее выражение для λ (при $d \ll \bar{l} \ll L$):

$$\lambda = \frac{1}{3}\rho c_V \bar{v} \bar{l}, \qquad (2)$$

где ρ — плотность газа, c_V — теплоёмкость единицы массы газа при пост. объёме V, $\bar{v}$ — ср. скорость движения молекул. Поскольку $\bar{l}$ пропорциональна $1/p$, а $\rho \sim p$ (p — давление газа), то Т. такого газа не зависит от p. Кроме того, коэффициенты Т. λ и *вязкости* η связаны соотношением: $\lambda = {}^5/_2 \eta c_V$. В случае газа, состоящего из многоатомных молекул, существенный вклад в λ вносят внутр. степени свободы молекул, что учитывает соотношение:

$$\lambda = \eta c_V [(9\gamma - 5)/4],$$

где $\gamma = c_p/c_V$, c_p — теплоёмкость при постоянном p. В реальных газах Т.— довольно сложная ф-ция T и p, причём с ростом T и p значение λ возрастает. Для газовых смесей λ может быть как больше, так и меньше λ компонентов смеси, т. е. Т.— нелинейная ф-ция состава.

В плотных газах и жидкостях ср. расстояние между молекулами сравнимо с размерами самих молекул, а кинетич. энергия движения молекул того же порядка, что и потенц. энергия *межмолекулярного взаимодействия*. В связи с этим перенос энергии столкновениями происходит значительно интенсивнее, чем в разреженных газах, и скорость передачи энергии молекул от горячих изотермич. слоёв жидкости к более холодным близка к скорости распространения малых возмущений p, равной скорости звука, т. е. $\lambda = \rho c_V u_s \bar{L}$, где u_s — скорость звука в жидкости, $\bar{L}$ — ср. расстояние между молекулами. Эта ф-ла лучше всего выполняется для одноатомных жидкостей. Как правило, λ жидкостей убывает с ростом T и слабо возрастает с ростом p.

Т. тв. тел имеет разл. природу в зависимости от типа тв. тела. В диэлектриках, не имеющих свободных электрич. зарядов, перенос энергии теплового движения осуществляется *фононами*. У тв. диэлектриков $\lambda \approx c\bar{v}\bar{l}$, где c — теплоёмкость диэлектрика, совпадающая с теплоёмкостью газа фононов, $\bar{v}$ — ср. скорость фононов, приблизительно равная скорости звука, $\bar{l}$ — ср. длина свободного пробега фононов. Существование определённого конечного значения $\bar{l}$ — следствие рассеяния фононов на фононах, на дефектах крист. решётки (в частности, на границах кристаллитов и на границе образца). Температурная зависимость λ определяется зависимостью от темп-ры c и $\bar{l}$.

Т. металлов определяется движением и вз-ствием носителей тока — эл-нов проводимости. В общем случае для металла $\lambda = \lambda_э + \lambda_{реш}$, где $\lambda_{реш}$ и $\lambda_э$ — решёточная фононная и электронная составляющие, причём при обычных темп-рах, как правило, $\lambda_э \gg \lambda_{реш}$. В процессе Т. каждый эл-н переносит при наличии grad T энергию kT, благодаря чему отношение $\lambda_э$ к электрич. проводимости σ в широком интервале темп-р пропорционально T (*Видемана — Франца закон*):

$$\lambda_э/\sigma = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T, \qquad (3)$$

где e — заряд эл-на. В связи с тем, что у большинства металлов $\lambda_{реш} \ll \lambda_э$, в (3) можно с хорошей точностью заменить $\lambda_э$ на λ. Обнаруженные отклонения от равенства (3) нашли своё объяснение в неупругости столкновений эл-нов. У полуметаллов Bi и Sb $\lambda_{реш}$ сравнима с $\lambda_э$, что связано с малостью числа свободных эл-нов в них.

Явление переноса теплоты в полупроводниках сложнее, чем в диэлектриках и металлах, т. к. для них существенны и $\lambda_э$, и $\lambda_{реш}$, а также в связи со значит. влиянием на λ примесей, процессов биполярной диффузии, переноса экситонов и др. факторов.

Влияние p на λ тв. тел с хорошей точностью выражается линейной зависимостью λ от p, причём у мн. металлов и минералов λ растёт с ростом p.

● Лыков А. В., Теория теплопроводности, М., 1967; Рейф Ф., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1972 (Берклеевский курс физики, т. 5); Берман Р., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1979; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Киттель Ч., Элементарная физика твердого тела, пер. с англ., М., 1965; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966. *С. П. Малышенко.*

ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЕ, то же, что *энтальпия*.

ТЕПЛОТА, форма беспорядочного (теплового) движения образующих тело ч-ц (молекул, атомов, эл-нов, фотонов и т. д.); количеств. мерой Т. служит количество теплоты, т. е.

кол-во энергии, получаемой или отдаваемой системой при теплообмене (при неизменных внеш. параметрах системы: объёме и др.). Наряду с *работой* кол-во теплоты явл. мерой изменения *внутренней энергии* U системы. При теплообмене внутр. энергия системы меняется в результате прямых вз-ствий (соударений) молекул системы с молекулами окружающих тел. В отличие от U — однозначной ф-ции параметров состояния, кол-во Т., являясь лишь одной из составляющих полного изменения U в физ. процессе, не может быть представлено в виде разности значений к.-л. ф-ции параметров состояния. Следовательно, элементарное кол-во Т. (соответствующее элементарному изменению состояния тела) не может быть в общем случае дифференциалом к.-л. ф-ции параметров состояния. Передаваемое системе кол-во теплоты Q, как и работа A, зависит от того, каким способом система переходит из начального состояния в конечное.

При обратимых процессах, согласно *второму началу термодинамики*, элементарное кол-во теплоты $\delta Q = TdS$, где T — абс. темп-ра системы, а dS — изменение её *энтропии*. Т. о., передача системе Т. эквивалентна передаче системе определённого кол-ва энтропии. Отвод теплоты от системы эквивалентен уменьшению энтропии. В общем случае необратимых процессов $\delta Q < TdS$. Измеряется Q в ед. энергии: Дж, кал. *Г. Я. Мякишев.*

ТЕПЛОТА́ ИСПАРЕ́НИЯ (теплота парообразования), кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить в-ву в равновесном изобарно-изотермич. процессе, чтобы перевести его из жидкого состояния в газообразное (то же кол-во теплоты выделяется при конденсации пара в жидкость). Т. и.— частный случай *теплоты фазового перехода*. Различают уд. Т. и. (измеряется в Дж/кг, ккал/кг) и мольную (молярную) Т. и. (Дж/моль). В табл. приведены значения уд. Т. и. $L_{исп}$ ряда в-в при норм. внеш. давлении (760 мм рт. ст., или 101325 Па) и темп-ре кипения $T_{кип}$.

Вещество	$T_{кип}$, °С	$L_{исп}$, ккал/кг*	$L_{исп}$, Дж/кг
Водород	−252,6	107	$4{,}48\cdot10^5$
Азот	−195,8	47,6	$1{,}99\cdot10^5$
Спирт этиловый	78,4	216	$9{,}05\cdot10^5$
Вода	100	539	$22{,}6\cdot10^5$
Ртуть	357	69,7	$2{,}82\cdot10^5$
Свинец	1745	204	$8{,}55\cdot10^5$
Медь	2540	1150	$48{,}2\cdot10^5$
Железо	2750	1460	$61{,}2\cdot10^5$

* 1 ккал = $4{,}19\cdot10^3$ Дж.

ТЕПЛОТА́ ПЛАВЛЕ́НИЯ, количество теплоты, к-рое необходимо сообщить в-ву в равновесном изобарно-изотермич. процессе, чтобы перевести его из тв. (крист.) состояния в жидкое (то же кол-во теплоты выделяется при кристаллизации в-ва). Т. п.— частный случай *теплоты фазового перехода*. Различают уд. Т. п. (измеряется в Дж/кг, ккал/кг) и мольную (молярную) Т. п. (Дж/моль). В табл. приведены значения уд. Т. п. $L_{пл}$ при атм. давлении 760 мм рт. ст. (или 101 325 Па) и темп-ре плавления $T_{пл}$.

Вещество	$T_{пл}$, °С	$L_{пл}$, ккал/кг	$L_{пл}$, кДж/кг
Водород H_2	−259,1	13,89	58,2
Кислород O_2	−218,7	3,3	13,8
Азот N_2	−210	6,15	25,7
Ртуть Hg	−38,86	2,82	11,9
Лёд H_2O	0	79,72	334
Натрий Na	97,8	24,4	102
Олово Sn	231,9	14,4	60,2
Свинец Pb	327,4	5,9	24,7
Цинк Zn	419,5	24,4	102
Алюминий Al	660,4	94,5	385
Серебро Ag	961,9	25,0	105
Золото Au	1064,49	15,3	64
Медь Cu	1084,5	49,0	205
Кремний Si	1415	337,0	1409
Никель Ni	1455	71,5	229
Кобальт Co	1494	62,1	264
Железо Fe	1539	63,7	266
Хром Cr	1890	62,1	264
Метан CH_4	−182,5	13,96	58,8
Этиловый спирт $C_2H_6O_2$	−114,15	26,05	109
Ацетон C_3H_6O	− 95,35	23,42	97,9
Нитробензол $C_6H_5NO_2$	5,8	22,50	94,1
Нафталин $C_{10}H_8$	80,28	18,98	82,4

ТЕПЛОТА́ ПОЛИМО́РФНОГО ПРЕВРАЩЕ́НИЯ, количество теплоты, выделяемое (поглощаемое) при равновесном изобарно-изотермич. переходе в-ва из одной полиморфной модификации в другую (см. *Полиморфизм*). Т. п. п.— частный случай *теплоты фазового перехода*. Полиморфные модификации существуют у тв. крист. в-в и жидких кристаллов. Модификации одного и того же в-ва различаются структурой крист. решётки и явл. устойчивыми в определённом интервале значений темп-р, давлений и др. внеш. параметров. Переходы из одной модификации в другую связаны с изменением *энтальпии* в-ва ΔH и сопровождаются выделением (поглощением) соответствующего кол-ва теплоты $Q_{п.п.} = \Delta H$. Значения $Q_{п.п.}$ для некрых полиморфных переходов приведены в таблице.

Вещество	Темп-ра перехода $T_{п.п.}$, °С	Тип решётки ниже $T_{п.п.}$	Тип решётки выше $T_{п.п.}$	$Q_{п.п.}$, кДж/моль
Железо	910	кубич. объёмноцентрированная	кубич. гранецентрированная	0,878
	1400	кубич. гранецентрированная	кубич. объёмноцентрированная	0,46
Кальций	464	кубич. гранецентрированная	гексагональная	1,0
Марганец	727	кубич. объёмноцентрированная (α-фаза)	кубич. объёмноцентрированная (β-фаза)	2,24
	1101	кубич. объёмноцентрированная	тетрагональная	2,28
	1137	тетрагональная	кубич. объёмноцентрированная	1,8
Титан	1080	гексагональная	кубич. объёмноцентрированная	3,4
Уран	662	орторомбическая	тетрагональная	2,93
	769	тетрагональная	кубич. объёмноцентрированная	4,78
Хром	1840	кубич. объёмноцентрированная	кубич. гранецентрированная	1,46

ТЕПЛОТА́ СГОРА́НИЯ (теплотворная способность, калорийность), количество теплоты, выделяющееся при полном сгорании топлива; измеряется в джоулях или калориях. Т. с., отнесённая к ед. массы или объёма топлива, наз. у д е л ь н о й Т. с.; для её измерения пользуются методами *калориметрии*. Т. с. определяется хим. составом топлива. Содержащиеся в топливе хим. элементы обозначаются принятыми символами — C, H, O, N, S, а зола и вода — символами A и W соответственно. Если вода, содержавшаяся в топливе и образовавшаяся при сгорании водорода топлива, присутствует в конечных продуктах сгорания в виде жидкости, то кол-во выделившейся теплоты характеризует в ы с ш у ю Т. с. ($Q_в$); если же вода присутствует в виде пара, то Т. с. наз. н и з ш е й ($Q_н$). Низшая и высшая Т. с. связаны соотношением: $Q_в - Q_н = k(W + 9H)$, где $k = 25$ кДж/кг (6 ккал/кг).

Т. с., отнесённая к рабочей массе топлива ($Q^р$), может быть рассчитана по эмпирич. ф-лам, напр. по ф-ле Менделеева: $Q^р = 81C^р + 300H^р - 26(O^р - S^р_л) - 6(9H^р + W^р)$, где $S^р_л$ — содержание в рабочей массе топлива летучей серы. Для сравнит. расчётов широко пользуются т. н. условным топливом с уд. Т. с. 29 308 кДж/кг (7000 ккал/кг), что в 4,87 раза ниже уд. Т. с. водорода (142 868 кДж/кг). В табл. (стр. 750) приведены значения $Q^р_н$ (МДж/кг) н а р о п р о-

Вид топлива	Состав по массе (%)							$Q_н^р$, МДж/кг	$T_а$, °С
	$C^р$	$H^р$	$S^р$	$N^р$	$O^р$	$W^р$	$A^р$		
Торф	24,7	2,6	0,1	1,1	15,2	50	6,3	8,1	1600
Дрова	30,3	3,6	—	0,4	25,4	40	0,6	10,2	1600
Бурый уголь	43,7	3	0,2	0,6	13,5	33	6	15,7	1800
Каменный уголь	55,2	3,8	3,2	1,0	5,8	8	23	22	2050
Природный газ (метан)	74	25	—	1,0	—	—	—	35,6*	2000
Мазут	83	10,4	2,8	—	0,7	3	0,1	39,2	2100
Бензин	85	14,9	0,05	—	0,05	—	—	44	2100

* Т. е. природного газа дана в МДж/м³.

изводительности $T_а$ — темп-ры, достигаемой при полном сгорании топлива в воздухе.

Наряду с природным органич. топливом в совр. технике (напр., в ракетах) широко применяют особые виды топлива, для к-рых значения $Q_н^р$ существенно выше, чем для природных топлив.

ТЕПЛОТА́ ФА́ЗОВОГО ПЕРЕХО́ДА, количество теплоты, к-рое необходимо сообщить в-ву (или отвести от него) при равновесном изобарно-изотермич. переходе в-ва из одной *фазы* в другую (*фазовом переходе* I рода — кипении, плавлении, кристаллизации, полиморфном превращении и т. п.). Для фазовых переходов II рода Т. ф. п. равна нулю. Равновесный фазовый переход при данном давлении происходит при пост. темп-ре — температуре фазового перехода. Т. ф. п. равна произведению темп-ры фазового перехода на разность энтропий в двух фазах, между к-рыми происходит переход. Различают уд. и мольную (молярную) Т. ф. п., отнесённые соответственно к 1 кг и 1 молю в-ва (см. *Теплота испарения*, *Теплота плавления*, *Теплота полиморфного превращения*).

ТЕРА... (от греч. téras — чудовище), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *кратной единицы*, равной 10^{12} исходных ед. Сокр. обозначение — Т. Пример: 1 ТН (тераньютон)$=10^{12}$ Н.

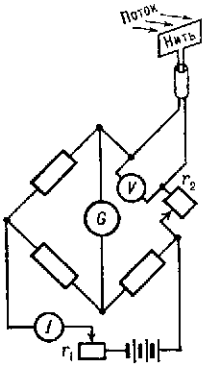
ТЕРМАЛИЗА́ЦИЯ НЕЙТРО́НОВ, последняя стадия процесса *замедления нейтронов*. При уменьшении кинетич. энергии нейтронов до величин <1 эВ скорость нейтронов становится сравнимой со скоростью теплового движения атомов и молекул среды. Обмен энергией между ними и нейтронами приводит к установлению равновесного *Максвелла распределения* нейтронов по скоростям. Однако из-за ряда факторов (тепловое движение и хим. связь атомов, поглощение нейтронов ядрами, конечные размеры системы и др.) энергетич. спектры нейтронов в замедлителях всё же отличаются от равновесных.

● Термализация нейтронов, пер. с англ., М., 1964; Спектры медленных нейтронов, пер. с англ., М., 1971. См. также лит. при ст. *Нейтронная физика*.

ТЕРМИ́ЧЕСКАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ, см. в ст. *Ионизация*.

ТЕРМИ́ЧЕСКИЕ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ, величины, характеризующие изменение к.-л. параметра, входящего в термич. *уравнение состояния* термодинамич. системы (объёма V, давления p), в зависимости от др. параметра (давления p, темп-ры T) в определённом термодинамич. процессе. Различают изотермич. коэфф. сжатия (изотермич. *сжимаемость*) $\beta_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$; адиабатный коэфф. сжатия (адиабатич. сжимаемость) $\beta_S = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_S$, изохорный коэфф. давления $\gamma = \frac{1}{p}(\partial p/\partial T)_V$ и изобарный коэфф. расширения (коэфф. объёмного расширения) $\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$.

ТЕРМОАНЕМО́МЕТР, прибор для измерения скорости потока жидкости или газа от 0,1 м/с и выше, принцип действия к-рого основан на зависимости между скоростью потока v и теплоотдачей проволочки, помещённой в поток и нагретой электрич. током. Осн. часть Т. — *мост измерительный* (рис.), в одно плечо к-рого включён чувствит. элемент в виде нити из никеля, вольфрама или из платины длиной 3—12 мм и диам. 0,005—0,15 мм, укреплённой на тонких электропроводных стержнях. Кол-во теплоты, передаваемой нагретой проволочкой потоку жидкости (газа), зависит от физ. характеристик движущейся среды, геометрии и ориентации проволочки. С увеличением темп-ры проволочки чувствительность Т. увеличивается. Благодаря малой инерционности, высокой чувствительности, точности и компактности Т. широко применяется при изучении неустановившихся движений и течений в *пограничном слое* вблизи стенки, для определения направления скорости потока (двух- и трёхниточные Т.) и гл. обр. турбулентности возд. потоков. Т. пользуются для зондирования потоков как при обычных давлениях, так и при больших разрежениях.



● Горлин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения, М., 1964; Попов С. Г., Измерение воздушных потоков, М.—Л., 1947.

ТЕРМОГАЛЬВАНОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ, явления, связанные с влиянием магн. поля на электро- и теплопроводность тв. проводников. К Т. я. относятся *Нернста — Эттингсхаузена эффект* и *Эттингсхаузена эффект*. Так же, как и *гальваномагнитные явления*, Т. я. обусловлены тем, что магнитное поле, искривляя траектории носителей заряда (см. *Лоренца сила*), отклоняет текущий по проводнику и связанный с переносом частиц поток теплоты от направления, заданного градиентом темп-ры ∇T. В результате появляются составляющие электрич. тока и потока теплоты в направлении, перпендикулярном полю $\boldsymbol{H}$, а составляющие вдоль ∇T изменяются с изменением $\boldsymbol{H}$.

Т. я. можно классифицировать, рассматривая взаимное расположение векторов: плотности теплового потока и вектора $\boldsymbol{n}$, параллельного направлению, в к-ром измеряется явление. Т. я. в направлении, перпендикулярном или параллельном температурному градиенту, наз. соответственно поперечными и продольными.

● Блатт Ф. Дж., Теория подвижности электронов в твердых телах, пер. с англ., М.—Л., 1963; Цидильковский И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1960.

ТЕРМОДИНА́МИКА, наука о наиб. общих св-вах макроскопич. физ. систем, находящихся в состоянии термодинамич. равновесия, и о процессах перехода между этими состояниями. Т. строится на основе фундам. принципов (начал), к-рые явл. обобщением многочисл. наблюдений и выполняются независимо от конкретной природы образующих систему тел. Поэтому закономерности и соотношения между физ. величинами, к к-рым приводит Т., имеют универс. хар-р. Обоснование законов Т., их связь с законами движения отд. ч-ц, из к-рых построены тела, даётся *статистической физикой*. Последняя позволяет выяснить и границы применимости Т.

Равновесные и неравновесные состояния. Равновесным явл. такое состояние изолированной системы, в к-рое она переходит по истечении достаточно большого промежутка времени. Это время, называемое временем *релаксации*, зависит от природы тел, вз-ствия их ч-ц, а также от хар-ра исходного неравновесного состояния. Если система находится в состоянии равновесия, то в равновесии находятся и отдельные её макроскопич. части. При неизменных внеш. условиях такое состояние не меняется со временем. Однако неизменность во времени не явл. достаточным признаком равновесности состояния. Напр., помещённый в термостат участок электрической цепи, по к-рому течёт ток, может на-

ходиться в неизменном (стационарном) состоянии практически неограниченное время, но это состояние неравновесно: протекание тока сопровождается необратимым превращением энергии электрич. тока в теплоту, отводимую в термостат, в системе имеется градиент темп-ры (см. *Открытые системы*).

Равновесное состояние полностью характеризуется небольшим числом физ. *параметров состояния*. Прежде всего это *температура*, равенство значений к-рой для всех частей системы явл. необходимым условием термодинамич. равновесия. (Существование темп-ры — параметра, единого для всех частей системы, находящейся в равновесии, иногда наз. нулевым началом Т.) Состояние однородных тел полностью фиксируется заданием любых двух из трёх величин: темпры T, объёма V и давления p. Связь между p, V и T характерна для каждого данного тв. тела, жидкости или газа и наз. *уравнением состояния*. В более сложных случаях для полной хар-ки равновесного состояния требуются и др. параметры (напр., концентрация компонентов смеси газов, напряжённость электрич. поля, магн. индукция).

Обратимые (квазистатические) и необратимые процессы. В процессе перехода из одного равновесного состояния в другое, к-рый может происходить под влиянием различных внеш. воздействий, система проходит через непрерывный ряд состояний, не являющихся, вообще говоря, равновесными. Для реализации процесса, приближающегося к последовательности равновесных состояний, необходимо, чтобы он протекал достаточно медленно (был бы квазистатическим). Но сама по себе медленность процесса ещё не явл. достаточным признаком его равновесности. Так, процесс разрядки конденсатора через большое сопротивление или дросселирование газа (см. *Джоуля — Томсона эффект*) могут быть сколь угодно медленными и при этом существенно неравновесными процессами. Равновесный процесс, представляя собой непрерывную цепь равновесных состояний, явл. обратимым — его можно совершить в обратном направлении и при этом в окружающей среде не останется никаких изменений. Т. даёт полное количеств. описание *обратимых процессов*, а для *необратимых процессов* устанавливает лишь определ. неравенства и указывает направление их протекания.

Первое начало термодинамики. Существуют два принципиально различающихся способа изменения состояния системы: первый связан с работой системы по перемещению окружающих тел (или работой этих тел над системой), второй — с сообщением системе теплоты (или с отводом её) при неизменном расположении окружающих тел. В общем случае переход системы из одного состояния в другое связан с сообщением системе нек-рого кол-ва теплоты ΔQ и совершением системой работы ΔA над внеш. телами. Как показывает опыт, при заданных нач. и кон. состояниях ΔQ и ΔA существенно зависят от пути перехода. Другими словами, эти величины явл. хар-ками не отдельного состояния системы, а совершаемого ею процесса. *Первое начало термодинамики* утверждает, что если система совершает термодинамич. цикл (т. е. возвращается в конечном счёте в исходное состояние), то полное кол-во теплоты, сообщённое системе на протяжении цикла, равно совершённой ею работе.

1-е начало Т. есть закон сохранения энергии для систем, в к-рых существенную роль играют тепловые процессы. Энергетич. эквивалентность теплоты и работы, т. е. возможность измерения и сравнения их количеств в одних и тех же единицах, была доказана Ю. Р. Майером (1842) и особенно опытами Дж. Джоуля (1843). 1-е начало Т. было сформулировано Майером, а затем более строго Г. Гельмгольцем (1847). Приведённая выше формулировка 1-го начала равнозначна, очевидно, утверждению о невозможности *вечного двигателя* первого рода. Из 1-го начала следует, что в случае незамкнутого процесса (когда система не возвращается в исходное состояние) разность $\Delta Q - \Delta A = \Delta U$ не равна, вообще говоря, нулю и не зависит от пути перехода между данными состояниями. Действительно, произвольный процесс в обратном направлении образует с каждым из прямых процессов замкнутый цикл, для к-рого указанная разность обращается в нуль. Т. о., ΔU представляет собой приращение величины U, имеющей в каждом состоянии вполне определ. значение. Эта величина (U) наз. *внутренней энергией* (или просто энергией) системы. Из 1-го начала Т. вытекает, что существует *характеристическая функция* состояния системы — её энергия. Если речь идёт об однородном теле, к-рое способно совершать работу только при изменении объёма, то $\delta A = pdV$ и бесконечно малое приращение (дифференциал) U равно:

$$dU = \delta Q - pdV,$$

где δQ — бесконечно малое приращение теплоты, не являющееся, однако, дифференциалом к.-л. ф-ции. При фиксир. объёме ($dV = 0$) вся сообщаемая телу теплота идёт на приращение внутр. энергии, и поэтому, в частности, *теплоёмкость* c_V тела при пост. объёме равна:

$$c_V = (\partial U/\partial T)_V.$$

Второе начало термодинамики. Запрещая вечный двигатель первого рода, 1-е начало Т. не исключает возможности создания такой машины непрерывного действия, к-рая была бы способна превращать в полезную работу практически всю подводимую к ней теплоту (т. н. вечный двигатель второго рода). Однако весь опыт по конструированию тепловых машин, имевшийся в пач. 19 в., указывал на то, что кпд этих машин (отношение полученной работы к затраченной теплоте) всегда существенно меньше единицы: часть теплоты неизбежно рассеивается в окружающую среду. Франц. учёный С. Карно первым показал (1824), что это обстоятельство имеет принципиальный хар-р, т. е. любая тепловая машина должна содержать помимо нагревателя (источника теплоты) и рабочего тела, совершающего термодинамич. цикл (напр., пара), также и холодильник, имеющий темп-ру, обязательно более низкую, чем темп-ра нагревателя (см. *Карно цикл*). 2-е начало термодинамики представляет собой обобщение вывода Карно на произвольные термодинамич. процессы, протекающие в природе. Р. Клаузиус (1850) дал 2-му началу следующую формулировку: невозможен процесс, при к-ром теплота переходила бы самопроизвольно от тел более холодных к телам более нагретым. Независимо от Клаузиуса в несколько иной форме этот принцип высказал У. Томсон (Кельвин) в 1851: невозможно построить периодически действующую машину, вся деятельность к-рой сводилась бы к совершению механич. работы и соответствующему охлаждению теплового резервуара. Несмотря на качеств. хар-р этого утверждения, оно приводит к далеко идущим количеств. следствиям. Прежде всего оно позволяет определить макс. кпд тепловой машины. Если машина работает на основе цикла Карно, то на протяжении изотермич. контакта с нагревателем ($T = T_1$) рабочее тело получает кол-во теплоты ΔQ_1, а на др. изотермич. участке цикла, находясь в контакте с холодильником ($T = T_2$), отдаёт ему кол-во теплоты ΔQ_2. Отношение $\Delta Q_2/\Delta Q_1$ должно быть одним и тем же у всех машин с обратимым циклом Карно, у к-рых соотв. одинаковы T_1 и T_2, и не может зависеть от природы рабочего тела. Если бы это было не так, то машину с большей величиной отношения $\Delta Q_2/\Delta Q_1$ можно было бы заставить работать в обратном направлении (поскольку циклы обратимы), приводя её в действие с помощью машины с меньшей величиной отношения. В такой комбинир. машине теплота от холодильника передавалась бы нагревателю без совершения работы. Согласно 2-му началу Т., это невозможно, и поэтому отношение $\Delta Q_2/\Delta Q_1$ у обеих машин должно быть одинаковым. В частности, оно должно быть тем же, что и в случае, когда рабочим телом явл. *идеальный газ*. Здесь это отношение легко может быть найдено, и, т. о., оказывается, что для всех обратимых циклов Карно

$$\Delta Q_1/\Delta Q_2 = T_1/T_2. \qquad (2)$$

Это выражение наз. пропорцией Карно. В результате для всех машин с обратимым циклом Карно кпд η максимален и равен: $\eta=(T_1-T_2)/T_1$. Если цикл необратим, то кпд оказывается меньше этой величины. Пропорция Карно положена в основу определения абс. температурной шкалы (см. *Температурные шкалы*). Следствием 2-го начала Т. (пропорции Карно) явл. существование *энтропии* S как ф-ции состояния. Если внести величину S, изменение к-рой при изотермич. обратимом сообщении системе кол-ва теплоты ΔQ есть $\Delta S=\Delta Q/T$, то полное приращение S в цикле Карно будет равно нулю; на адиабатич. участках цикла $\Delta S=0$ (т. к. $\Delta Q=0$), а изменения на изотермич. участках компенсируют друг друга. Полное приращение энтропии оказывается равным нулю и при осуществлении произвольного обратимого цикла, что доказывается разбиением цикла на последовательность бесконечно тонких циклов Карно (с малыми изотермич. участками). Отсюда следует (как и в случае внутр. энергии), что энтропия S явл. ф-цией состояния системы, т. е. изменение S не зависит от пути перехода. Используя понятие энтропии, Клаузиус (1876) дал наиболее общую формулировку 2-го начала Т.: существует ф-ция состояния системы — её энтропия S, приращение к-рой dS при обратимом сообщении системе теплоты равно:

$$dS=\delta Q/T; \qquad (3)$$

при реальных (необратимых) адиабатич. процессах $dS>0$, т. е. энтропия возрастает, достигая макс. значения в состоянии равновесия. 2-е начало Т. не имеет столь абс. хар-ра, как 1-е начало, оно нарушается при *флуктуациях*.

Выяснение статистич. природы энтропии (австр. физик Л. Больцман, 1872) привело к построению термодинамич. теории флуктуаций (А. Эйнштейн, 1910) и к развитию *термодинамики неравновесных процессов*.

Термодинамические потенциалы. Определение энтропии позволяет написать след. выражения для дифференциалов внутр. энергии U и *энтальпии* $H=U+pV$:

$$dU=TdS-pdV,\ dH=TdS+Vdp. \qquad (4)$$

Отсюда видно, что естественными независимыми параметрами состояния для ф-ций U и H явл. соотв. пары S, V и S, p. Если же вместо энтропии в кач-ве независимого параметра используется темп-ра, то для описания системы более удобны *Гельмгольца энергия* (изохорно-изотермич. потенциал) $F=U-TS$ (для переменных T и V) и *Гиббса энергия* (изобарно-изотермич. потенциал) $G=H-TS$ (для переменных T и p). При фиксированном полном числе ч-ц

$$dF=-SdT-pdV,\ dG=-SdT+Vdp.$$

Ф-ции состояний U, H, F и G наз. потенциалами термодинамич. системы для соответствующих пар независимых переменных. Метод термодинамич. потенциалов, созданный амер. физиком Дж. У. Гиббсом в 1874—78, основан на совместном применении 1-го и 2-го начал Т. и позволяет получить ряд важных термодинамич. соотношений между разл. физ. св-вами системы. Так, использование независимости вторых смешанных производных от порядка дифференцирования приводит к связи между теплоёмкостями при пост. давлении и объёме (c_p и c_V), коэфф. теплового расширения $(\partial V/\partial T)_p$ и изотермич. коэфф. сжатия $(\partial V/\partial p)_T$:

$$c_p-c_V=-T\,(\partial V/\partial T)_p^2/(\partial V/\partial p)_T, \qquad (5)$$

к соотношению между изотермич. и адиабатич. коэфф. сжатия

$$(\partial V/\partial p)_S=(c_V/c_p)(\partial V/\partial p)_T$$

и т. п. Из условия, что изолир. система в равновесном состоянии обладает макс. значением энтропии, вытекает условие минимальности термодинамич. потенциалов в равновесном состоянии по отношению к произвольно малым отклонениям от равновесия при фиксир. значениях соответствующих независимых переменных. Это приводит к важным неравенствам (условиям устойчивости), в частности

$$(\partial p/\partial V)_S<(\partial p/\partial V)_T<0,\quad c_p>c_V>0$$

(см. *Устойчивость термодинамическая*).

Третье начало термодинамики. Согласно 2-му началу Т., энтропия определяется дифф. соотношением (3), т.е. с точностью до пост. слагаемого, к-рое хотя и не зависит от темп-ры, но могло бы быть различным для разных тел в состоянии равновесия. Соответствующие неопределённые слагаемые существуют и у термодинамич. потенциалов. Нем. физико-химик В. Нернст (1906) на основе электрохим. исследований пришёл к выводу, что эти слагаемые универсальны: они не зависят от давления, агрегатного состояния и др. хар-к в-ва. Этот новый, вытекающий из опыта принцип обычно наз. *третьим началом термодинамики* или тепловой теоремой Нернста. М. Планк (1911) показал, что 3-е начало Т. равносильно условию: энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения темп-ры к абс. нулю (поскольку универсальную константу в выражении энтропии можно положить равной нулю). Из 3-го начала Т. следует, в частности, что коэфф. теплового расширения, изохорный коэфф. давления $(\partial p/\partial T)_V$ и уд. теплоёмкости c_p и c_V обращаются в нуль при $T\to 0$. Необходимо отметить, что 3-е начало Т. и вытекающие из него следствия не относятся к системам, находящимся в т. н. затормożённом состоянии. Примером такой системы явл. смесь в-в, между к-рыми хотя и возможны хим. реакции, но они заторможены — скорость реакций при низких темп-рах очень мала. Др. примером может служить быстро замороженный р-р, к-рый при низкой темп-ре должен был бы расслоиться на две фазы, но процесс расслоения при низких темп-рах практически не происходит. Такие состояния во мн. отношениях подобны равновесным, однако их энтропия не обращается в нуль при $T\to 0$.

Применения термодинамики. Т. не опирается на модельные представления об ат. структуре в-ва и может применяться для исследования всех систем, для к-рых справедливы законы, лежащие в её основе. Методами Т. устанавливаются связи между непосредственно наблюдаемыми (макроскопическими) хар-ками систем (их давлением, объёмом, темп-рой и др.) в разл. термодинамич. процессах. Важными областями применения Т. явл. также теория хим. равновесия и теория *фазового равновесия*, в частности равновесия между разными агрегатными состояниями и равновесия при расслоении на фазы смесей жидкостей и газов. В этих случаях в процессе установления равновесия существенную роль играет обмен ч-цами в-ва между разными фазами, и при формулировке условий равновесия используется понятие *химического потенциала*. Постоянство хим. потенциала заменяет условие постоянства давления, если жидкость или газ находятся во внеш. поле, напр. в поле тяготения. В Т. принято выделять разделы, относящиеся к отд. наукам и к технике (*химическая термодинамика*, *техническая термодинамика* и т. д.), а также к разл. объектам исследования (Т. газов, жидкостей, р-ров, упругих тел, Т. диэлектриков, магнетиков, сверхпроводников, плазмы, излучения).

● Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1956; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., М., 1976; Второе начало термодинамики, М.—Л., 1934; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Румер Ю. Б., Рыбкин М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977; Термодинамика. Терминология, М., 1973.

Г. М. Элиашберг.

ТЕРМОДИНА́МИКА НЕРАВНОВЕ́СНЫХ ПРОЦЕ́ССОВ,

общая теория макроскопич. описания *неравновесных процессов*. Её наз. также неравновесной термодинамикой или термодинамикой необратимых процессов.

Классич. термодинамика даёт полное количеств. описание равновесных (обратимых) процессов. Для неравновесных процессов она устанавливает лишь неравенства, к-рые указывают возможное направление этих процессов. Осн. задача Т. н. п.— количеств. изучение неравновесных процессов для состояний, не сильно отличающихся от равновесного, в частности определение скоростей неравновесных процессов в зависимости от внеш. условий. В Т.

н. п. системы, в к-рых протекают неравновесные процессы, рассматриваются как непрерывные среды, а их параметры состояния — как полевые переменные, т. е. непрерывные ф-ции координат и времени. Для макроскопич. описания неравновесных процессов применяют след. метод: систему представляют состоящей из элем. объёмов (элементов среды), к-рые всё же настолько велики, что содержат очень большое число ч-ц. Состояние каждого выделенного элемента среды характеризуется темп-рой, давлением и др. термодинамич. параметрами, зависящими от координат и времени. Количеств. описание неравновесных процессов при таком методе заключается в составлении ур-ний баланса для элем. объёмов на основе законов сохранения массы, импульса и энергии, а также ур-ния баланса энтропии и феноменологич. ур-ний рассматриваемых процессов, выражающих потоки массы, импульса и энергии через градиенты термодинамич. параметров. Методы Т. н. п. позволяют сформулировать для неравновесных процессов 1-е и 2-е начала термодинамики в локальной форме (зависящей от положения элемента среды); получить из общих принципов, не рассматривая деталей вз-ствия ч-ц, полную систему ур-ний переноса, т. е. ур-ния гидродинамики, теплопроводности и диффузии для простых и сложных систем (с хим. реакциями между компонентами, с учётом эл.-магн. сил и др. факторов).

Закон сохранения массы в Т. н. п. Для многокомпонентной системы скорость увеличения массы k-той компоненты в элем. объёме равна потоку массы в этот объём $\rho_k v_k$, где ρ_k — плотность, а v_k — массовая скорость потока ч-ц данного вида. Поток в бесконечно малый элемент объёма, приходящийся на ед. объёма, есть дивергенция с обратным знаком; следовательно, ур-ние баланса массы k-той компоненты имеет вид: $\partial\rho_k/\partial t = -\mathrm{div}\ \rho_k v_k$. Для суммарной плотности $\rho=\Sigma_k\rho_k$ закон сохранения имеет аналогичный вид: $\partial\rho/\partial t=-\mathrm{div}\ \rho v$, где v — гидродинамич. скорость среды (ср. скорость переноса массы), зависящая от координат и времени. Для концентрации к.-л. компонента $c_k=\rho_k/\rho$ закон сохранения массы $\rho\frac{dc_k}{dt}=-\mathrm{div}\ J_k$ позволяет определить диффуз. поток $J_k=\rho_k(v_k-v)$ (здесь $\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+v\cdot\mathrm{grad}$ — полная, или субстанциональная, производная во времени).

Закон сохранения импульса в Т. н. п. Изменение импульса элем. объёма может происходить за счёт сил, вызванных градиентом внутр. напряжений в среде $P_{\alpha\beta}$, и внеш. сил F_k. Закон сохранения импульса, применённый к гидродинамич. скорости, позволяет получить осн. ур-ния гидродинамики (*Навье — Стокса уравнения*):

$$\rho\frac{dv_\alpha}{dt}=-\Sigma_{\beta=1}^{3}\frac{\partial}{\partial x_\beta}P_{\beta\alpha}+\Sigma_{k=1}^{n}\rho_k F_k, \quad (1)$$

где v_α — декартовы компоненты скорости v, а $P_{\beta\alpha}$ — тензор напряжений.

Закон сохранения энергии для элем. объёмов представляет собой *первое начало термодинамики* в Т. н. п. Здесь приходится учитывать, что полная уд. энергия складывается из уд. кинетич., уд. потенц. энергии в поле сил F_k и уд. внутр. энергии u, к-рая представляет собой энергию теплового движения ч-ц и ср. энергию вз-ствия ч-ц. Для u получается ур-ние баланса, аналогичное (1), из к-рого следует, что скорость изменения плотности импульса на одну ч-цу $\partial\rho u/\partial t$ определяется дивергенцией потоков внутр. энергии ρuv и потока теплоты J_q, а также работой внутр. напряжений

$$\Sigma_{\alpha\beta}P_{\alpha\beta}\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta}$$ и внеш. сил $\Sigma_k J_k F_k$.

Уравнение баланса энтропии. В Т. н. п. принимается, что энтропия элем. объёма s (локальная энтропия) явл. такой же ф-цией от внутр. энергии u, уд. объёма $v=1/\rho$ и концентрации c_k, как и в состоянии полного равновесия, и, следовательно, для неё справедливы обычные термодинамич. равенства. Эти положения вместе с законами сохранения массы, импульса и энергии позволяют найти ур-ние баланса энтропии:

$$\rho\frac{ds}{dt}=-\mathrm{div}\ J_s+\sigma, \quad (2)$$

где σ — локальное *производство энтропии* на ед. объёма в ед. времени, J_s — плотность потока энтропии, к-рая выражается через плотности потока теплоты, диффуз. потока и ту часть тензора напряжений, к-рая связана с неравновесными процессами (т. е. через тензор вязких напряжений $\Pi_{\alpha\beta}$). Энтропия (в отличие от массы, энергии и импульса) не сохраняется, а возрастает со временем в элементе объёма вследствие необратимых процессов (скорость возрастания обозначают σ). Кроме того, энтропия может изменяться вследствие втекания её в элемент объёма или вытекания из него, что не связано с необратимыми процессами. Положительность произ-ва энтропии ($\sigma>0$) выражает в Т. н. п. закон возрастания энтропии (см. *Второе начало термодинамики*).

Произ-во энтропии σ определяется только необратимыми процессами (напр., диффузией, теплопроводностью, вязкостью) и равно:

$$\sigma=\Sigma_i J_i X_i, \quad (3)$$

где J_i — потоки (напр., диффуз. поток J_k, тепловой поток J_q, тензор вязких напряжений $\Pi_{\alpha\beta}$), а X_i — сопряжённые им термодинамич. силы, т. е. градиенты термодинамич. параметров, вызывающие отклонение от равновесного состояния. Для получения в Т. н. п. замкнутой системы ур-ний, описывающих неравновесные процессы, потоки физ. величин при помощи феноменологич. ур-ний выражают через термодинамич. силы.

Феноменологические уравнения. Т. н. п. исходит из того, что при малых отклонениях системы от термодинамич. равновесия возникающие потоки линейно зависят от термодинамич. сил и описываются феноменологич. ур-ниями типа

$$J_i=\Sigma_k L_{ik}X_k, \quad (4)$$

где L_{ik} — кинетические (феноменологич.) коэффициенты, или коэфф. переноса. В прямых процессах термодинамич. сила X_k вызывает поток J_k, напр. градиент темп-ры вызывает поток теплоты (теплопроводность), градиент концентрации — поток в-ва (диффузию), градиент скорости — поток импульса (к-рый определяет вязкость), электрич. поле — электрич. ток (электропроводность). Такие процессы характеризуются кинетич. коэфф., пропорциональными коэфф. теплопроводности, диффузии, вязкости, электропроводности. Эти коэфф. наз. также кинетич. коэфф. или коэфф. переноса. Термодинамич. сила X_k может вызывать поток J_i и при $i\neq k$; напр., градиент темп-ры может вызывать поток в-ва в многокомпонентных системах (*термодиффузия*, или Соре эффект), а градиент концентрации — поток теплоты (диффуз. термоэффект, или *Дюфура эффект*). Такие процессы наз. перекрёстными или налагающимися эффектами; они характеризуются коэфф. L_{ik} с $i\neq k$. С учётом феноменологич. ур-ний произ-во энтропии равно:

$$\sigma=\Sigma_{i,k}X_i L_{ik}X_k\geqslant 0. \quad (5)$$

В стационарном состоянии величина σ минимальна при заданных внеш. условиях, препятствующих достижению равновесия (*Пригожина теорема*). В состоянии термодинамич. равновесия $\sigma=0$. Одна из осн. теорем Т. н. п.— *Онсагера теорема*. В рассмотренных примерах термодинамич. параметры были непрерывными ф-циями координат. Возможны неравновесные системы, в к-рых термодинамич. параметры меняются скачком (гетерогенные системы), напр. газы в сосудах, соединённых капилляром или мембраной. Если темп-ры T и *химические потенциалы* μ газов в сосудах не равны ($T_1>T_2$ и $\mu_1>\mu_2$), то термодинамич. силы $\left(X_n=\frac{1}{T_2}-\frac{1}{T_1},\ X_m=\frac{\mu_2}{T_2}-\frac{\mu_1}{T_1}\right)$ вызывают потоки массы и энергии ($J_m=L_{11}X_m+L_{12}X_n$, $J_n=L_{21}X_m+L_{22}X_n$) между сосудами, создают термомолекулярную разность давлений. В этом примере потоки и термодинамич. силы — скаляры; такие процессы наз. скалярными. В процессах диффузии, теплопроводности, термодиффузии и эффекте Дюфура

потоки и термодинамич. силы — векторы, поэтому они наз. векторными процессами. В вязком потоке, при сдвиговой вязкости, термодинамич. силы и потоки — тензоры, поэтому этот процесс наз. тензорным. Согласно теореме франц. физика П. Кюри, для изотропной среды линейные соотношения могут связывать термодинамич. силы и потоки лишь одинаковой тензорной размерности, что сильно упрощает феноменологич. ур-ния в этом случае.

Т. н. п. даёт теор. основу для исследования *открытых систем*, позволяет объяснить мн. неравновесные явления в проводниках, напр. *термоэлектрические явления*, *гальваномагнитные явления* и *термогальваномагнитные явления*. Вывод законов Т. н. п. из законов механики (классич. и квантовой) и получение выражений для кинетич. коэфф. через параметры, характеризующие строение в-ва, входят в задачу неравновесной статистич. термодинамики, к-рая относится к Т. н. п. как статистич. термодинамика к термодинамике.

● Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Пригожин И., Введение в термодинамику необратимых процессов, пер. с англ., М., 1960; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967; Дьярмати И., Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы, пер. с англ., М., 1974; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971.

Д. Н. Зубарев.

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ВЕРОЯ́ТНОСТЬ, см. *Вероятность термодинамическая.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА, совокупность макроскопич. тел, к-рые могут взаимодействовать между собой и с др. телами (внеш. средой) — обмениваться с ними энергией и в-вом. Т. с. состоит из столь большого числа структурных ч-ц (атомов, молекул), что её состояние можно характеризовать макроскопич. параметрами: плотностью, давлением, концентрацией в-в, образующих Т. с., и т. д.

Т. с. находится в равновесии (см. *Равновесие термодинамическое*), если параметры системы с течением времени не меняются и в системе нет к.-л. стационарных потоков (теплоты, в-ва и др.). Для равновесных Т. с. вводится понятие *температуры* как *параметра состояния*, имеющего одинаковое значение для всех макроскопич. частей системы. Число независимых параметров состояния равно числу *степеней свободы* Т. с., остальные параметры могут быть выражены через независимые с помощью *уравнения состояния*. Св-ва равновесных Т. с. изучает *термодинамика* равновесных процессов (термостатика); св-ва неравновесных систем — *термодинамика неравновесных процессов*.

В термодинамике рассматривают: закрытые Т. с., не обменивающиеся в-вом с др. системами, *открытые системы*, обменивающиеся в-вом и энергией с др. системами; адиабатные Т. с., в к-рых отсутствует теплообмен с др. системами; изолированные Т. с., не обменивающиеся с др. системами ни энергией, ни в-вом. Если система не изолирована, то её состояние может изменяться; изменение состояния Т. с. наз. термодинамическим процессом. Т. с. может быть физически однородной (*гомогенной системой*) и неоднородной (гетерогенной системой), состоящей из неск. однородных частей с разными физ. св-вами. В результате фазовых и хим. превращений (см. *Фазовый переход*) гомогенная Т. с. может стать гетерогенной и наоборот.

● Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.— Л., 1951; Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.— Л., 1948; Самойлович А. Г., Термодинамика и статистическая физика, 2 изд., М., 1955.

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУ́РНАЯ ШКАЛА́, см. *Температурные шкалы.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ ПАРАМЕ́ТРЫ, см. *Параметры состояния.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИА́ЛЫ, см. *Потенциалы термодинамические.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ РАВНОВЕ́СИЕ, см. *Равновесие термодинамическое.*

ТЕРМОДИФФУ́ЗИЯ, перенос компонент газовых смесей или р-ров под влиянием градиента темп-ры. Если разность темп-р поддерживается постоянной, то вследствие Т. в объёме смеси возникает градиент концентрации, что вызывает также и обычную диффузию. В стационарных условиях при отсутствии потока в-ва Т. уравновешивается обычной диффузией, и в объёме возникает разность концентраций, к-рая может быть использована для разделения изотопов. Т. в р-рах наз. эффектом Соре (по имени швейц. химика Ш. Соре, впервые в 1879—81 исследовавшего Т.).

В бинарной смеси при пост. давлении в отсутствие внеш. сил полный диффуз. поток в-ва равен:

$$j_i = -nD_{12}\mathrm{grad}\ c_i - n(D_T/T)\mathrm{grad}\ T,$$

где D_{12} — коэфф. диффузии, D_T — коэфф. Т., n — число ч-ц смеси в ед. объёма, $c_i = n_i/n$ — концентрация ч-ц i-того компонента ($i=1, 2$). Распределение концентрации в стационарном состоянии может быть найдено из условия $j_i = 0$, откуда $\mathrm{grad}\ c_i = -(k_T/T)\mathrm{grad}\ T$, где $k_T = D_T/D_{12}$ — термодиффуз. отношение, пропорц. произведению концентраций компонент.

Коэфф. Т. сильно зависит от *межмолекулярного взаимодействия*, поэтому его изучение позволяет исследовать межмол. силы в газах.

● Грю К. Э., Иббс Т. Л., Термическая диффузия в газах, пер. с англ., М., 1956. См. также лит. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов*.

Д. Н. Зубарев.

ТЕРМОИО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, то же, что *поверхностная ионизация.*

ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возникающая при нагревании вещества, предварительно возбуждённого светом или жёстким излучением. Наблюдается у многих *кристаллофосфоров*, минералов, некоторых стёкол и органических люминофоров. Механизм Т. рекомбинационный. При нагревании люминофора эл-ны, захваченные ловушками, освобождаются и происходит излучат. рекомбинация их с ионизированными при возбуждении *центрами люминесценции*. Т. применяется при исследовании энергетич. спектра электронных ловушек в тв. телах, а также в минералогии для исследования центров люминесценции, минералов, определения возраста пород и условий их образования.

ТЕРМОМАГНИ́ТНЫЕ МАТЕРИА́ЛЫ, ферромагнитные сплавы с сильной зависимостью *намагниченности* насыщения J_s от темп-ры T в заданном магн. поле. Это св-во проявляется вблизи *Кюри точки* 0 сплава, где тепловое движение ч-ц в-ва дезориентирует их магн. моменты (у большинства применяемых сплавов значения θ лежат между 0 и 200°С). Т. м. применяют гл. обр. в кач-ве магн. шунтов или магн. добавочных сопротивлений. Включение таких элементов в *магнитные цепи* позволяет компенсировать изменения магн. потока в цепи, вызванные температурными изменениями электрич. сопротивления обмоток магнита, величины возд. зазора магнита и т. д. Т. м. применяются также в реле, момент срабатывания к-рых зависит от T.

Т. м. обычно подразделяют на две группы: термомагнитные (компенсационные) сплавы (ТКС) и многослойные термомагнитные (компенсационные) материалы (ТКМ). К ТКС относятся сплавы Ni—Fe—Cr (компенсаторы), Ni—Cu (кальмаллои), Ni—Fe (термаллои). К преимуществам компенсаторов относится обратимость св-в в диапазоне темп-р ±70°С, хорошая воспроизводимость хар-к (в частности, зависимость J_s от T), несложная механич. обработка. ТКМ обладают рядом преимуществ по сравнению с ТКС: возможность расчёта магн. св-в и разнообразие хар-к, достижение насыщения (J_s) в слабых полях; слабая зависимость насыщения от поля.

● Преображенский А. А., Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы, М., 1972; Прецизионные сплавы. Справочник, М., 1974.

ТЕРМОМАГНИ́ТНЫЙ ЭФФЕ́КТ, то же, что *Риги — Ледюка эффект.*

ТЕРМО́МЕТР СОПРОТИВЛЕ́НИЯ, прибор для измерения *температуры*, принцип действия к-рого основан на зависимости электрич. сопротивления металлов, сплавов и ПП от темп-ры (на увеличении сопротивления R с повышением темп-ры T у *металлов* и обратной зависимостью R от T у *полупроводников*).

Широкое распространение получили Т. с. из чистых металлов, особенно Pt (температурный коэфф. сопротивле-

ния $\alpha=\frac{R_{100°C}-R_{0°C}}{100R_{0°C}}=0{,}0039\ К^{-1}$) и Cu ($\alpha=0{,}0044\ К^{-1}$), к-рые конструктивно представляют собой металлич. проволоку или ленту, намотанную на жёсткий каркас из электроизолирующего материала (кварц и др.). Платиновые Т. с. применяют для измерения темп-р в пределах от —263 до 1064°С, медные — от —50 до 180°С. Т. с. техн. применения работают в комплекте с *мостами измерительными*, *потенциометрами*, *логометрами*, шкалы к-рых градуированы непосредственно в °С. При помощи высокоточных платиновых Т. с. воспроизводится *Международная практическая температурная шкала*, проводятся точные измерения темп-ры и градуировка др. термометров в диапазоне 14—900 К.

Полупроводниковые Т. с. (углеродные, германиевые и др.) применяются для измерений *низких температур* (0,1—100 К). При темп-рах выше 100 К применение полупроводниковых Т. с. ограничено (сказываются их нестабильность и разброс индивидуальных характеристик).

● См. лит. при ст. *Термометрия*.

Д. И. Шаревская.

ТЕРМОМЕ́ТРИЯ, раздел физики, посвящённый методам и средствам измерения темп-ры. Одновременно Т.— раздел *метрологии*, в задачи к-рого входит обеспечение единства температурных измерений: установление *температурных шкал*, создание *эталонов*, разработка методик *градуировки* и *поверки* приборов для измерения темп-ры.

Темп-ра не может быть измерена непосредственно. Об изменении темп-ры судят по изменению других физ. св-в тел (объёма, давления, электрич. сопротивления, эдс, интенсивности излучения и др.), однозначно с ней связанных (т. н. термометрич. св-в). Любой метод измерения темп-ры связан с определением температурной шкалы.

Методы измерения темп-ры различны для разных диапазонов измеряемых темп-р, они зависят от условий измерений и требуемой точности. Их можно разделить на две осн. группы методов: контактные (собственно термометрия) и бесконтактные (Т. излучения, или *пирометрия*). Для контактных методов характерно то, что прибор, измеряющий темп-ру среды, должен находиться с ней в тепловом равновесии, т. е. иметь с ней одинаковую темп-ру. Осн. узлами всех приборов для измерения темп-ры являются чувствит. элемент, где реализуется термометрич. св-во, и связанный с ним измерит. прибор (см. *Термометры*).

Измерит. приборы, к-рыми определяют значения термометрич. св-ва (манометры, потенциометры, логометры, измерит. мосты, милливольтметры и т. д.), наз. вторичными приборами. Точность измерения темп-ры зависит от точности вторичных приборов, шкалы к-рых обычно градуированы в °С.

В диапазоне криогенных (ниже 120 К) и сверхнизких (ниже 1 К) темп-р, кроме обычных методов измерения темп-р, применяют специфич. методы. Это — *магнитная термометрия* (диапазон 0,006—30 К; точность до 0,001 К); метод, основанный на температурной зависимости *Мёссбауэра эффекта* (ниже 1 К); метод термошумового термометра с преобразователем на *Джозефсона эффекте* (ниже 1 К). Особо сложно при измерении сверхнизких темп-р осуществить тепловой контакт между термометром и средой.

Для обеспечения единства температурных измерений служит Гос. эталон единицы темп-ры *кельвина*, что позволяет в диапазоне 1,5—2800 К воспроизводить Междунар. практич. температурную шкалу (МПТШ-68). Путём сравнения с эталоном значения темп-р передаются образцовым приборам, по к-рым градуируются и проверяются рабочие приборы для измерений темп-р. Образцовыми приборами явл. германиевые (1,5—13,8 К) и платиновые [13,8—903,9 К (630,7°С)] термометры сопротивления, платинородий (90% Pt, 10% Rh) — платиновая термопара (630,7—1064,4 °С) и оптич. пирометр (выше 1064,4°С).

● Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 2 изд., М., 1954; Методы измерения температуры, ч. 1—2, М., 1954; Температура и ее измерение, М., 1960; Сосновский А. Г., Столярова Н. И., Измерение температур, М., 1970.

Д. Н. Астров, Д. И. Шаревская.

ТЕРМО́МЕТРЫ (от греч. thérmē — тепло и metréō — измеряю), приборы для измерения *температуры* посредством контакта с исследуемой средой. Первые Т. появились в кон. 16—нач. 17 вв. (термоскоп Г. Галилея, 1597; спиртовые флорентийские Т. и др.), сам термин «Т.» — в 1636.

Действие Т. осн. на разл. физ. явлениях, зависящих от темп-ры: на тепловом расширении жидкостей, газов и тв. тел, изменении с темп-рой давления газа или насыщ. паров, электрич. сопротивления, термоэдс, магн. восприимчивости парамагнетика и др. (см. *Термометрия*).

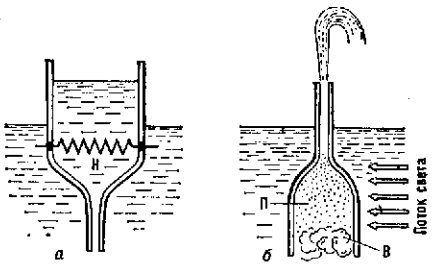
Наиболее распространены *жидкостные термометры*, *манометрические термометры*, *термометры сопротивления*, термоэлектрич. Т. (см. *Термопара*). Для измерения *низких температур* применяют, кроме того, конденсац. Т., *газовые термометры*, акустич. Т., магн. Т. Существуют Т. спец. назначения, напр. гипсотермометры, метеорологические, глубоководные.

Иногда применяют биметаллич. Т., основанные на различии теплового расширения в-в, из к-рых изготовлены пластины их чувствит. элементов; кварцевые Т., основанные на температурной зависимости резонансной частоты пьезокварца; ёмкостные Т., основанные на зависимости диэлектрич. восприимчивости сегнетоэлектриков от темп-ры, и др.

● См. лит. при ст. *Термометрия*.

Д. И. Шаревская.

ТЕРМОМЕХАНИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ (эффект фонтанирования), появление в сверхтекучей жидкости разности давлений Δp, обусловленной разностью темп-р ΔT (см. *Сверхтекучесть*). Т. э. проявляется в различии уровней жидкости в двух сосудах, сообщающихся через узкую щель или капилляр и находящихся при разных темп-рах (рис., *а*). Другой наглядный способ



Термомеханич. эффект: *а* — уровень жидкости в сосуде с нагревателем Н выше, чем в сообщающемся с ним сосуде; *б* — фонтанирование гелия при освещении и нагреве порошка П, находящегося в сосуде со сверхтекучим гелием (В — гигроскопич. вата).

демонстрации Т. э. заключается в нагреве излучением трубки, набитой мелким чёрным порошком и опущенной одним концом в сверхтекучий гелий. При освещении порошок быстро нагревается, и из-за возникающей разности давлений в сосуде и вне его жидкий гелий фонтаном выбрасывается из верхнего конца капилляра (рис., *б*). В рамках двухжидкостной модели сверхтекучего гелия Т. э. можно объяснить как выравнивание концентраций сверхтекучей компоненты, свободно протекающей через щель в направлении нагретой части жидкости. В то же время поток норм. компоненты в обратном направлении невозможен из-за действия сил вязкости (см. *Гелий жидкий*). Для разности давлений в Т. э. термодинамически получено соотношение $\Delta p/\Delta T=\rho S$, где ρ — плотность, S — энтропия жидкого гелия.

Обратный эффект — охлаждение сверхтекучего гелия при продавливании его через узкие щели или капилляры — наз. *механокалорическим эффектом*.

● См. лит. при ст. *Сверхтекучесть*.

И. П. Крылов.

ТЕРМОПА́РА, датчик темп-ры, состоящий из двух соединённых между собой разнородных электропроводящих элементов (обычно из металлич. проводников, реже из ПП). Действие Т. основано на эффекте Зеебека (см. *Термоэлектрические явления*). Если контакты (обычно спаи) проводящих элементов, образующих Т. (их часто наз. термоэлектродами), находятся при разных темп-рах, то в цепи Т. возникает эдс (термоэдс), величина к-рой однозначно определяется темп-рой горячего и холодного контактов и приро-

дой материалов, применённых в кач-ве термоэлектродов.

Эдс Т. из металлич. проводников обычно лежит в пределах 5—60 мкВ/К. Эдс Т. из ПП может быть на порядок выше. Точность определения темп-ры с помощью Т. составляет, как правило, неск. К, а у нек-рых Т. достигает ~0,01 К.

Т. используются в самых разл. диапазонах темп-ры (от неск. К до примерно 2800 К). Применяются в устройствах для измерения темп-ры (см. *Термометрия*) и разл. автоматизир. системах управления и контроля. В сочетании с электроизмерит. приборами (милливольтметром, потенциометром и т. п.) Т. образует термоэлектрич. *термометр*.

● Сосновский А. Г., Столярова Н. И., Измерение температур, М., 1970. *Д. Н. Астров.*

ТЕРМОСТА́Т (от греч. thérmē — тепло и statós — стоящий, неподвижный), прибор для поддержания пост. темп-ры. Представляет собой сосуд (металлич., стеклянный и др.), тщательно защищённый тепловой изоляцией от влияния окружающей среды. Постоянство темп-ры в Т. обеспечивается либо терморегуляторами, либо осуществлением *фазового перехода* (таяния льда, кипения воды, затвердевания эвтектики и т.п.), происходящего при определ. темп-ре. В условиях, когда перепад между темп-рой окружающей среды и темп-рой в Т. невелик (диапазон ср. темп-р), постоянной поддерживается темп-ра рабочего в-ва (газа, жидкости), заполняющего Т. Тело, св-ва к-рого исследуются при заданной темп-ре, находится в тепловом контакте с рабочим в-вом и имеет его темп-ру. Т., заполняемые рабочим в-вом, обычно снабжены малоинерционным нагревателем (холодильником), автоматич. терморегулятором, устройством для энергичного перемешивания рабочего в-ва с целью быстрого выравнивания темп-ры в Т. К жидкостным Т. такого типа относятся: спиртовой (с диапазоном от —60 до +10°С), водяной (10—95°С), масляный (100—300°С), солевой или селитровый (300—500°С). Газовые Т. в этих диапазонах темп-р применяются реже из-за трудности осуществить в них хороший тепловой контакт с исследуемым телом.

В Т. для высоких и низких темп-р обеспечивается малый теплообмен с окружающей средой. Для этого применяют высокий вакуум, экраны, защищающие от теплообмена излучением, и др. методы.

При высоких темп-рах (300—1200°С) роль Т. часто играют электропечи с терморегулятором и массивным металлич. блоком, в к-рый помещают исследуемое тело. Т. для поддержания низких темп-р наз. к р и о с т а т о м. В термодинамике Т. часто наз. систему, обладающую столь большой теплоёмкостью, что подводимые к ней кол-ва теплоты не изменяют её темп-ры.

● См. лит. при ст. *Калориметрия*.

ТЕРМОСТА́ТИКА, то же, что *термодинамика* равновесных (квазистатических) процессов.

ТЕРМОУПРУГОСТЬ, раздел механики деформируемого тв. тела, в к-ром изучаются зависимости между напряжениями, деформациями и темп-рой и разрабатываются матем. методы расчёта *температурных напряжений* и деформаций, к-рые существенны для рационального проектирования машин и конструкций, работающих в сложных температурных режимах.

В пределах сохранения упругости материала компоненты тензора напряжений (см. *Напряжение* механическое), тензора деформации (см. *Деформация* механическая) и темп-ра связаны линейными соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11} - (3\lambda + 2\mu)\,\alpha T, \\ \sigma_{12} &= 2\mu\varepsilon_{12}, \\ \sigma_{22} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22} - (3\lambda + 2\mu)\,\alpha T, \\ \sigma_{23} &= 2\mu\varepsilon_{23}, \\ \sigma_{33} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{33} - (3\lambda + 2\mu)\,\alpha T, \\ \sigma_{31} &= 2\mu\varepsilon_{31} \\ (\theta &= \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}), \end{aligned} \qquad (*)$$

где λ и μ постоянные Ламе (см. *Модули упругости*), α — коэфф. линейного теплового расширения, T — разность между текущим значением темп-ры и темп-рой ненапряжённого состояния. С использованием соотношений (*) матем. задачи Т. формулируются аналогично задачам *упругости теории*.

● Боли Б., Уэйнер Дж., Теория температурных напряжений, пер. с англ., М., 1964; Лейбензон Л. С., Курс теории упругости, 2 изд., М.— Л., 1947. *В. С. Ленский.*

ТЕРМОЭДС, электродвижущая сила $\mathcal{E}$, возникающая в электрич. цепи, состоящей из неск. разнородных проводников, контакты между к-рыми имеют разл. темп-ру (Зеебека эффект). Если электрич. цепь состоит из двух разл. проводников, она наз. термоэлементом или термопарой. Величина Т. зависит только от темп-р горячего T_1 и холодного T_2 контактов и от материалов проводников. В небольшом интервале темп-р (0—100°С) $\mathcal{E} = \alpha(T_1 - T_2)$. Коэфф. α наз. коэфф. Зеебека (термоэлектрич. способностью пары, термосилой, коэффициентом термоэдс или удельной термоэдс), зависит от материала проводников и интервала темп-р (табл.).

Цифры, приведённые в таблице, условны, т. к. Т. чувствительна к микроскопич. кол-вам примесей, к ориентации крист. зёрен. Т. может возникнуть в цепи, состоящей и из одного материала, если его разные участки подвергались разл. технол. операциям. Она не меняется при последоват. включении в цепь любого кол-ва др. материалов, если появляющиеся при этом дополнит. места контактов поддерживают при одной и той же темп-ре.

ЗНАЧЕНИЯ α ДЛЯ НЕК-РЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ ПО ОТНОШЕНИЮ К Pb.

Материал	α, мкВ/К	Материал	α, мкВ/К
Сурьма	+43	Ртуть	—4,4
Железо	+15	Платина	—4,4
Молибден	+7,6	Натрий	—6,5
Кадмий	+4,6	Палладий	—8,9
Вольфрам	+3,6	Калий	+13,8
Медь	+3,2	Никель	—20,8
Цинк	+3,1	Висмут	—68,0
Золото	+2,9	Хромель	+24
Серебро	+2,7	Нихром	+18
Свинец	0,0	Платинороди-	
Олово	—0,2	дий	+2
Магний	—0,0	Алюмель	—17,3
Алюминий	—0,4	Константан	—38
		Копель	—38

Знак «+» указывает, что ток течёт от Pb к данному металлу через более нагретый спай, а знак «—» — через холодный спай.

Если вдоль проводника существует градиент темп-р, то эл-ны на горячем конце приобретают более высокие энергии и скорости. В *полупроводниках*, кроме того, концентрация эл-нов растёт с темп-рой. В результате возникает поток эл-нов от горячего конца к холодному, на холодном конце накапливается отрицат. заряд, а на горячем остаётся нескомпенсированный положит. заряд. Накопление заряда продолжается до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не вызовет равный обратный поток эл-нов. Алгебр. сумма таких разностей потенциалов в цепи создаёт одну из составляющих Т., к-рую наз. о б ъ ё м н о й. Др. составляющие Т. связаны с температурной зависимостью *контактной разности потенциалов* и с эффектом увлечения эл-нов *фононами* (см. *Увлечения эффект*). Т. к. число фононов, движущихся от горячего конца к холодному, больше, чем движущихся навстречу, то в результате увлечения ими эл-нов на холодном конце накапливается отрицат. заряд. Эта составляющая Т. при низких темп-рах может быть в десятки и сотни раз больше других. В магнетиках играет роль также увлечение эл-нов *магнонами*.

Т. *металлов* очень мала. Сравнительно больше Т. в *полуметаллах* и их сплавах, а также в нек-рых переходных металлах и их сплавах (напр., в сплавах Pd с Ag Т. достигает 86 мкВ/К). Т. велика из-за того, что ср. энергия эл-нов в потоке сильно отличается от энергии Ферми. Иногда быстрые эл-ны обладают меньшей диффуз. способностью, чем медленные, и Т. меняет знак. Величина и знак Т. зависят также от формы ферми-поверхности, разл. участки к-рой могут давать в Т. вклады противоположного знака. Знак Т. металлов иногда меняется на противоположный при низких темп-рах. В дырочных ПП на холодном контакте скапливаются дырки, а на горячем остаётся нескомпенсированный отрицат. заряд (если аномальный механизм рассеяния или эффект увлечения не приводят к перемене знака Т.).

В термоэлементе, состоящем из дырочного и электронного ПП, Т. складываются. В ПП со смешанной проводимостью к холодному контакту диффундируют и эл-ны и дырки, и их заряды взаимно компенсируются. Если концентрации и подвижности эл-нов и дырок равны, то Т. равна нулю.

● См. лит. при ст. *Термоэлектрические явления*.

Л. С. Стильбанс.

ТЕРМОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ, совокупность физ. явлений, обусловленных взаимосвязью между тепловыми и электрич. процессами в тв. проводниках. К Т. я. относятся *Зеебека эффект*, *Пельтье эффект* и *Томсона эффект*. Причина Т. я.— нарушение теплового равновесия в потоке носителей тока.

● Жузе В. П., Гусенкова Е. И., Библиография по термоэлектричеству, М.— Л., 1963; Иоффе А. Ф., Полупроводниковые термоэлементы, М.— Л., 1960.

ТЕРМОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ ПРИБО́Р, представляет собой сочетание термоэлектрич. преобразователя с электроизмерит. механизмом пост. тока. Применяется для измерения силы и напряжения (реже мощности) электрич. тока, особенно при несинусоидальных токах и на повыш. частотах.

Обычно Т. и. п. состоит из нагревателя — обмотки с большим уд. электрич. сопротивлением, по к-рой протекает измеряемый ток, *термопары*,

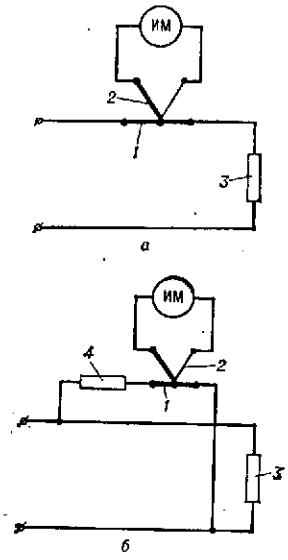


Схема термоэлектрического измерит. прибора (*а* — амперметра, *б* — вольтметра): *1* — нагреватель; *2* — термопара; *3* — нагрузка; *4* — добавочное сопротивление; ИМ — измерительный механизм.

воспринимающей темп-ру нагревателя, и *магнитоэлектрического измерительного механизма*, через рамку к-рого протекает ток, определяемый эдс термопары (рис.). Различают контактные термоэлектрич. преобразователи (с гальванич. связью термопары и нагревателя) и бесконтактные (нагреватель и термопара электрически изолированы). Шкала Т. и. п. градуируется в единицах действующих значений тока и напряжения, на к-рые реагирует прибор. Показания Т. и. п. слабо зависят от частоты (поэтому они применяются как в цепях постоянного, так и перем. тока) и формы кривой тока (напряжения).

Термоэлектрич. амперметры имеют пределы измерений от 100 мкА до 50 А, частотный диапазон до 200 МГц. Сопротивление нагревателя от 0,01 Ом (для больших токов) до 200 Ом (для малых токов). Термоэлектрич. вольтметры имеют пределы измерений от 75 мВ до 50 В, частотный диапазон до 20 МГц, входное сопротивление от 200 Ом/В до 10 кОм/В. Осн. погрешность Т. и. п. в % от верхнего предела измерений 1—4%.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

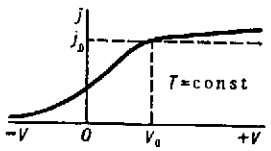
ТЕРМОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ТЕРМО́МЕТР, прибор для измерения *температуры*, основанный на *Зеебека эффекте*. Состоит из *термопары* в кач-ве чувствит. элемента и электроизмерит. прибора (милливольтметра, автоматич. потенциометра и др.), проградуированного в °С.

ТЕРМОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание эл-нов нагретыми телами (э м и т т е р а м и) в вакуум или др. среду. Выйти из тела могут только те эл-ны, энергия к-рых больше энергии эл-на, покоящегося вне тела (см. *Работа выхода*). Число таких эл-нов в условиях термодинамич. равновесия, в соответствии с *Ферми — Дирака распределением*, ничтожно мало при темп-рах $T \sim 300$ К и экспоненциально возрастает с темп-рой. Поэтому ток Т. э. заметен только для нагретых тел. При отсутствии «отсасывающего» электрич. поля (или при малой его величине) вылетевшие эл-ны образуют вблизи поверхности эмиттера отрицательный *пространственный заряд*, ограничивающий ток Т. э. При малых напряжениях $V < V_0$ между эмиттером и анодом плотность тока $j \sim V^{3/2}$ (см. *Ленгмюра формула*). При $V \sim V_0$ пространственный заряд рассасывается, и ток достигает насыщения j_0, а при дальнейшем увеличении V — слабо растёт в соответствии с *Шотки эффектом* (рис.). В сильных электрич. полях ($E > 10^6$ В/см) к Т. э. добавляется *автоэлектронная эмиссия* (т е р м о а в т о э л е к т р о н н а я э м и с с и я).

Плотность тока насыщения j_0 можно вычислить по ф-ле Ричардсона — Дэшмана:

$$j_0 = AT^2 \exp(-\Phi/kT). \qquad (*)$$

Здесь $A = A_0(1-\bar{r})$, $\bar{r}$ — коэфф. отражения эл-нов от поверхности тела (усреднённый по энергиям); $A_0 = 4\pi ek^2m/h^3 = 120{,}4$ А/см^{2}К^2 (e — заряд эл-на, m — масса эл-на); Φ — работа выхода эл-на. Ф-ла (*) получена в предположении, что поверхность эмиттера однородна и что электронный газ в нём находится в состоянии термодинамич. равновесия. В действительности равновесие нарушается отбором тока и проникновением внеш. электрич. поля в эмиттер, а также зависимостью Φ от T. Поэтому Φ и A (обычно определяемые из зависимости $j(T)$) не явл. константами в-ва. Для большинства чистых *металлов* учёт указанных факторов приводит к значениям A от 15 до 350 А/см^{2}К^2.



Зависимость плотности термоэлектронного тока j от напряжения V между эмиттером и анодом (j_0 — ток насыщения).

Ф-ла (*) применима и для описания Т. э. из *полупроводников*. Однако влияние темп-ры, электрич. поля, примесей в эмиттере и т. п. на эмиссионный ток и на величины Φ и A в этом случае существенно иное, чем в металлах. Различия обусловлены малой концентрацией эл-нов проводимости и наличием локализованных поверхностных электронных состояний, влияющих на расположение уровня Ферми $\mathcal{E}_F$ для поверхности ПП, вплоть до его «закрепления» в нек-рой точке запрещённой зоны (см. *Поверхностные свойства полупроводников*). При этом ни $\mathcal{E}_F$ на поверхности ПП, ни Φ не зависят от $\mathcal{E}_F$ в объёме (т. е. от типа и концентрации легирующей примеси). Такое закрепление реализуется обычно в кристаллах с ковалентной связью (Ge, Si и др.), и в этом случае хар-р Т. э. такой же, как Т. э. из металлов. На чистых поверхностях *ионных кристаллов* структура поверхностных состояний такова, что уровень Ферми на поверхности может перемещаться внутри запрещённой зоны, следуя за его положением в объёме. Поэтому при изменении типа и концентрации примесей в объёме ПП изменяются Φ и ток Т. э. Кроме того, электрич. поле в таких ПП не экранируется зарядом поверхностных состояний, а проникает в эмиттер на значит. глубину.

Поверхность большинства эмиттеров неоднородна, на ней существуют «пятна» с разной работой выхода. Между ними возникает контактная разность потенциалов и электрич. поля («поля пятен»). Эти поля создают дополнительные потенц. барьеры для эмитируемых эл-нов, что приводит к более сильной зависимости тока от анодного напряжения (аномальный эффект Шотки), а также увеличивает зависимость тока от T.

Т. э. лежит в основе работы термоэлектронных катодов, к-рые применяются во многих электровакуумных и газоразрядных приборах, в пром. установках, а также в нек-рых элек-

тронных приборах (диоды Шотки и др.).

● Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Фоменко В. С., Эмиссионные свойства материалов, 3 изд., К., 1970; Термоэлектронные катоды, М., 1966.

Т. М. Лифшиц, С. Г.Дмитриев.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЙ КАТОД (термокатод), катод электровакуумных и газоразрядных приборов, эмитирующих эл-ны при нагревании (см. *Термоэлектронная эмиссия*). Т. к. характеризуется величиной тока эмиссии I при определ. темп-ре T, *работой выхода* Ф, временем жизни (долговечностью) t, уд. мощностью накала (зависящей от темп-ры и потерь мощности Q на излучение и нагрев элементов конструкций). Долговечность Т. к. тем больше, чем больше запас активного в-ва и чем ниже скорость его испарения, т. е. чем ниже T; она зависит также от условий работы (электронная и ионная бомбардировка, «отравление» остаточными газами и др.). Эффективностью Т. к. наз. отношение рабочего тока к мощности накала.

Различают прямонакальные Т. к. (накаливаемые проволоки, спирали и ленты) и Т. к. косвенного подогрева с отдельным нагревателем. Наиболее распространены Т. к. на основе тугоплавких металлов (W, Ta), обладающих мин. отношением $Ф/Q$, и т. н. эффективные Т. к., состоящие из металлич. основания или пористого тела, в к-ром распределены металлы или соединения металлов 2—4-й группы периодич. системы. Эти соединения в процессе термич. обработки катода (активирование) в вакууме или нейтр. газах выходят на поверхность катода и образуют слой с малой Ф. Наиболее широко применяются: оксидный катод на основе окислов щёлочноземельных металлов; вольфрамобариевый катод, состоящий из металлич. матрицы (порошок W), поры к-рой заполнены соединением Ba (смесь $3BaO, 5CaO, Al_2O_3$ и др.); борид-лантановый катод, где активным элементом является гексаборид La (LaB_6).

● Термоэлектронные катоды, М., 1966; Никонов Б. П., Оксидный катод, М., 1979.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ (термоэмиссионный преобразователь) энергии, устройство для непосредств. преобразования тепловой энергии в электрическую на основе явления *термоэлектронной эмиссии*. Действие Т. п. как плазменного источника электрич. энергии основано на след. процессе: с катода (поверхность горячего металла с большой *работой выхода*) «испаряются» эл-ны, к-рые, пролетев межэлектродный промежуток, «конденсируются» на аноде (обычно холодный металл с малой работой выхода); во внеш. цепи течёт ток и т. о. совершается полезная работа. Кпд Т. п. превышает 20%.

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, *ядерные реакции* между лёгкими ат. ядрами, протекающие при очень высоких темп-рах ($\sim 10^8$К и выше). Высокие темп-ры, т. е. достаточно большие относительные энергии сталкивающихся ядер, необходимы для преодоления электростатич. барьера, обусловленного взаимным отталкиванием ядер (как одноимённо заряж. ч-ц). Без этого невозможно сближение ядер на расстояние порядка радиуса действия яд. сил, а следовательно, и «перестройка» ядер, происходящая при Т. р. Поэтому Т. р. в природных условиях протекают лишь в недрах звёзд, а для их осуществления на Земле необходимо сильно разогреть в-во либо ядерным взрывом, либо мощным газовым разрядом, либо гигантским импульсом лазерного излучения или бомбардировкой интенсивным пучком ч-ц.

Т. р., как правило, представляют собой процессы образования сильно связанных ядер из более рыхлых и потому сопровождаются выделением в продуктах реакции избыточной кинетич. энергии, равной увеличению суммарной энергии связи (см. *Ядерная энергия*). При этом сам механизм этого экзоэнергетич. сдвига к ср. части периодич. системы элементов Менделеева здесь противоположен тому, к-рый имеет место при делении тяжёлых ядер: почти все практически важные Т. р.— это реакции слияния (синтеза) лёгких ядер в более тяжёлые. Имеются и исключения: благодаря особой прочности ядра ^{4}He (α-частица) возможны экзоэнергетич. реакции деления лёгких ядер (по меньшей мере одна из них, «чистая» реакция $^{11}B+p \to 3^4He+8{,}7$ МэВ, по-видимому, также может представить практический интерес).

Большое энерговыделение в ряде Т. р. обусловливает их важность для астрофизики, прикладной яд. физики и яд. энергетики. Чрезвычайно интересна также роль Т. р. в дозвёздных и звёздных процессах синтеза ат. ядер хим. элементов (нуклеогенеза).

Скорости Т. р. В табл. 1 для ряда Т. р. приведены значения энерговыделения, максимального сечения $\sigma_{макс}$ — осн. величины, характеризующей вероятность Т. р., и соответствующей энергии налетающей ч-цы (в ф-ле реакции — первой слева).

Гл. причина очень большого разброса сечений Т. р.— резкое различие вероятностей собственно ядерных («послебарьерных») превращений. Так, для большинства реакций, сопровождающихся образованием наиболее сильно связанного ядра ^{4}He, сечение велико, тогда как для реакций, обусловленных *слабым взаимодействием* (напр., $p+p \to d+e^++\nu$), оно весьма мало.

Т. р. происходят в результате парных столкновений между ядрами, поэтому число их в ед. объёма в ед. времени равно $n_1 n_2 \langle v\sigma(v)\rangle$, где n_1, n_2 — концентрации ядер 1-го и 2-го сортов (если ядра одного сорта, то n_1, n_2 следует заменить на $^1/_2 n^2$), v — относит. скорость сталкивающихся ядер (распределение скоростей в дальнейшем принимается максвелловским; см. *Максвелла распределение*).

Температурная зависимость скорости Т. р. определяется множителем $\langle v\sigma(v)\rangle$. В практически важном случае «не очень высоких» темп-р $T \leqslant (10^7—10^8)$К она может быть приближённо выражена в виде, одинаковом для всех Т. р. В этом случае относит. энергии $\mathcal{E}$ сталкивающихся ядер, как правило, значительно ниже высоты кулоновского барьера, к-рая даже для комбинации ядер с наименьшим ат. номером $Z=1$ составляет $\sim$200 кэВ, что соответствует (по соотношению $\mathcal{E}=kT$) $T \sim 2\cdot 10^9$ К. Следо-

Табл. 1.

	Реакция	Энерговыделение, МэВ	$\sigma_{макс}$, барн (в области энергий $\leqslant$ 1 МэВ)	Энергия налетающей ч-цы, соответствующая $\sigma_{макс}$, МэВ
1	$p+p \to d+e^++\nu$	2,2	10^{-25}	—
2	$p+d \to {}^3He+\gamma$	5,5	10^{-6}	—
3	$p+t \to {}^4He+\gamma$	19,7	10^{-6}	—
4	$d+d \to t+p$	4,0	0,16 (при 2 МэВ)	2,0
5	$d+d \to {}^3He+n$	3,3	0,09	1,0
6	$d+d \to {}^4He+\gamma$	24,0	—	—
7	$d+t \to {}^4He+n$	17,6	5,0	0,13
8	$t+d \to {}^4He+n$	17,6	5,0	0,195
9	$t+t \to {}^4He+2n$	11,3	0,10	1,0
10	$d+{}^3He \to {}^4He+p$	18,4	0,71	0,47
11	${}^3He+{}^3He \to {}^4He+2p$	12,8	—	—
12	$n+{}^6Li \to {}^4He+t$	4,8	2,6	0,26
13	$p+{}^6Li \to {}^4He+{}^3He$	4,0	10^{-4}	0,3
14	$p+{}^7Li \to 2{}^4He+\gamma$	17,3	$6\cdot 10^{-3}$	0,44
15	$d+{}^6Li \to {}^7Li+p$	5,0	0,01	1,0
16	$d+{}^6Li \to 2{}^4He$	22,4	0,026	0,60
17	$d+{}^7Li \to 2{}^4He+n$	15,0	10^{-3}	0,2
18	$p+{}^9Be \to 2{}^4He+d$	0,56	0,46	0,33
19	$p+{}^9Be \to {}^6Li+{}^4He$	2,1	0,35	0,33
20	$p+{}^{11}B \to 3{}^4He$	8,7	0,6	0,675
21	$p+{}^{15}N \to {}^{12}C+{}^4He$	5,0	0,69 (при 1,2 МэВ)	1,2

p — протон, d — дейтрон (ядро дейтерия ^{2}H), t — тритон (ядро трития ^{3}H), n — нейтрон, e^+ — позитрон, ν — нейтрино, γ — фотон.

вательно, вид $\sigma(v)$ определяется в осн. вероятностью туннельного прохождения сквозь барьер (см. *Туннельный эффект*). Результат имеет вид:

$$\langle v\sigma(v)\rangle = \text{const}\cdot T^{-2/3}\times$$

$$\times \exp\left\{-\tfrac{3}{2}(4\pi^2 Z_1^2, Z_2^2 e^4 \mu/\hbar^2 kT)^{1/3}\right\},$$

где const — постоянная, характерная для данной реакции, Z_1, Z_2 — ат. номера сталкивающихся ядер, $\mu=\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$ — их приведённая масса, e — заряд эл-на. Кроме того, в ряде случаев собственно яд. вз-ствия обусловливают резонансный хар-р зависимости $\sigma(v)$ (наибольшие из значений $\sigma_{макс}$ в табл. 1).

Т. р. во Вселенной играют двоякую роль — как осн. источник энергии звёзд и как механизм нуклеогенеза. Для нормальных гомогенных звёзд, в т. ч. Солнца, гл. процессом экзоэнергетич. яд. синтеза явл. сгорание H в He, точнее, превращение четырёх протонов в ядро ^{4}He, два позитрона и два нейтрино. Этот результат можно получить двумя путями (нем. физик Х. Бете и др., 1938—39): 1) в протон-протонной (pp) цепочке, или водородном цикле (табл. 2); 2) в углеродно-азотном (CN), или углеродном, цикле (табл. 3).

Табл. 2. ВОДОРОДНЫЙ ЦИКЛ

Реакция	Энерговыделение, МэВ	Ср. время реакции
$p+p \longrightarrow d+e^++\nu$	2·0,164+ +(2·0,257)	$1{,}4\cdot10^{10}$ лет
$e^++e^- \longrightarrow 2\gamma$	2·1,02	—
$p+d \longrightarrow {}^3He+\gamma$	2·5,49	5,7 с
$^3He+{}^3He \longrightarrow {}^4He+2p$	12,85	10^6 лет
Итого $4p \longrightarrow {}^4He+2e^++2\nu$	26,21+ +(0,514)	

Первые три реакции входят в полный цикл дважды.

Времена реакций рассчитаны для условий в центре Солнца: $T=13$ млн. К (по др. данным, 16 млн. К), плотность H — 100 г/см^3. В скобках указана часть энерговыделения, безвозвратно уходящая с ν.

В CN-цикле ядро ^{12}C играет роль катализатора.

Для Солнца и менее ярких звёзд в полном энерговыделении преобладает pp-цикл, а для более ярких звёзд — CN-цикл. В начале 70-х гг. всеобщая уверенность в термояд. механизме генерации солн. энергии была временно поколеблена тем фактом, что непосредственно измеренный поток солн. нейтрино, достигающий Земли, оказался значительно меньше теоретически ожидаемого для pp-цикла. Однако последующие измерения снизили это расхождение до множителя $\sim$3, что в совокупности с неточностью как измерений, так и теор. модели Солнца (в частности, темп-ры в его центре) в осн. рассеяло возникшие сомнения.

Табл. 3. УГЛЕРОДНЫЙ ЦИКЛ

Реакция	Энерговыделение, МэВ	Ср. время реакции
$p+{}^{12}C \longrightarrow {}^{13}N+\gamma$	1,95	$1{,}3\cdot10^7$ лет
$^{13}N \longrightarrow {}^{13}C+e^++\nu$	1,50 (0,72)	7,0 мин
$p+{}^{13}C \longrightarrow {}^{14}N+\gamma$	7,54	$2{,}7\cdot10^8$ лет
$p+{}^{14}N \longrightarrow {}^{15}O+\gamma$	7,35	$3{,}3\cdot10^8$ лет
$^{15}O \longrightarrow {}^{15}N+e^++\nu$	1,73+ +(0,98)	82 с
$p+{}^{15}N \longrightarrow {}^{12}C+{}^4He$	4,96	$1{,}1\cdot10^5$ лет
Итого $4p \longrightarrow {}^4He+2e^++2\nu$	25,03+ +(1,70)	

Водородный цикл разветвляется на три варианта. При достаточно больших концентрациях ^{4}He и $T>(10-15)$ млн. К в полном энерговыделении начинает преобладать вторая ветвь pp-цикла, отличающаяся от приведённой в табл. 2 заменой реакции $^3He+{}^3He$ на цепочку:

$$^3He+{}^4He \longrightarrow {}^7Be+\gamma,\ {}^7Be+e^- \longrightarrow {}^7Li+\gamma,$$
$$p+{}^7Li \longrightarrow 2{}^4He,$$

а при ещё более высоких T — третья ветвь:

$$^3He+{}^4He \longrightarrow {}^7Be+\gamma, \qquad p+{}^7Be \longrightarrow {}^8B+\gamma,$$
$$^8B \longrightarrow {}^8Be+e^++\nu, \qquad {}^8Be \longrightarrow 2{}^4He.$$

Для звёзд-гигантов с плотными выгоревшими (по содержанию H) ядрами существенны гелиевый и неоновый циклы Т. р.; они протекают при значительно более высоких темп-рах и плотностях, чем pp- и CN-циклы. Осн. реакцией гелиевого цикла, идущей начиная с $T\approx200$ млн. К, является т. н. процесс Солпитера: $3^4He \longrightarrow {}^{12}C+\gamma_1+\gamma_2+7{,}3$ МэВ (процесс двухступенчатый, идущий через промежуточное ядро ^{8}Be). Далее могут следовать реакции $^{12}C+{}^4He \longrightarrow {}^{16}O+\gamma$, $^{16}O+{}^4He \longrightarrow {}^{20}Ne+\gamma$; в этом состоит один из механизмов нуклеогенеза. Интересно, что сама возможность процесса Солпитера, а тем самым и нуклеогенеза большинства элементов (предпосылка возникновения всех форм жизни!) связана с таким случайным обстоятельством, как большая «острота» резонанса в зависимости $\sigma(v)$ для яд. реакции $3^4He \longrightarrow {}^{12}C$, обеспечиваемая наличием подходящего дискр. уровня энергии у ядра ^{8}Be.

Если продукты реакций гелиевого цикла вступят в контакт с H, то осуществится неоновый (Ne—Na) цикл, в к-ром ядро ^{20}Ne играет роль катализатора для процесса сгорания H в He. Последовательность реакций здесь вполне аналогична CN-циклу (табл. 3), только ядра ^{12}C, ^{13}N, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}O, ^{15}N заменяются соотв. ядрами ^{20}Ne, ^{21}Na, ^{21}Ne, ^{22}Na, ^{23}Na, ^{23}Mg. Мощность этого цикла как источника энергии невелика. Однако он, по-видимому, имеет большое значение для нуклеогенеза, т. к. одно из промежуточных ядер цикла (^{21}Ne) может служить источником нейтронов: $^{21}Ne+{}^4He \longrightarrow {}^{24}Mg+n$ (аналогичную роль может играть и ядро C, участвующее в CN-цикле). Последующий «цепной» захват нейтронов, чередующийся с процессами β-распада, явл. механизмом синтеза всё более тяжёлых ядер.

Ср. интенсивность энерговыделения ε в типичных звёздных Т. р. по земным масштабам ничтожна; так, для Солнца (в ср. на 1 г солн. массы) $\varepsilon=2$ эрг/с·г. Это гораздо меньше, напр., скорости энерговыделения в живом организме в процессе обмена в-в. Однако вследствие огромной массы Солнца ($2\cdot10^{33}$ г) полная излучаемая им мощность ($4\cdot10^{26}$ Вт) чрезвычайно велика (она соответствует ежесекундному уменьшению массы Солнца приблизительно на 4 млн. т).

Благодаря колоссальным размерам и массам Солнца и звёзд в них идеально решается проблема удержания (в данном случае гравитационного) и термоизоляции плазмы: Т. р. протекают в горячем ядре звезды, а теплоотдача происходит с удалённой от ядра и гораздо более холодной поверхности. Только поэтому звёзды могут эффективно генерировать энергию в таких медленных процессах, как pp- и CN-циклы (табл. 2 и 3). В земных условиях эти процессы практически неосуществимы; напр., фундам. реакция $p+p \longrightarrow d+e^++\nu$ непосредственно вообще не наблюдалась.

Т. р. в земных условиях. На Земле имеет смысл использовать лишь наиболее эффективные из Т. р., прежде всего связанные с участием дейтерия и трития. Подобные Т. р. в сравнительно крупных масштабах осуществлены пока только в испытательных взрывах термоядерных, или водородных, бомб. Вероятная схема реакций в термояд. бомбе включает Т. р. 12, 7, 4 и 5 (табл. 1), но возможны и другие Т. р., напр. 16, 14, 3.

Использованием Т. р. в мирных целях может явиться *управляемый термоядерный синтез* (УТС), с к-рым связывают надежды на решение энергетич. проблем человечества, поскольку дейтерий, содержащийся в воде океанов, представляет собой практически неисчерпаемый источник дешёвого горючего для управляемых Т. р. Для УТС наиболее важны Т. р. 7, 5 и 4 (а также 12 для регенерации дорогостоящего трития).

Независимо от целей непосредств. получения энергии *термоядерный реактор* может быть использован в кач-ве мощного источника быстрых нейтронов. Последние могут быть использованы, в частности, в энергетич. целях в последующих реакциях деления тяжёлых ядер (см. *Деление атомного ядра*) в окружающем реактор бланкете из урана (или тория). Это т. н. гибридный реактор, работающий по схеме «синтез — деление» и являющийся одним из звеньев программы УТС. С другой стороны, заметное внимание привлекли к себе и «чистые»

Т. р., не дающие нейтронов, напр. реакции 10, 20 (табл. 1).

● Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; Fowler W. A., [a.o.], Thermonuclear reaction rates 2, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1975, v. 13, p. 69; Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975. *В. И. Коган.*

ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР, разрабатываемое в наст. время (80-е гг.) устройство для получения энергии за счёт реакций синтеза лёгких ат. ядер, происходящих при очень высоких темп-рах ($\sim 10^8$ К). Осн. требование, к-рому должен удовлетворять Т. р., заключается в том, чтобы энерговыделение в результате *термоядерных реакций* с избытком компенсировало затраты энергии от внеш. источников на поддержание реакции.

Различают два типа Т. р. К первому типу относятся Т. р., к-рым необходима энергия от внеш. источников только для зажигания термояд. реакций. Далее реакции поддерживаются за счёт энергии, выделяющейся в плазме при термояд. реакциях; напр., в дейтерий-тритиевой смеси на поддержание высокой темп-ры плазмы расходуется энергия α-частиц, образующихся в ходе реакций. В стационарном режиме работы Т. р. энергия, к-рую несут α-частицы, компенсирует энергетич. потери из плазмы, обусловленные в основном теплопроводностью плазмы и излучением. К такому типу Т. р. относится, напр., *токамак*.

К др. типу Т. р. относятся реакторы, в к-рых для поддержания горения реакций недостаточно энергии, выделяющейся в виде α-частиц, а необходима энергия от внеш. источников. Это происходит в тех реакторах, в к-рых велики энергетич. потери, напр. открытая *магнитная ловушка*.

Т. р. могут быть построены на основе систем с магн. удержанием плазмы, таких, как токамак, *стелларатор*, открытая магн. ловушка и др., или систем с инерционным удержанием плазмы, когда в плазму за короткое время (10^{-8}—10^{-7} с) вводится энергия (либо с помощью излучения *лазера*, либо с помощью пучков релятив. эл-нов или ионов), достаточная для возникновения и поддержания реакций. Т. р. с магн. удержанием плазмы может работать в квазистационарном или стационарном режимах. В случае инерционного удержания плазмы Т. р. должен работать в режиме коротких импульсов.

Т. р. характеризуется коэфф. усиления мощности (добротностью) Q, равным отношению тепловой мощности, получаемой в реакторе, к мощности затрат на её произ-во. Тепловая мощность Т. р. складывается из мощности, выделяющейся при термояд. реакциях в плазме, и мощности, выделяющейся в т. н. бланкете Т. р.— специальной оболочке, окружающей плазму, в к-рой используется энергия термояд. нейтронов. Наиболее перспективным представляется Т. р., работающий на дейтерий-тритиевой смеси за счёт большей скорости протекания реакций, чем при др. реакциях синтеза.

Т. р. на дейтерий-тритиевом топливе в зависимости от состава бланкета может быть «чистым» или гибридным. Бланкет «чистого» Т. р. содержит Li; в нём под действием нейтронов получается тритий, «сгорающий» в дейтерий-тритиевой плазме, и происходит усиление энергии термояд. реакции с 17,6 до 22,4 МэВ. В бланкете гибридного Т. р. не только воспроизводится тритий, но имеются зоны, при помещении в к-рые ^{238}U можно получать ^{239}Pu (см. *Ядерный реактор*). Одновременно в бланкете выделяется энергия, равная прибл. 140 МэВ на один термояд. нейтрон. Т. о., в гибридном Т. р. можно получать примерно в шесть раз больше энергии, чем в «чистом» Т. р., но наличие в первом делящихся радиоакт. в-в создаёт обстановку, близкую той, к-рая существует в яд. реакторах деления.

В. И. Пистунович.

ТЁРМЫ спектральные (англ. term, от лат. terminus — граница, предел), применяемые в спектроскопии величины, пропорциональные энергиям стационарных состояний атомов и молекул. Впервые были введены эмпирически при анализе закономерностей расположения линий в спектрах (см. *Уровни энергии*, *Атомная физика*).

ТЕ́СЛА (Тл), единица СИ магн. индукции. Названа в честь физика Н. Теслы (N. Tesla). 1Тл равен магн. индукции однородного магн. поля, в к-ром на плоский контур с током, имеющий магн. момент 1А·м^2, действует максимальный вращающий момент, равный 1Н·м. Другое определение: 1Тл равен магн. индукции, при к-рой магн. поток сквозь площадку 1 м^2, перпендикулярную направлению поля, равен 1 Вб.

ТЕСЛА́МЕТР, магнитометр для измерения *магнитной индукции* или *напряжённости магнитного поля* в неферромагн. среде; название от *тесла* — ед. СИ магн. индукции. Наиболее распространены индукц. Т., к-рые состоят из индукц. преобразователя (катушки) и электроизмерит. прибора. При изменении потокосцепления индукц. преобразователя с магн. полем, индукцию к-рого необходимо определить, в преобразователе возникает эдс, измеряемая прибором. В пост. магн. полях потокосцепление изменяется за счёт перемещения индукц. преобразователя (линейное перемещение, вращение, вибрация и т. п.), в перем. магн. полях — за счёт изменения величины и направления поля. В случае пост. полей в кач-ве измерит. приборов используют *флюксметры*, в случае перем. полей — вольтметры, осциллографы и т. п. См. *Магнитометр*.

ТЕХНИ́ЧЕСКАЯ ЕДИНИ́ЦА МА́ССЫ (т. е. м.), единица массы *МКГСС системы единиц*, равная массе тела, к-рому сила 1 кгс сообщает ускорение 1м/с^2; 1 т. е. м.=1 кгс·с^2·м$^{-1}$=9,80665 кг.

ТЕХНИ́ЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНА́МИКА, раздел *термодинамики*, занимающийся приложениями законов термодинамики в теплотехнике. К осн. проблемам Т. т. относятся: разработка теории тепловых двигателей и установок (поршневых двигателей внутр. сгорания, газотурбинных установок, реактивных двигателей, атомных энергетич. установок и др.); разработка методов прямого преобразования теплоты в электрич. энергию; анализ эффективности термодинамич. циклов, применяемых в тепловых установках, а также в холодильных установках и установках для сжижения газов; изучение процессов теплообмена (теплопроводности, лучистого переноса и др.), исследование теплотехн. св-в в-в и др.

● Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 2 изд., М., 1974.

ТИНДА́ЛЯ ЭФФЕ́КТ, появление светящегося конуса на более тёмном фоне (конус Тиндаля) при *рассеянии света* с длиной волны λ в *мутной среде* с размерами ч-ц $\approx 0{,}1\lambda$. Назван по имени англ. физика Дж. Тиндаля (J. Tyndall), открывшего эффект; характерен для коллоидных систем (напр., золей металлов, табачного дыма), в к-рых ч-цы и окружающая их среда различаются по показателям преломления. Т. э. лежит в основе ряда оптич. методов обнаружения, определения размеров и концентрации коллоидных частиц и макромолекул.

Л. А. Шиц.

ТИТАНА́Т БА́РИЯ, синтетич. кристалл, $BaTiO_3$, плотность 6,02 г/см^3, $T_{пл}$=1625°С, мол. м. 232,96. Оптически прозрачен в области λ 0,4—7 мкм. *Сегнетоэлектрик* со структурой перовскита и точкой Кюри T_C=120°С; *точечная группа симметрии* выше T_C — $m3m$, ниже — $4mm$. При дальнейшем охлаждении ниже T_C происходит ещё два фазовых перехода в полярные фазы: ниже 5°С переходит в класс mm и при —90°С — в класс $3m$. Наиболее характерный и исследованный сегнетоэлектрик. Выражены нелинейные диэлектрич., пьезоэлектрические и электрические свойства. Используется гл. обр. в виде пьезокерамики (см. *Пьезоэлектрические материалы*).

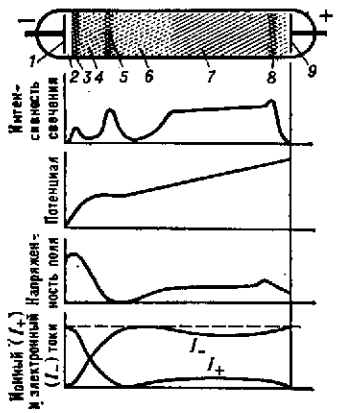
ТИ́ХИЙ РАЗРЯД, несамостоятельный *электрический разряд в газе* при плотности тока настолько малой, что поле между электродами не искажено объёмным зарядом. Ионизация при Т. р. производится электронным ударом. Каждый возникший при этом эл-н вызывает α актов ионизации на единице длины пути к аноду, а каждый возникший ион, достигая катода, выбивает γ вторичных эл-нов. В таких условиях ток разряда описывается ур-нием:

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma \exp(\alpha d)},$$

где i_0 — плотность тока с катода, обусловленная внеш. ионизатором, d — расстояние между электродами. Если произведение $\gamma \exp(\alpha d)$ достигает единицы, то Т. р. переходит в самостоятельный. *Л. А. Сена.*

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД, один из видов стационарного самостоятельного *электрического разряда в газах*. Происходит при низкой темп-ре катода, отличается сравнительно малой плотностью тока на катоде ($<10^2$ А/см^2) и большим (порядка сотен В) катодным падением потенциала U. Т. р. может возникать при давлениях p газа от 10^{-4} мм рт. ст. вплоть до атмосферного, однако подавляющее большинство исследований Т. р. проведено при p от сотых долей до неск. мм рт. ст.

Напряжение горения Т. р. зависит гл. обр. от двух параметров: произведения p на расстояние l между электродами (pl) и плотности тока на катоде j. При токах 10^{-5}—10^{-4} А осуществляется переход от *тёмного разряда* к



Внеш. вид и распределение параметров в тлеющем разряде при относительно низком давлении: *1* — катод; *2* — астоново тёмное пр-во; *3* — астоново свечение (катодная плёнка, катодный слой); *4* — катодное тёмное пр-во; *5* — катодное (отрицательное, тлеющее) свечение; *6* — фарадеево тёмное пр-во; *7* — положит. столб; *8* — анодная область; *9* — анод.

нормальному Т. р., формируется характерная для него структура (рис.). В области катодного тёмного пр-ва *4* образуется значительный объёмный заряд, приводящий к существенному перераспределению потенциала вдоль разрядной трубки. В поле этого заряда ускоряются эл-ны, к-рые эмитируются из катода под воздействием гл. обр. ударов положит. ионов (*ионно-электронная эмиссия*) и быстрых или метастабильных нейтр. атомов, а также в результате *фотоэлектронной эмиссии* и т. п. Эмитируемые эл-ны ионизуют газ в области катодного (отрицательного) свечения *5*. Потеряв энергию, они, а также образовавшиеся вторичные эл-ны дрейфуют к аноду. В пределах фарадеева тёмного пр-ва *6* они «термализуются» и набирают энергию, достаточную для «термич.» возбуждения и ионизации атомов, далее образуется ярко светящийся положит. столб *7*. Концентрация эл-нов в положит. столбе определяется динамич. равновесием процессов объёмной ионизации, объёмной рекомбинации и ухода заряж. ч-ц на стенки разрядной трубки (чаще за счёт *амбиполярной диффузии*). В положит. столбе обычно возникают *ионизационные волны*, имеющие вид иногда неподвижных, но чаще быстро перемещающихся ярких поперечных полос — *страт*.

В диапазоне токов от 10^{-4} до 10^{-1} А напряжение горения и плотность тока на катоде остаются постоянными, площадь катодного свечения постепенно увеличивается и занимает весь катод. При токах 10^{-1}—1 А Т. р. приобретает аномальный хар-р: плотность тока на катоде и напряжение горения резко возрастают; при дальнейшем повышении тока аподное свечение скачком стягивается в малое яркое пятно, напряжение горения резко падает, структура столба, типичная для Т. р., исчезает, Т. р. переходит в *дуговой разряд*.

Особой формой Т. р. явл. *разряд с полым катодом* (катод имеет форму полого цилиндра или двух параллельных пластин), к-рый отличается от обычного Т. р. значительно большими плотностью тока и яркостью свечения. Приборы Т. р. используются в релейных и автоматич. устройствах, в счётной технике, как источники света и т. д.

● Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.— Л., 1950; Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971; Генис А. А., Горнштейн И. Л., Пугач А. Б., Приборы тлеющего разряда, 2 изд., К., 1970; Актон Д., Свифт Д., Газоразрядные приборы с холодным катодом, пер. с англ., М.— Л., 1965.
В. Н. Колесников.

ТОЖДЕ́СТВЕННОСТИ ПРИНЦИП, фундаментальный принцип квант. механики, согласно к-рому состояния системы ч-ц, получающиеся друг из друга перестановкой *тождественных частиц* (ТЧ) местами, нельзя различить ни в каком эксперименте, и такие состояния должны рассматриваться как одно физ. состояние. Т. п. явл. одним из осн. различий между классич. и квант. механикой. В классич. механике в принципе всегда можно проследить за движением отд. ч-ц по траекториям и т. о. отличить ч-цы друг от друга. В квант. механике ТЧ полностью лишены индивидуальности. Состояние ч-цы в квант. механике описывается с помощью *волновой функции* (ψ), к-рая позволяет определить лишь вероятность ($|\psi|^2$) нахождения ч-цы в данной точке пр-ва. В случае перекрытия в пр-ве волн. ф-ций двух (или более) ТЧ, т. е. возможных областей обнаружения ТЧ, нет смысла говорить о том, какая из ч-ц находится в данной точке; имеет смысл говорить лишь о вероятности нахождения в этой точке одной из ТЧ.

Эмпирич. фактом, к-рый и составляет существо Т. п., является то, что в природе реализуются лишь два класса волн. ф-ций для систем ТЧ: симметричные волн. ф-ции, обладающие тем св-вом, что при перестановке пространств. и спиновых координат любой пары ТЧ волн. ф-ция не изменяется, и антисимметричные волн. ф-ции, определяемые тем, что при аналогичной перестановке волн. ф-ция изменяет знак. В квант. теории поля устанавливается теорема, согласно к-рой симметричные волн. ф-ции описывают ч-цы с целым *спином* (фотоны, π-мезоны и т. п.), а антисимметричные — ч-цы с полуцелым спином (эл-ны, протоны, нейтроны и т. п.), для к-рых справедлив *Паули принцип*. В 1-м случае ч-цы подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*, во 2-м — *Ферми — Дирака статистике*.

Т. п. и вытекающие из него требования симметрии волн. ф-ций для системы ТЧ приводят к важнейшему квант. эффекту, не имеющему аналога в классич. теории,— существованию *обменного взаимодействия*. Одним из первых успехов квант. механики было объяснение нем. физиком В. Гейзенбергом наличия двух состояний атома гелия — орто- и парагелия, основанное на Т. п.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика.*
А. Б. Говорков.

ТОЖДЕ́СТВЕННЫЕ ЧАСТИ́ЦЫ, частицы, обладающие одинаковыми физ. св-вами: массой, *спином*, электрич. зарядом и др. внутр. хар-ками (квант. числами). Напр., все эл-ны Вселенной считаются тождественными. Т. ч. подчиняются *тождественности принципу*. Понятие о Т. ч. как о принципиально неразличимых ч-цах — чисто квантовомеханическое.

● См. лит. при ст. *Квантовая механика.*

ТОК в квантовой теории поля, матем. выражение, описывающее превращение одной ч-цы в другую или рождение ч-цы и античастицы; представляет собой *оператор* (оператор плотности четырёхмерного тока), преобразующийся как четырёхмерный вектор при *Лоренца преобразованиях*. Различают: 1) векторный (V) и аксиально-векторный, или аксиальный (A), Т., отвечающие превращениям (переходам) соотв. с изменением и без изменения внутр. *чётности* (и зарядовой чётности; см. *Зарядовое сопряжение*); 2) электромагнитный и слабый Т., описывающие переходы за счёт эл.-магн. и слабого вз-ствия; 3) адронный и лептонный Т., описывающие переходы адронов и лептонов; 4) *заряженный ток* и *нейтральный ток*, описывающие переходы с изменением электрич. заряда (или рождение заряж. пары) и без изменения заряда (или рождение нейтр. пары); 5) странный и нестранный

Т., описывающие переходы с изменением и без изменения странности, и др. Так, в процессе β-распада нейтрона $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ переход $n \to p$ и рождение пары e^- и $\tilde{\nu}_e$ описываются слабыми заряженными нестранными векторным и аксиальным соотв. адронным и лептонным Т., а рассеяние эл-на — электромагнитным нейтральным лептонным Т. Обычный четырёхмерный эл.-магн. ток в принятой терминологии явл. суммой нейтральных векторных Т. заряж. ч-ц, умноженной на величину их заряда e. Для эл-на, напр., он имеет вид: $j^{э.-м.}(x) = e\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)$, где $\psi(x)$ и $\bar{\psi}(x)$ — соотв. операторы уничтожения нач. эл-на и рождения кон. эл-на в пространственно-временно́й точке x, γ_μ — матрицы Дирака, $\mu = 0, 1, 2, 3$ (см. *Дирака уравнение*). В нерелятив. пределе нулевая компонента ($\mu = 0$) этого тока превращается в плотность заряда

$$\rho(\boldsymbol{r}, t) = e|\psi(\boldsymbol{r}, t)|^2 = e\psi^*(\boldsymbol{r}\ t)\psi(\boldsymbol{r}, t),$$

где $\psi(\boldsymbol{r}, t)$ — волн. ф-ция эл-на ($\boldsymbol{r}$ — точка пр-ва, t — время, звёздочкой помечено комплексное сопряжение), а три остальные компоненты ($\mu = 1, 2, 3$) образуют вектор плотности электрич. тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t) = e\psi^*\hat{\boldsymbol{v}}\psi$, где $\hat{\boldsymbol{v}}$ — оператор скорости эл-на. *А. З. Ефремов.*

ТОК ПРОВОДИМОСТИ, *электрический ток*, связанный с упорядоч. движением заряж. ч-ц относительно среды (т. е. внутри макроскопич. тел).

ТОК СМЕЩЕНИЯ, скорость изменения во времени t электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ $\left[\text{точнее, величина } \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\boldsymbol{D}}{4\pi}\right)\right]$. Введён англ. физиком Дж. Максвеллом в его теории эл.-магн. поля (см. *Максвелла уравнения*). Т. с. создаёт магн. поле по тому же закону, что и ток проводимости, т. е. вихревое магн. поле определяется полным током j — суммой тока проводимости $j_{пр}$ и Т. с.: $j = j_{пр} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\boldsymbol{D}}{4\pi}\right)$; с этим связано назв. «ток» для величины $\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\boldsymbol{D}}{4\pi}\right)$. В отличие от тока проводимости Т. с. не выделяет джоулевой теплоты.

ТОК ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ, см. *Электрический ток*.

ТОКАМА́К (сокр. от «тороидальная камера с магнитными катушками»), замкнутая *магнитная ловушка*, имеющая форму тора и предназначенная для создания и удержания высокотемпературной плазмы. Т. предложен в связи с проблемой *управляемого термоядерного синтеза* (УТС). Основополагающий вклад в разработку и изучение систем типа Т. внёс коллектив сов. учёных под руководством Л. А. Арцимовича, к-рый с 1956 начал эксперим. исследования этих систем в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова (ИАЭ).

Удерживающее и стабилизирующее плазму магн. поле в Т. есть сумма трёх полей: поля H_ω, создаваемого током I, текущим по тороидальному плазменному витку; значительно более сильного тороидального поля H_φ, параллельного току; относительно слабого поперечного поля $H_\perp$, направленного параллельно гл. оси тора. Тороидальное поле H_φ создаётся катушками, намотанными на тор, $H_\perp$ — расположенными вдоль тора проводниками. Силовые линии суммарного магн. поля имеют вид спиралей, к-рые, многократно обходя вокруг тора, образуют систему замкнутых вложенных друг в друга тороидальных магн. поверхностей. Плазма в Т. магнитогидродинамически устойчива, если выполняется т. н. критерий Шафранова — Крускала: $H_\varphi a / H_\omega R > 1$, где R — большой радиус тора, a — радиус поперечного сечения плазменного витка. Поперечное поле $H_\perp \approx H_\omega a/R$ необходимо для удержания плазмы в равновесии. Плазма нагревается протекающим по ней током; для её дополнит. нагрева используют перем. эл.-магн. поля и инжекцию быстрых нейтр. атомов.

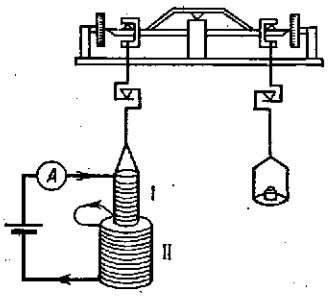
В 1968 на Т-4, сооружённом в ИАЭ, была впервые получена квазистационарная физическая *термоядерная реакция*. С нач. 70-х гг. 20 в. системы Т. заняли лидирующее положение в исследованиях по УТС. К 1982 на Т. достигнуты след. параметры плазмы: энергетич. время жизни ~0,1 с (на установках Т-10 в СССР и PLT в США) и темп-ра ионов на оси шнура $8 \cdot 10^7$ К (на PLT при нагреве пучками быстрых атомов).

Установки Т. след. поколения: Т-15 в СССР, TFTR в США, JET в странах Европейского экономич. сообщества и JT в Японии рассчитаны на достижение параметров плазмы, близких к необходимым для *термоядерного реактора*.

Илл. см. на вкл. к стр. 528.

● См. лит. при ст. *Управляемый термоядерный синтез*. *В. С. Муховатов.*

ТОКОВЫЕ ВЕСЫ (ампер-весы), прибор для воспроизведения ед. силы тока — *ампера*. Входят как осн. часть в состав Гос. первичного *эталона* силы пост. электрич. тока (ГОСТ 8.022—75). Сила тока в Т. в. определяется по силе электродинамич. вз-ствия двух проводников, по к-рым течёт одинаковый ток. Проводники имеют вид коаксиальных соленоидов с однослойной обмоткой по винтовой линии (со строго определ. шагом). Наружный соленоид (II) неподвижен, внутренний (I) подвижный, он подвешен к одному из плеч коромысла весов и при включении тока втягивается в неподвижный соленоид с силой, к-рая уравновешивается на равноплечных весах гирями (рис.). При этом сила тока $I = \sqrt{mg/(\partial M/\partial z)}$, где m — масса уравновешивающих гирь, g — ускорение свободного падения, $\partial M/\partial z$ — производная *индуктивности взаимной* M соленоидов по вертик. направлению z. Производная $\partial M/\partial z$ учитывает особенности вз-ствия соленоидов по сравнению с вз-ствием двух параллельных прямолинейных проводников, через к-рое определяется ампер. Весы, применяемые в Т. в., аналогичны аналитическим, но изготовлены из немагн. материалов. Значение силы тока, воспроизводимое Т. в. Гос. первичного эталона, составляет 1,018646А. Воспроизведение обеспечивается со ср. квадратическим отклонением, не превышающим $4 \cdot 10^{-6}$ при неисключённой систематич. погрешности, не превышающей $8 \cdot 10^{-6}$.



ТОМСОНА ЭФФЕ́КТ, выделение или поглощение теплоты в проводнике с током, вдоль к-рого имеется градиент темп-ры, происходящее помимо выделения джоулевой теплоты. Теплота Томсона Q_s пропорц. силе тока I, времени t и перепаду темп-ры $(T_1 - T_2)$: $Q_s = S(I_1 - I_2)It$. Коэфф. Томсона S — хар-ка проводника. Т. э. предсказан в 1856 англ. физиком У. Томсоном (лорд Кельвин) и установлен экспериментально франц. физиком Леру и др.

Согласно теории Томсона, уд. *термоэдс* пары проводников связана с их коэфф. S_1 и S_2 соотношением: $d\alpha/dT = (S_1 - S_2)/T$, где α — коэфф. Зеебека (см. *Зеебека эффект*).

Если вдоль проводника, по к-рому протекает ток, существует градиент темп-ры, причём направление тока соответствует движению эл-нов от горячего конца к холодному, то при переходе из более нагретого участка в более холодный эл-ны тормозятся и передают избыточную энергию окружающим атомам (выделяется теплота); при обратном направлении тока эл-ны, переходя из более холодного участка в более горячий, ускоряются полем термоэдс и пополняют свою энергию за счёт энергии окружающих атомов (теплота поглощается). Этим и объясняется (в первом приближении) Т. э.

● См. лит. при ст. *Термоэлектрические явления*.

ТОН, звук определ. высоты; в простейшем случае — чистый тон, т. е. синусоидальное колебание данной частоты. Т. может иметь тембральную окраску, т. е. содержать составляющие неск. частот. Высота Т. определяется осн. частотой звука (*основной тон*) и в небольшой степени зависит от его громкости.

ТО́НКАЯ СТРУКТУ́РА (мультиплетное расщепление), расщепление *уровней энергии* и спектр. линий атомов, молекул и кристаллов, обуслов-

ленное *спин-орбитальным взаимодействием*. Число подуровней, на к-рое расщепляется уровень энергии, зависит от числа возможных ориентаций *спина* (от *мультиплетности* $\varkappa$) и не превышает $\varkappa$; в частности, для атомов щелочных металлов спин внеш. эл-на может иметь две ориентации ($\varkappa=2$) и их уровни расщепляются на два подуровня (дублетное расщепление), а спектр. линии — на две близко расположенные линии (дублеты).

Для лёгких атомов величина «тонкого» расщепления уровней энергии не превышает 10^{-5} эВ, а соответствующая величина для спектр. линий (в волн. числах) — неск. $см^{-1}$. Расщепление уровней энергии сильно возрастает с увеличением заряда ядра, для уровней энергии тяжёлых атомов оно может достигать десятых долей эВ и уже перестаёт быть «тонким».

● См. лит. при ст. *Атом*, *Молекулярные спектры*. *М. А. Ельяшевич.*

ТОНКОЙ СТРУКТУ́РЫ ПОСТОЯ́ННАЯ (α), безразмерная величина, образованная из универс. физ. постоянных: $\alpha=e^2/\hbar c\approx{}^1/_{137}$, где e — заряд эл-на. Согласно наиб. точным измерениям, $\alpha^{-1}=137{,}035987\,(29)$. Т. с. п. определяет тонкое расщепление уровней энергии атома (а следовательно, и спектр. линий), величина к-рого пропорц. α^2; с этим связано назв. константы α. В *квантовой электродинамике* α — естеств. параметр, характеризующий «силу» эл.-магн. вз-ствия.

ТО́ННА (франц. tonne, от позднелат. tunna — бочка) (т, t), единица массы *МТС системы единиц*, равная 1000 кг. В США применяются также длинная Т., равная 1016,047 кг, и короткая Т., равная 907,185 кг.

ТОРМОЗНА́Я СПОСО́БНОСТЬ ВЕЩЕ́СТВА, энергия, теряемая ч-цей в в-ве при вз-ствии с ним на ед. длины её пути. Т. с. в., отнесённая к одному атому массы m_a, пропорц. $\sqrt{m_a}$. Пробег α-частицы в в-ве

$$R=\frac{1{,}78\cdot10^{-4}}{\rho}\sqrt{m_a\mathcal{E}_\alpha^3},$$

где $\mathcal{E}_\alpha$ — энергия α-частицы, ρ — плотность в-ва (в $г/см^2$). Пробег эл-нов с энергией $\mathcal{E}_e$ в Al$\sim2\mathcal{E}_e$, в воздухе $\sim4\mathcal{E}_e$.

ТОРМОЗНО́Е ИЗЛУЧЕ́НИЕ, электромагн. излучение, испускаемое заряж. ч-цей при её рассеянии (торможении) в электрич. поле. Иногда к Т. и. относят также излучение релятив. заряж. ч-ц, движущихся в макроскопич. магн. полях (в ускорителях, в косм. пр-ве), и называют его магнитотормозным; однако более употребителен в этом случае термин *синхротронное излучение*.

Согласно классич. электродинамике, к-рая с хорошим приближением описывает осн. закономерности Т. и., его интенсивность пропорц. квадрату ускорения заряж. ч-цы (см. *Излучение*). Т. к. ускорение обратно пропорц. массе m ч-цы, то в одном и том же поле Т. и. легчайшей заряж. ч-цы — эл-на будет, напр., в миллионы раз мощнее излучения протона. Поэтому чаще всего наблюдается и практически используется Т. и., возникающее при рассеянии эл-нов на электростатич. поле ат. ядер и эл-нов; такова, в частности, природа тормозного *рентгеновского излучения* и *гамма-излучения*, испускаемых быстрыми эл-пами при прохождении их через в-во.

Интенсивность Т. и. эл-на пропорц. также квадрату ат. номера Z ядра, в поле к-рого он тормозится (по закону Кулона сила f вз-ствия эл-на с ядром пропорц. заряду ядра Ze, где e — элем. электрич. заряд, а ускорение определяется вторым законом Ньютона: $a=f/m$).

Спектр фотонов Т. и. непрерывен и обрывается при максимально возможной энергии, равной нач. энергии эл-на. При движении в в-ве эл-н с энергией выше пек-рой критич. энергии $\mathcal{E}_0$ тормозится преим. за счёт Т. и. (при меньших энергиях преобладают потери на возбуждение и ионизацию атомов). Напр., для свинца $\mathcal{E}_0\approx$ ≈10 МэВ, для воздуха — 200 МэВ.

Наиболее точное описание Т. и. даёт *квантовая электродинамика*. При не очень высоких энергиях эл-на хорошее согласие теории с экспериментом достигается при рассмотрении рассеяния эл-нов только в кулоновском поле ядра. Согласно квант. электродинамике, в поле ядра существует определ. вероятность квант. перехода

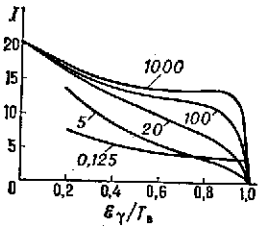


Рис. 1. Теор. спектры энергии $\mathcal{E}_\gamma$ фотонов тормозного излучения с учётом экранирования в свинце (четыре верхние кривые) и в алюминии (нижняя кривая); цифры на кривых — нач. кинетич. энергия T_e эл-на в ед. энергии покоя эл-на $m_ec^2\approx0{,}511$ МэВ (интенсивность I дана в относит. единицах).

эл-на в состояние с меньшей энергией с испусканием, как правило, одного фотона (вероятность излучения большого числа фотонов мала). Поскольку энергия фотона $\mathcal{E}_\gamma$ равна разности нач. и кон. энергий эл-на, спектр Т. и. (рис. 1) имеет резкую границу при энергии фотона, равной нач. кинетич. энергии эл-на T_e. Т. к. вероятность излучения в элем. акте рассеяния пропорц. Z^2, то для увеличения выхода фотонов Т. и. в электронных пучках используются мишени из в-в с большими Z (свинец, платина и т. п.).

Угл. распределение Т. и. существенно зависит от T_e: в нерелятив. случае ($T_e<m_ec^2$, где m_e — масса эл-на) Т. и. подобно излучению электрич. *диполя*, перпендикулярного к плоскости траектории эл-на. При ультрарелятив. энергиях ($T_e\gg m_ec^2$) Т. и. направлено вперёд по движению эл-на и концентрируется в пределах конуса с угл. раствором $\vartheta\approx m_ec^2/T_e$ рад (рис. 2); это св-во используется для получения интенсивных пучков фотонов высокой энергии (γ-квантов)

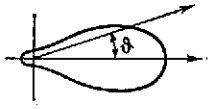


Рис. 2. Угл. распределение тормозного излучения при ультрарелятив. нач. энергиях эл-нов $T_e\gg m_ec^2$.

на электронных ускорителях. Т. и. частично поляризовано.

Дальнейшее уточнение теории Т. и. достигается учётом экранирования кулоновского поля ядра ат. эл-нами. Поправки на экранирование, существенные при $T_e\gg m_ec^2$ и $\mathcal{E}_\gamma\ll T_e$, приводят к снижению вероятности Т. и. (т. к. при этом эфф. поле меньше кулоновского поля ядра).

На св-ва Т. и. при прохождении эл-нов через в-во влияют эффекты, связанные со структурой среды и многократным рассеянием эл-нов. При $T_e\gg$ $\gg100$ МэВ многократное рассеяние сказывается ещё и в том, что за время, необходимое для излучения фотона, эл-н проходит большое расстояние и может испытать столкновения с др. атомами. В целом многократное рассеяние при больших энергиях приводит в аморфных в-вах к снижению интенсивности и расширению пучка Т. и.

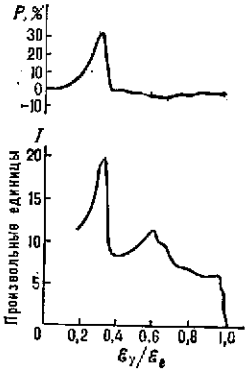


Рис. 3. Поляризация P (верхняя кривая) и энергетич. спектр (нижняя кривая) фотонов тормозного излучения как ф-ции $\mathcal{E}_\gamma$ в ед. полной нач. энергии эл-на $\mathcal{E}_e=T_e+m_ec^2$ для $\mathcal{E}_e=1$ ГэВ (интенсивность I дана в произвольных единицах).

При прохождении эл-нов больших энергий через кристалл возникает их дифракция — появляются резкие максимумы в спектре Т. и. и увеличивается степень поляризации (рис. 3).

Причиной значит. Т. и. может быть тепловое движение в горячей разреж. плазме (с темп-рой 10^5—10^6К и выше). Элем. акты Т. и., наз. в этом случае тепловым, обусловлены столкновениями заряж. ч-ц, из к-рых состоит плазма. Косм. рентг. излучение, наблюдение к-рого стало возможным с появлением искусств. спутников Земли, частично (а излучение пек-рых дискр. рентг. источников, возможно, полностью) является, по-видимому, тепловым Т. и.

● Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1969; Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С., Излучение релятивистских электронов, М., 1973; Богданкевич О. В., Николаев Ф. А., Работа с пучком тормозного излучения, М., 1964; Соколов А. А., Тернов И. М., Релятивистский электрон, М., 1974. *Э. А. Тагиров.*

ТОРР (торр, Торг), наименование внесистемной ед. давления, равной 1/760 физической (нормальной) атмосферы; то же, что *миллиметр ртутного столба*. Названа в честь итал. учёного Э. Торричелли (E. Torricelli).

ТОРРИЧЕ́ЛЛИ ФО́РМУЛА, определяет скорость истечения жидкости из малого отверстия в открытом сосуде: $v=\sqrt{2gh}$, где h — высота уровня жидкости, отсчитываемая от центра отверстия, g — ускорение свободного падения. Впервые установлена итал. учёным Э. Торричелли (1641). Из Т. ф. следует, что скорость истечения жидкости из отверстия одинакова для всех жидкостей и зависит лишь от высоты, с к-рой жидкость опустилась, т. е. равна скорости свободного падения тела с той же высоты. Действительная же скорость истечения несколько отличается от скорости, определяемой Т. ф.: она зависит от формы и размера отверстия, от вязкости жидкости и величины расхода. Для учёта этих обстоятельств в Т. ф. вводят поправочный множитель φ, меньший единицы; тогда ф-ла приобретает вид: $v=\varphi\sqrt{2gh}$. Множитель φ наз. коэфф. скорости при истечении жидкости из отверстия; для малого круглого отверстия при больших *Рейнольдса числах* он равен 0,94—0,99. Значения φ для отверстий др. форм и размеров приводятся в гидравлич. справочниках.

ТОРРИЧЕ́ЛЛИЕВА ПУСТОТА́, безвоздушное пространство над свободной поверхностью жидкости в закрытом сверху резервуаре. Если длинную стеклянную трубку, закрытую с одного конца, наполнить ртутью и опустить свободным концом в чашку с ртутью, то при достаточной длине трубки уровень ртути в ней понизится и над поверхностью ртути образуется пустота. Это явление впервые объяснил итал. учёный Э. Торричелли (1643): давление атмосферы, действующее на поверхность ртути в чашке, уравновешивается весом столба ртути в трубке. Высота этого столба на уровне моря составляет ок. 760 мм, и если трубка имеет бо́льшую длину, то над поверхностью ртути образуется пустота. Т. о., было доказано существование атмосферного давления; кроме того, Торричелли доказал возможность измерять это давление, ему же принадлежит заслуга создания барометра.

ТО́ЧЕЧНАЯ ГРУ́ППА симметрии кристаллов (класс кристаллов), совокупность операций симметрии, совмещающих кристалл с самим собой, при к-рых одна (особая) точка кристалла остаётся неподвижной (трансляции отсутствуют). Т. г. описывают внеш. форму (огранку) кристаллов. Существует 32 Т. г. симметрии. См. *Симметрия кристаллов*.

ТО́ЧНОСТИ КЛА́ССЫ, см. *Классы точности*.

ТО́ЧНОСТЬ меры измерительного прибора, степень близости значений *меры* или показаний *измерительного прибора* к истинному значению величины, воспроизводимой мерой или измеряемой при помощи прибора. Точные меры или измерит. приборы имеют малые погрешности, как систематические, так и случайные. См. *Классы точности*. *К. П. Широков.*

ТО́ЧНОСТЬ ИЗМЕРЕ́НИЙ, характеристика качества измерений, отражающая степень близости результатов измерений к истинному значению измеряемой величины. Чем меньше результат измерения отклоняется от истинного значения величины, т. е. чем меньше его погрешность, тем выше Т. и., независимо от того, является ли погрешность систематической, случайной или содержит ту и другую составляющие (см. *Погрешности измерений*). Иногда в кач-ве количеств. оценки Т. и. указывают погрешность, однако погрешность — понятие, противоположное точности, и логичнее в качестве оценки Т. и. указывать обратную величину относит. погрешности (без учёта её знака). Напр., если относит. погрешность равна $\pm10^{-5}$, то точность равна 10^5. *К. П. Широков.*

ТРАЕКТО́РИЯ (от позднелат. trajectorius — относящийся к перемещению), непрерывная линия, к-рую описывает точка при своём движении. Если Т.— прямая линия, движение точки наз. п р я м о л и н е й н ы м, в противном случае — к р и в о л и н е й н ы м. Вид Т. свободной материальной точки зависит от действующих на точку сил, нач. условий движения и от того, по отношению к какой системе отсчёта движение рассматривается; для несвободной точки вид Т. зависит ещё от наложенных связей (см. *Связи механические*).

Рис. 1. Параболич. траектория.

Напр., по отношению к Земле (если пренебречь её суточным вращением) Т. свободной материальной точки, отпущенной без нач. скорости и движущейся под действием силы тяжести, будет прямая линия (вертикаль), а если точке сообщить нач. скорость v_0, не направленную вдоль вертикали, то при отсутствии сопротивления воздуха её Т. будет парабола (рис. 1).

Т. точки, движущейся в центр. поле *тяготения*, в зависимости от величины нач. скорости может быть эллипс, парабола или гипербола (в частных случаях — прямая линия или окружность). Так, в поле тяготения Земли, если считать его центральным и пренебречь сопротивлением среды, Т. точки, получившей вблизи поверхности Земли нач. скорость v_0, направленную горизонтально (рис. 2), будет: окружность, когда $v_0=\sqrt{gR}\approx7{,}9$ км/с (первая косм. скорость); эллипс, когда $\sqrt{2gR}>v_0>\sqrt{gR}$; парабола, когда $v_0=\sqrt{2gR}\approx11{,}2$ км/с (вторая косм. скорость); гипербола, когда $v_0>\sqrt{2gR}$. Здесь R — радиус Земли, g — ускорение силы тяготения вблизи земной поверхности, а движение рассматривается по отношению к осям, перемещающимся вместе с центром Земли поступательно относительно звёзд; для тела (напр., спутника) всё сказанное относится к Т. его центра тяжести. Если же направление v_0 не будет ни горизонтальным, ни вертикальным, то при $v_0<\sqrt{2gR}$ Т. точки будет представлять собой дугу эллипса, пересекающую поверхность Земли; таковы Т. центра тяжести баллистич. ракет.

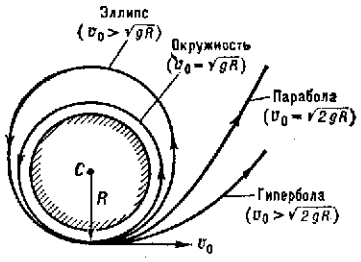


Рис. 2. Виды траекторий в поле тяготения Земли.

Пример несвободной точки — небольшой груз, подвешенный на нити (см. *Маятник*). Если нить отклонить от вертикали и отпустить без нач. скорости, то Т. груза будет дугой окружности, а если при этом грузу сообщить нач. скорость, не лежащую в плоскости отклонения нити, то Т. груза могут быть кривые довольно сложного вида, лежащие на поверхности сферы (сферич. маятник), но в частном случае это может быть окружность, лежащая в горизонтальной плоскости (конич. маятник).

Т. точек тв. тела зависят от закона движения тела. При поступат. движении тела Т. всех его точек одинаковы, а во всех других случаях движения эти Т. будут вообще разными для разных точек тела. Напр., у колеса автомобиля на прямолинейном участке пути Т. точки обода колеса по отношению к шоссе будет циклоида, а Т. центра колеса — прямая линия. По отношению же к кузову автомобиля Т. точки обода будет окружность, а центр колеса — неподвижен. Определение Т. имеет важное значение как при теор. исследованиях, так и при решении многих практич. задач. *С. М. Targ.*

ТРАНСЛЯ́ЦИЯ (от лат. translatio — передача, переносение), перенос объекта в пр-ве параллельно самому себе

на нек-рое расстояние a вдоль прямой, наз. осью Т.; характеризуется вектором a. Если в результате Т. объект совпадает сам с собой, то Т. явл. операцией симметрии (см. *Симметрия кристаллов*). В этом случае Т. присуща объектам, периодическим в одном, двух или трёх измерениях, примерами к-рых могут служить цепные молекулы полимеров и кристаллы.

ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ, химич. элементы с ат. номером $Z>92$, расположенные в периодич. системе элементов за ураном. Известно 15 Т. э. Из-за относительно малого времени жизни Т. э. не сохранились в земной коре. Возраст Земли ок. $5\cdot10^9$ лет, а *период полураспада* $T_{1/2}$ наиб. долгоживущих Т. э. меньше 10^8 лет. За время существования Земли Т. э., возникшие в процессе *нуклеосинтеза*, либо полностью распались, либо их кол-во резко уменьшилось (до 10^{12} раз). В природных минералах найдены микроколичества ^{244}Pu — наиб. долгоживущего Т. э. ($T_{1/2}=8\cdot10^7$ лет). В урановых рудах обнаружены следы ^{237}Np ($T_{1/2}=2{,}14\cdot10^6$ лет) и ^{239}Pu($T_{1/2}=2{,}4\cdot10^4$ лет), к-рые образуются в результате яд. реакций с участием U (см. *Ядерное топливо*).

Первые Т. э. были синтезированы в нач. 40-х гг. 20 в. в Беркли (США) группой учёных под руководством Э. Макмиллана и Г. Сиборга. Известно неск. способов синтеза Т. э., они связаны с облучением мишени нейтронами или заряж. ч-цами. Если мишенью служит U, то с помощью мощных нейтронных потоков (образующихся в *ядерных реакторах* или при *ядерном взрыве*) можно получить Т. э. до элемента Fm (фермий) с $Z=100$ включительно. Процесс синтеза состоит в последоват. захвате ядром нейтронов, причём каждый акт захвата сопровождается увеличением массового числа A, приводящим к электронному *бета-распаду* и увеличению заряда ядра Z. Эти методы не позволяют получать ядра с $Z>100$. Причины — недостаточная плотность нейтронных потоков, малая вероятность захвата большого числа нейтронов и (что наиб. важно) очень быстрый радиоактивный распад ядер с $Z=100$. Элемент с $Z=101$ (менделевий) синтезирован в 1955 облучением $^{253}_{99}$Es (эйнштейния) ускоренными α-частицами. Шесть элементов с $Z>101$ были получены в яд. реакциях с ускоренными тяжёлыми ионами.

Для синтеза далёких Т. э. используются яд. реакции слияния и деления. В первом случае ядра мишени и ускоренного иона полностью сливаются, а избыточная энергия образовавшегося возбуждённого составного ядра снимается путём «испарения» нейтронов. При использовании ионов C, O, Ne и мишеней из Pu, Cm, Cf (плутония, кюрия, калифорния) образуется сильно возбуждённое составное ядро (энергия возбуждения ~40—60 МэВ). Каждый испаряемый нейтрон способен унести из ядра энергию в ср. ~10—12 МэВ, поэтому для «остывания» составного ядра должно вылететь до пяти нейтронов. С испарением нейтронов конкурирует процесс деления возбуждённого ядра. Для элементов с $Z=104$ и 105 вероятность испарения одного нейтрона в 500—1000 раз меньше вероятности деления, т. е. доля ядер, к-рые «выживают» в результате снятия возбуждения, составляет всего 10^{-8}—10^{-10} от полного числа ядер мишени, слившихся с ч-цами. Это явл. причиной того, что за 20 лет синтезировано всего шесть новых элементов (от $Z=102$ до $Z=107$). При бомбардировке плотно упакованных устойчивых ядер Pb ионами Ar, Ti, Cr энергия ионов расходуется на «распаковку» составного ядра, и энергия возбуждения оказывается низкой (всего 10—15 МэВ), так что для его снятия достаточно испарения одного-двух нейтронов. Это позволило осуществить синтез ядер с $Z=100$, 104, 106 и 107.

В 1965 Г. Н. Флёров предложил использовать для синтеза Т. э. деление ядер под действием тяжёлых ионов(Xe, U). Осколки деления имеют симметричное распределение по массе и заряду с большой дисперсией. Следовательно, в продуктах деления можно обнаружить элементы с Z значительно большим, чем $^1/_2$ суммы Z элемента-мишени и Z бомбардирующего иона. Распределение осколков деления становится шире по мере использования всё более тяжёлых ч-ц (см. *Деление атомного ядра*).

Т. э. испытывают все виды радиоактивного распада. Однако процессы β-распада относительно медленные, и их роль невелика при распаде ядер с $Z>100$, имеющих короткие времена жизни относительно α-распада и спонтанного деления. С ростом Z конкуренция между спонтанным делением, α- и β-распадами становится всё более заметной. Нестабильность относительно спонтанного деления должна, очевидно, определять границу периодич. системы элементов. Если период полураспада для спонтанного деления $_{92}$U 10^{16} лет, для $_{94}$Pu — 10^{10} лет, то для $_{100}$Fm он измеряется часами, для курчатовия — секундами, для 106-го элемента — миллисекундами.

Теор. рассмотрение указывает на возможность существования очень тяжёлых ядер, имеющих повышенную стабильность относительно спонтанного деления и α-распада. Такой «остров стабильности» должен располагаться вблизи магич. ядра с $Z=114$ и числом нейтронов $N=184$. Нек-рые из этих Т. э. могут иметь $T_{1/2}\sim10^8$ лет и не исключено, что их микроколичества могли сохраниться на Земле до нашего времени.

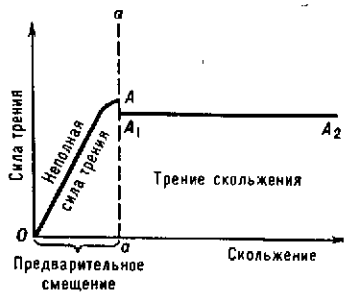
● Флеров Г. Н., Звара И., Химические элементы второй сотни, Дубна, 1971; Флеров Г. Н., Поиск и синтез трансурановых элементов, в кн.: Peaceful uses of atomic energy, v. 7, N.Y.—Vienna, 1972; Радиоактивные элементы РО — (NS)—..., под ред. И.В.Петрянова-Соколова, М., 1974. *Г. Н. Флёров, В. А. Друин.*

ТРАНСФОКА́ТОР, сочетание телескопич. насадки с *объективом*, представляющее собой оптич. систему с переменным фокусным расстоянием. Механич. перемещения отд. элементов насадки Т. обеспечивают плавное изменение масштаба изображения объекта в определ. диапазоне. При этом фокусное расстояние Т. меняется, а *глубина изображаемого пространства* (глубина резкости) и относит. отверстие Т. остаются неизменными. Часто Т. применяется как киносъёмочный объектив для создания эффектов приближения и удаления объекта съёмки в тех случаях, когда перемещение аппарата нежелательно.

ТРЕК (от англ. track — след, путь), след, оставляемый заряж. ч-цей в в-ве, регистрируемый т. н. трековыми *детекторами*.

ТРЕ́НИЕ ВНЕ́ШНЕЕ, механич. сопротивление, возникающее в плоскости касания двух прижатых друг к другу тел при их относит. перемещении. Сила сопротивления F, направленная противоположно относит. перемещению данного тела, наз. с и л о й т р е н и я, действующей на это тело. Т. в.— диссипативный процесс, сопровождающийся выделением теплоты, электризацией тел, их разрушением и т. д.

По кинематич. признаку различают трение скольжения и качения. Каждый из этих видов Т. в. характеризуют соответствующим коэфф. (см. *Трения коэффициент*). По наличию промежуточной прослойки между телами различают трение сухое (тв. прослойка — плёнка окисла, др. хим. соединений, полимерные, минеральные покрытия) и трение граничное (плёнки жидкой или консистентной смазки ~0,1 мкм и менее). Внеш. условия (нагрузка, скорость, шероховатость, темп-ра, смазка) влияют на величину Т. в. не меньше, чем природа трущихся тел, меняя его в неск. раз.



Значение силы трения в зависимости от относит. смещения трущихся тел при сдвиге, переходящем в скольжение.

Трение скольжения. Если составляющая приложенной к телу силы, лежащая в плоскости соприкосновения двух тел, недостаточна для того, чтобы вызвать скольжение данного тела относительно другого, то возникающая си-

ла трения наз. неполной силой трения (участок OA на рисунке); она вызвана малыми (~ 1 мкм) частично обратимыми перемещениями в зоне контакта, величина к-рых пропорц. приложенной силе и изменяется с увеличением последней от 0 до нек-рого макс. значения (точка A), наз. силой трения покоя; эти перемещения наз. предварит. смещением. После того как приложенная сила превысит критич. значение, предварит. смещение переходит в скольжение, причём сила Т. в. неск. уменьшается (точка A_1) и перестаёт зависеть от перемещения (сила трения скольжения).

Вследствие волнистости и шероховатости каждой из поверхностей, касание двух тв. тел происходит лишь в отд. «пятнах», сосредоточенных на вершинах выступов. Размеры пятен зависят от природы тел и условий Т. в. Более жёсткие выступы внедряются в деформируемое контртело, образуя единичные пятна реального контакта, на к-рых возникают силы прилипания (адгезия, хим. связи, взаимная диффузия и др.). При скольжении они разрушаются и образуются вновь, причём суммарная площадь всех пятен при пост. условиях трения остаётся неизменной. В результате пятна касания бывают «вытянуты» в направлении движения. Диаметр эквивалентного по площади пятна касания составляет от 1 до 50 мкм в зависимости от природы поверхности, вида обработки и режима Т. в. При скольжении эти пятна наклоняются под нек-рым углом к направлению движения, материал раздвигается в стороны и подминается скользящей неровностью. Суммарная площадь касания на два-три порядка меньше кажущейся площади касания, поэтому в этих пятнах реализуются напряжения, лишь в неск. раз меньшие теор. прочности материала. Т. в. представляет собой двойственный процесс: с одной стороны, происходит диссипация энергии, обусловленная преодолением мол. связей, с другой — формоизменением поверхностного слоя материала внедрившимися неровностями. Сопротивление оттеснению материала при сдвиге определяет механич. составляющую Т. в. и зависит от безразмерной хар-ки h/R — от отношения глубины h внедрения единичной неровности, моделированной сферич. сегментом, к его радиусу R. Возникающее касат. напряжение

$$\tau_{\text{мех}} = k\alpha_{\text{г}}\sqrt{h/R}\cdot P_r,$$

где P_r — фактич. давление на пятне касания, $\alpha_{\text{г}}$ — коэфф. гистерезисных потерь, k — коэфф., зависящий от распределения неровностей по высоте. Отношение h/R определяется различным образом в зависимости от вида контакта (упругий, пластический), шероховатости, волнистости. Когда формоизменение поверхностного слоя упруго, то механич. составляющая невелика и ею часто можно пренебречь.

В пятнах касания возникают силы межмол. и др. видов вз-ствий, потери на преодоление к-рых оцениваются безразмерной хар-кой $\tau_{\text{мол}}/\sigma_s$, где $\tau_{\text{мол}}$ — сдвиговое сопротивление мол. связи, σ_s — предел текучести основы. Мол. сдвиговое сопротивление $\tau_{\text{мол}} = \tau_0 + \beta P_r$, где τ_0 — сдвиговая прочность единичного пятна касания (т. н. фрикционная связь) при отсутствии сжимающей нагрузки, β — её коэфф. упрочнения.

Общий коэфф. Т. в. определяется суммой механич. и мол. составляющих:

$$f = f_{\text{мол}} + f_{\text{мех}} = \tau_0/P_r + \beta + k\alpha_{\text{г}}\sqrt{h/R}.$$

Зависимость коэфф. Т. в. от давления при пост. шероховатости или от шероховатости при пост. давлении переходит через минимум. При приработке пар трения самопроизвольно устанавливается шероховатость, соответствующая минимуму коэфф. трения. В этом случае имеет место упругий контакт, поэтому механич. составляющей можно пренебречь, и тогда $f = \sqrt{\tau_0\alpha_{\text{г}}/E} + \beta$. Эта ф-ла справедлива для трения жёсткого шероховатого тела по деформируемому полупространству, имеющему модуль упругости E. Для эфф. работы пары трения существенно, чтобы поверхностный слой тв. тела имел меньшее сдвиговое сопротивление, чем слои, лежащие глубже, т. е. должно соблюдаться правило градиента сдвигового сопротивления. Только в этом случае деформирование контактирующих тел и разрушение фрикц. связей будет локализоваться в тонком поверхностном слое, т. е. трение будет внешним. Это достигается различными путями, напр.: формированием в процессе трения защитной плёнки из газовой, жидкостной или тв. фазы окружающей среды; путём предварит. нанесения на поверхность тв. тела тонких плёнок с малым сдвиговым сопротивлением (смазка, полимерные покрытия из халькогенидов и др.); путём применения поверхностно-активных в-в и хим. соединений (присадки к маслам), модифицирующих и пластифицирующих тонкие поверхностные слои.

В зависимости от хар-ра деформирования поверхностного слоя различают Т. в. при упругом и пластич. контактированиях и при микрорезании. При возрастании нагруженности контакта Т. в. переходит во *внутреннее трение*, для к-рого характерно отсутствие скачка скорости при переходе от одного тела к другому. Нагрузка, при к-рой Т. в. нарушается для данной пары трения, наз. порогом внешнего трения.

Трение качения. Значения силы трения качения очень малы по сравнению с силами трения скольжения. Трение качения обусловлено: а) потерями на упругий гистерезис, связанный со сжатием материала под нагрузкой перед катящимся телом; б) затратами работы на деформирование материала при формировании валика перед катящимся телом; в) преодолением «мостиков сцепления». При достаточно протяжённых размерах пятна касания в зоне контакта возникает проскальзывание, приводящее к уже рассмотренному выше трению скольжения. При больших скоростях качения, сопоставимых со скоростью распространения деформации в теле, сопротивление перекатыванию резко увеличивается, и тогда выгоднее переходить к трению скольжения.

Материалы для пар трения следует подбирать по характеру межмол. взаимодействия (τ_0, β), по их механич. свойствам (E, σ_s) и способности формировать защитную плёнку. Всё шире применяются металлополимерные композиции, самосмазывающиеся спечённые материалы (металлические) и такие технологич. приёмы, как нанесение на поверхность трения полимерных и металлич. покрытий.

● Крагельский И. В., Добычин М. Н., Комбалов В. С., Основы расчетов на трение и износ, М., 1977; Михин Н. М., Внешнее трение твердых тел, М., 1977; Трение и износ материалов на основе полимеров, Минск, 1976; Трение, изнашивание и смазка. Справочник, кн. 1—2, М., 1978—79. *И. В. Крагельский.*

ТРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ, величина, характеризующая *трение внешнее*. В зависимости от вида перемещения одного тела по другому различают Т. к. скольжения и качения.

Т. к. скольжения $f_{\text{с}}$ — отношение силы трения F к реакции N, возникающей при приложении нагрузки, прижимающей одно тело к другому, и направленной по нормали к поверхности касания: $f_{\text{с}} = F/N$. В зависимости от величины тангенциальной силы (см. рис. в ст. *Трение внешнее*) различают коэфф. неполного трения скольжения, коэфф. трения покоя и коэфф. трения скольжения. Все эти Т. к. могут изменяться в широких пределах в зависимости от шероховатости и волнистости поверхностей, хар-ра плёнок, покрывающих поверхности. Для протяжённого контакта они мало изменяются с изменением нагрузки. В зависимости от величины Т. к. скольжения пары трения делят на две группы: фрикц. материалы, имеющие большой Т. к.— обычно 0,3—0,35, редко 0,5—0,6, и антифрикционные, имеющие Т. к. без смазки 0,15—0,12, при граничной смазке 0,1—0,05.

Сопротивление свободному качению тв. тела (напр., колеса) характеризуют Т. к. качения $f_{\text{к}}$ — отношением момента M сопротивления перекатыванию к норм. нагрузке: $f_{\text{к}} = M/N$. Если на колесо действуют ведущий или тормозной моменты, то коэфф. сцепления ψ колеса с дорожным покрытием определяется равенством: $\psi = T_x/N$, где T_x — неполная сила трения скольжения, возникающая между катящимся колесом и дорогой. Коэфф. $f_{\text{к}}$ и ψ существенно зависят от природы

трущихся тел, хар-ра покрывающих их плёнок и скорости качения. Обычно для металлов (сталь по стали) $f_к$ = =0,001—0,002 см. При движении автомобиля со скоростью 80 км/ч Т. к. колёс по асфальту $f_к$=0,02 см и резко возрастает с увеличением скорости. Коэфф. сцепления ψ на сухом асфальте доходит у автомобильных колёс до 0,8, а при наличии плёнки воды снижается до 0,2—0,1. *И. В. Крагельский.*

ТРЕТЬЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ (Нернста теорема), закон термодинамики, согласно к-рому *энтропия* S любой системы стремится к конечному пределу, не зависящему от давления, плотности или фазы, при стремлении темп-ры T к абс. нулю (нем. физико-химик В. Нернст, 1906). В классич. термодинамике (на основе 1-го и 2-го начал термодинамики) энтропию можно определить лишь с точностью до произвольной аддитивной постоянной (S_0), что практически не мешает большинству термодинамич. исследований, т. к. реально измеряется разность энтропий (ΔS) в разл. состояниях. Согласно Т. н. т., при $T \to 0$ значение $\Delta S \to 0$.

В 1911 нем. физик М. Планк сформулировал Т. н. т. как условие обращения в нуль энтропии всех тел при стремлении темп-ры к абс. нулю: $\lim_{T \to 0} S = 0$. Отсюда $S_0 = 0$, что даёт возможность определять абс. значения энтропии и *потенциалов термодинамических*. Формулировка Планка соответствует определению энтропии в *статистической физике* через термодинамич. вероятность W (статистич. вес) состояния системы: $S = k \ln W$ (Больцмана принцип). При $T=0$ система находится в основном квантовомеханич. состоянии (если оно невырождено), для к-рого $W=1$ (состояние реализуется единств. микрораспределением). Следовательно, энтропия при $T=0$ равна нулю. В действительности при всех измерениях энтропия начинает стремиться к нулю значительно раньше, чем может стать существенной при $T \to 0$ дискретность квант. уровней макроскопич. системы. Это стремление энтропии к нулю вызвано явлениями квант. *вырождения*.

Из Т. н. т. следует, что абс. нуля темп-ры нельзя достигнуть ни в каком конечном процессе, связанном с изменением энтропии: к абс. нулю можно лишь асимптотически приближаться, поэтому Т. н. т. иногда формулируют как принцип недостижимости абс. нуля темп-ры.

Из Т. н. т. вытекает ряд термодинамич. следствий: при $T \to 0$ должны стремиться к нулю теплоёмкости при пост. давлении и при пост. объёме, коэфф. теплового расширения и нек-рые др. величины.

Справедливость Т. н. т. подвергалась сомнению, но позже было выяснено, что кажущиеся противоречия (сохранение конечного значения энтропии у ряда в-в при $T \to 0$) связаны с *метастабильными состояниями* в-в, к-рые не являются термодинамически равновесными.

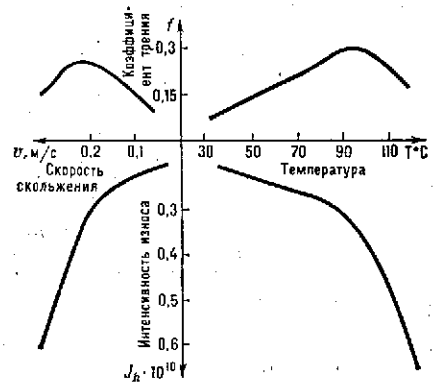
● Клейн М., Принцип минимума возникновения энтропии, в кн.: Термодинамика необратимых процессов. Лекции в летней международной школе физики им. Э. Ферми, пер. с англ., М., 1962; см. также лит. при ст. *Термодинамика* и *Статистическая физика*. *Д. Н. Зубарев.*

ТРЁХ ТЕЛ ЗАДАЧА, одна из частных задач *небесной механики* о движении трёх тел, взаимно притягивающихся по закону тяготения Ньютона. Если притягивающиеся тела рассматривать как материальные точки (что выполняется, напр., в первом приближении для Солнца, Земли и Луны или для Солнца, Юпитера и к.-л. из астероидов-троянцев), то для ряда случаев могут быть получены простые решения. Так, в движении астероидов-троянцев реализуются т. н. треугольные решения Лагранжа для случая движения тела малой массы (астероида) в поле тяготения двух тел большой массы (Солнца и Юпитера). Астероид-троянец, находясь в т. н. точке либрации, движется по такой орбите, что Солнце, Юпитер и он сам находятся в трёх вершинах равностороннего треугольника. В общем случае устойчивые траектории трёх гравитационно взаимодействующих тел могут быть очень сложными. Существует общее аналитич. решение задачи трёх тел в виде рядов, сходящихся для любого момента времени. Однако из-за медленной сходимости этих рядов вместо аналитич. метода пользуются численными методами решения Т. т. з. на ЭВМ.

ТРИБОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возникающая при растирании, раздавливании или раскалывании кристаллов. Причины Т. различны; в нек-рых случаях она объясняется возбуждением *фотолюминесценции* электрич. разрядами, происходящими при раскалывании кристалла. В др. случаях Т. вызывается движением *дислокаций* при деформации.

ТРИБОМЕ́ТРИЯ (от греч. tríbos — трение и metréō — измеряю), методы измерения силы или коэфф. *трения внешнего*, порога внеш. трения и износа трущихся поверхностей. Трибометрич. измерения делятся на два вида: лабораторные, при к-рых производится оценка сил трения и износостойкости материалов в тех или иных условиях, и натурные, когда производится оценка целиком данного узла трения.

В лаб. испытаниях пользуются образцами, имеющими точечный или линейный контакт (напр., сфера по плоскости, два перекрещенных цилиндра, трущихся по образующей), а также образцами, имеющими малые плоские поверхности трения (цилиндр торцом по диску, два цилиндра, трущихся торцами, и др.). На этих образцах определяют уд. силу трения и уд. износ, т. е. соответствующие величины, отнесённые к единице площади фактич. контакта. Пользуясь полученными хар-ками, можно приближённо вычислить силу трения и износ для поверхности любого размера, учитывая температурный режим трения. Силу трения обычно измеряют датчиками, содержащими упругие элементы. Для оценки пар трения получают ряд последоват. значений сил трения и износа при постепенном утяжелении режима трения, т. е. при увеличении скорости или нагрузки. Нагрузка увеличивает число фрикц. связей, не меняя их качества, и приводит к изменению объёмного нагрева; скорость же, увеличивая темп-ру в единичной фрикц. связи, приводит к



качеств. изменениям во фрикц. контакте и изменяет градиент темп-ры по глубине. Кривые фрикц. теплостойкости, т. е. зависимость коэфф. трения и интенсивности износа от темп-ры (рис.), явл. наиболее важными хар-ками пары трения; их получают при торцевом трении двух цилиндрич. образцов, находящихся под пост. нагрузкой, относит. скорость движения к-рых растёт ступенчато, что обеспечивает ступенчатое изменение темп-ры. Измерение темп-ры производится термопарой, заделанной в один из образцов. Интенсивность износа оценивается безразмерным отношением толщины изношенного слоя к пройденному пути.

Порог внеш. трения оценивают, доводя данную пару до задира — резкого повышения силы трения и повреждения поверхностей трения при плавном изменении скорости или нагрузки. Перенос результатов лаб. испытаний на реальные пары трения производится с учётом соотношения *подобия теории*.

В реальных машинах силу трения измеряют разл. методами, напр. по потребляемой мощности на холостом режиме работы, по величине момента или силы трения по углу закручивания вала. Косвенным, но очень удобным средством оценки трения явл. измерение темп-ры узла трения, позволяющее с помощью пересчёта судить о

силе трения. Коэфф. сопротивления перекатыванию определяется посредством тяговых динамометров.

● Чичинадзе А. В., Расчет и исследование внешнего трения при торможении, М., 1967. *И. В. Крагельский.*

ТРИБОЭЛЕКТРИ́ЧЕСТВО, возникновение электрич. зарядов при трении. При трении двух химически одинаковых тел положит. заряды получает более плотное из них. *Металлы* при трении о *диэлектрик* электризуются как положительно, так и отрицательно. При трении двух диэлектриков положительно заряжается диэлектрик с большей диэлектрич. проницаемостью ε. В-ва можно расположить в т р и б о э л е к т р и ч е с к и е р я д ы, в к-рых предыдущее тело электризуется положительно, а последующее — отрицательно [ряд Фарадея: (+) мех, фланель, слоновая кость, перья, горный хрусталь, флинтгла́с, бумажная ткань, шёлк, дерево, металлы, сера (—)]. Для диэлектриков, расположенных в трибоэлектрич. ряд, наблюдается убывание твёрдости [ряд Гезехуса: (+) алмаз (твёрдость 10), топаз (8), горный хрусталь (7), гладкое стекло (5), слюда (3), кальцит (3), сера (2), воск (1) (—)]; для металлов характерно возрастание твёрдости. У *жидких диэлектриков* положит. заряд приобретает в-во с большей ε или бо́льшим поверхностным натяжением.

Электризация трущихся тел тем больше, чем больше их поверхность. Пыль, скользящая по поверхности тела, из к-рого она образовалась (мрамор, стекло, снежная пыль), электризуется отрицательно. При просеивании порошков через сито они заряжаются.

Т. у тв. тел объясняется переходом *носителей заряда* от одного тела к другому. В металлах и *полупроводниках* Т. обусловлено переходом эл-нов от в-ва с меньшей *работой выхода* Ф к в-ву с большей Ф. При контакте металла с диэлектриком Т. возникает за счёт перехода эл-нов из металла в диэлектрик. При трении двух диэлектриков Т. обусловлено диффузией эл-нов и ионов. Существ. роль может играть также разное нагревание тел при трении, что вызывает переход носителей с локальных неоднородностей более нагретой поверхности («истинное» Т.). Причиной Т. может служить также механическое удаление отд. участков поверхности *пироэлектриков* или *пьезоэлектриков*.

Т. жидкостей связано с появлением двойных электрич. слоёв на поверхности раздела двух жидких сред или на границах жидкость — тв. тело. При трении жидкостей о металлы в процессах течения или разбрызгивания при ударе Т. возникает за счёт электролитич. разделения зарядов на границе металл — жидкость. Электризация при трении двух жидких диэлектриков — следствие существования двойных электрич. слоёв на поверхности раздела жидкостей с разными ε. Жидкость с большей ε заряжается положительно, а с меньшей ε — отрицательно (п р а в и л о К о э н а). Разрушением двойных электрич. слоёв на границе жидкость — газ объясняется Т. при разбрызгивании жидкостей вследствие удара о поверхность тв. диэлектрика или о поверхность жидкости (электризация в водопадах). Т. приводит к нежелат. накоплению электрич. зарядов в диэлектриках (напр., в синтетич. ткани).

● См. лит. при ст. *Диэлектрики.*

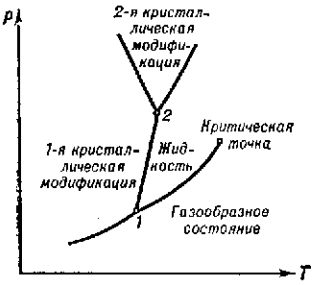
А. Н. Губкин.

ТРИГЛИЦИНСУЛЬФА́Т (TGS), синтетический кристалл $(NH_2CH_2COOH)_3 \times H_2SO_4$, плотность 1,68 г/см³ при 20°С, мол. м. 323,292; разлагается при $T>150$°С, однако пиролиз начинает проявляться при более низких темпрах. Прозрачен в видимой области спектра. Водорастворим и гигроскопичен. *Сегнетоэлектрик* с точкой Кюри $T_C=49$°С; *точечная группа симметрии* выше точки Кюри $2/m$, ниже — 2. В полярной фазе сильно выражены пироэлектрич. св-ва, особенно вблизи T_C. При замещении S на Se или S и O на Be и F соответственно получаются изоморфные кристаллы с аналогичными симметрийными и близкими физ. св-вами (см. *Изоморфизм*). Это триглицинселенат TGSe ($T_C=22$°С) и триглицинфторобериллат *TGFBe* ($T_C=70$°С). Кристаллы группы Т. широко используются как чувствит. приёмники ИК излучения в системах тепловидения, детекторах лазерного излучения, сканирующих микрокалориметрах и др.

ТРИПЛЁТЫ (от лат. triplus — тройной), группы близко расположенных *спектральных линий*, обусловленные триплетным расщеплением уровней энергии атома на три подуровня в результате *спин-орбитального взаимодействия* эл-нов в атоме (см. *Мультиплетность*). Характерны для атомов, имеющих два внеш. эл-на.

ТРИТО́Н, ядро сверхтяжёлого изотопа водорода — трития; состоит из двух нейтронов и одного протона, обозначается ^3H или t; спин равен $^1/_2$ (в ед. $\hbar$), магн. момент 2,97884 яд. *магнетона*. Т. не стабилен, распадается по схеме $^3_1H \to {}^3_2He + e^- + \tilde{\nu}$ с периодом полураспада 12,4 года.

ТРОЙНА́Я ТО́ЧКА в термодинамике, точка на *диаграмме состояния*, соответствующая равновесному сосуществованию трёх фаз в-ва. Из *Гиббса правила фаз* следует, что химически индивидуальное в-во (однокомпонентная система) в равновесии не может иметь больше трёх фаз. Эти три фазы (напр., твёрдая, жидкая и газообразная или, как у серы, жидкая и две аллотропные разновидности кристаллической) могут совместно сосуществовать только при значениях темп-ры $T_т$ и давления $p_т$, определяющих на диаграмме p — T координаты Т. т. (рис.). Для CO_2, напр., $T_т=216{,}6$К, $p_т=5{,}16\cdot10^5$ Н/м², для Т. т. воды — осн. реперной точки абс. термодинамич. температурной шкалы — $T_т=273{,}16$К (точно), $p_т=4{,}58$ мм рт. ст. (609 Н/м²).



Тройные точки (*1* и *2*) на диаграмме состояния в координатах p, T (давление — температура).

ТРУ́БКА ТО́КА в гидромеханике, трубка, составленная из *линий тока*, проходящих через точки небольшого замкнутого контура внутри движущейся жидкости. Касательные к линиям тока совпадают с направлением скоростей движения ч-ц жидкости, находящихся на этих линиях. При неустановившемся движении жидкости линии тока меняются от момента к моменту, и поэтому Т. т. тоже меняет свою форму. При установившемся движении жидкости линии тока совпадают с траекториями ч-ц и остаются неизменными; в этом случае Т. т. сходна с трубкой с тв. стенками, внутри к-рой происходит течение жидкости с пост. расходом через сечение трубки. Если плотность жидкости постоянна, то Т. т. будет сужаться или расширяться в зависимости от того, будет ли скорость увеличиваться или уменьшаться. Такое поведение Т. т. имеет место и при перем. плотности (т. е. для газа), но только до тех пор, пока скорость установившегося течения газа не превысит местную скорость звука; после этого дальнейшее возрастание скорости течения газа сопровождается не сужением Т. т., а её расширением.

ТРУ́БКИ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЕ в гидроаэромеханике, устройства для измерения величины и направления скорости, а также расхода жидкости или газа, основанные на определении давления в потоке. Применяются для измерения скоростей течения водных и воздушных потоков, а также относит. скоростей движения судов и самолётов.

Широко распространена комбинир. трубка Пито — Прандтля, к-рая представляет собой цилиндрич. трубку с полусферич. носиком (рис. 1), ось к-рой устанавливается вдоль потока. Через центр. отверстие на полусфере (критич. точка) измеряется полное давление p_0, к-рое реализуется при

изоэнтропич. торможении потока до нулевой скорости. Другое отверстие (или ряд отверстий) *1* располагается на боковой поверхности трубки и служит для измерения статич. дав-

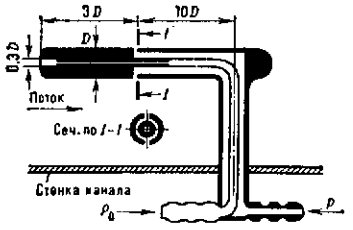


Рис. 1. Схема трубки Пито — Прандтля.

ления p. Геом. форма Т. и., форма отверстий и расстояние от них до носика трубки выбираются так, чтобы давление в боковых отверстиях по возможности мало отличалось от статич. давления в исследуемой точке потока. Небольшое несоответствие давлений учитывается поправочным коэфф. ξ, к-рый определяют калибровкой. Зная p и p_0, вычисляют скорость потока v на основании *Бернулли уравнения*. Для несжимаемой жидкости $v=\sqrt{2\xi(p_0-p)/\rho}$; плотность ρ может быть найдена по *Клапейрона уравнению* или др. способом. При скоростях воздуха выше 50—60 м/с необходимо учитывать сжимаемость воздуха.

Трубка Пито — Прандтля применяется также для определения v и *Маха числа* M в сверхзвук. потоке. В этом случае перед трубкой образуется *ударная волна* и измеряемое в центр. отверстии давление практически равно давлению торможения p_0' за прямой ударной волной. При известном из др. измерений давлении изоэнтропич. торможения p_0 по величине отношения p_0'/p_0 можно определить M в потоке перед трубкой. Измеряемые трубкой значения p_0 или p_0' (соотв. при дозвук. или сверхзвук. скоростях) почти не зависят от угла между вектором местной скорости и осью трубки, пока этот угол не превышает 15—20°, но значения статич. давления p сильно зависят от этого угла даже при небольшой его величине.

При малых скоростях потока ($v<6$ м/с) или при больших разрежениях, когда *Рейнольдса число* $Re<300$, наблюдается значит. возрастание коэфф. ξ. Трубкой Пито — Прандтля можно пользоваться и при очень малых Re, включая и свободномолекулярное течение (см. *Динамика разреженных газов*) (при $M/Re>1$), однако её практич. применение для этих течений наталкивается на ряд трудностей, связанных с калибровкой и измерением весьма малых абс. давлений.

Для измерения скорости потока существует множество модификаций трубки Пито — Прандтля (трубки Брабе, Лосиевского, Престона и др.); кроме того, скорость определяют *Вентури трубкой*. Направление потока измеряют цилиндрич. и сферич. насадками, комбинациями из трёх расположенных под углом друг к другу трубок Пито и т. д., показания к-рых очень чувствительны к направлению потока.

Для исследования полей скоростей в *пограничном слое* потока вязкой жидкости или газа вблизи тв. стенки применяется трубка Стэнтона, измеряющая скоростной напор в потоке с большим вертик. градиентом скорости (рис. 2); она устанавливается непосредственно на поверхности обтекаемого тела и перемещается по вертикали микрометрич. винтом. Измеренное трубкой давление относится к эфф. расстоянию от стенки, определяемому из калибровки. Скорость

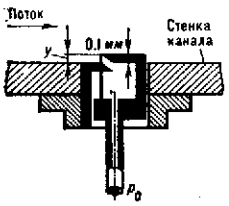


Рис. 2. Схема трубки Стэнтона.

вычисляют по разности полного давления, измеренного трубкой, и статич. давления на стенке канала.

● Физические измерения в газовой динамике и при горении, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1957; Горлин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения, М., 1964.

ТУННЕ́ЛЬНАЯ ЭМИ́ССИЯ, то же, что и *автоэлектронная эмиссия*.

ТУННЕ́ЛЬНЫЙ ЭФФЕ́КТ (туннелирование), преодоление микрочастицей *потенциального барьера* в случае, когда её полная энергия (остающаяся при Т. э. большей частью неизменной) меньше высоты барьера. Т. э.— явление существенно квант. природы, невозможное в классич. механике; аналогом Т. э. в волн. оптике может служить проникновение световой волны внутрь отражающей среды (на расстояния порядка длины световой волны) в условиях, когда с точки зрения геом. оптики происходит *полное внутреннее отражение*. Т. э. лежит в основе мн. важных процессов в ат. и мол. физике, в физике ат. ядра, тв. тела и т. д.

Т. э. интерпретируется на основе *неопределённостей соотношения* (см. также *Квантовая механика*). Классич. ч-ца не может находиться внутри потенц. барьера высоты V, если её энергия $\mathcal{E}<V$, т. к. кинетич. энергия ч-цы $p^2/2m=\mathcal{E}-V$ становится при этом отрицательной, а её импульс p — мнимой величиной (m — масса ч-цы). Однако для микрочастицы этот вывод несправедлив: вследствие соотношения неопределённостей фиксация ч-цы в пространств. области внутри барьера делает неопределённым её импульс. Поэтому имеется отличная от нуля вероятность обнаружить микрочастицу внутри запрещённой с точки зрения классич. механики области. Соответственно появляется определ. вероятность прохождения ч-цы сквозь потенц. барьер, что и отвечает Т. э. Эта вероятность тем больше, чем меньше масса ч-цы, чем у́же потенц. барьер и чем меньше энергии недостаёт ч-це, чтобы достичь высоты барьера (чем меньше разность $V-\mathcal{E}$). Вероятность прохождения сквозь барьер — гл. фактор, определяющий физ. хар-ки Т. э. В случае одномерного потенц. барьера такой хар-кой служит коэфф. прозрачности барьера, равный отношению потока прошедших сквозь него ч-ц к падающему на барьер потоку. В случае трёхмерного барьера, ограничивающего замкнутую область пр-ва с пониж. потенц. энергией (*потенциальную яму*), Т. э. характеризуется вероятностью w выхода ч-цы из этой области в ед. времени; величина w равна произведению частоты колебаний ч-цы внутри потенц. ямы на вероятность прохождения сквозь барьер. Возможность «просачивания» наружу ч-цы, первоначально находившейся в потенц. яме, приводит к тому, что соответствующие уровни энергии ч-ц приобретают конечную ширину порядка $\hbar w$, а сами эти состояния становятся квазистационарными.

Примером проявления Т. э. в ат. физике могут служить автоионизация атома в сильном электрич. поле и ионизация атома в поле сильной эл.-магн. волны. Т. э. лежит в основе *альфа-распада* радиоактивных ядер. Без Т. э. было бы невозможно протекание *термоядерных реакций*: кулоновский потенц. барьер, препятствующий необходимому для синтеза сближению ядер-реагентов, преодолевается частично благодаря высокой скорости (высокой темп-ре) таких ядер, а частично благодаря Т. э. Особенно многочисленны примеры проявления Т. э. в физике тв. тела: *автоэлектронная эмиссия*, явления в контактном слое на границе двух ПП, *Джозефсона эффект* и т. д.

● Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 5 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974 (Теоретическая физика, т. 3).

Д. А. Киржниц.

ТУРБУЛЁНТНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ (от лат. turbulentus — бурный, беспорядочный), форма течения жидкости или газа, при к-рой их элементы совершают неустановившиеся движения по сложным траекториям, что приводит к интенсивному перемешиванию между слоями жидкости или газа (см. *Турбулентность*). Наиболее детально изучены Т. т. в трубах, каналах, пограничных слоях около обтекаемых жидкостью или газом тв. тел, а также т. н. свободные Т. т.— *струи*, следы за движущимися относительно жид-

кости или газа тв. телами и зоны перемешивания между потоками разной скорости, не разделёнными к.-л. тв. стенками. Т. т. в каждом из перечисленных случаев отличается от соответствующего ему *ламинарного течения* как своей сложной внутр. структурой (рис. 1), так и распределением

Рис. 1. Турбулентное течение.

осреднённой скорости по сечению потока (рис. 2) и интегральными хар-ками — зависимостью средней по сечению или макс. скорости, расхода, а также коэфф. сопротивления от *Рейнольдса числа Re*. Профиль осреднённой скорости Т. т. в трубах или каналах отличается от параболич. профиля соответствующего ламинарного течения более быстрым возрастанием скорости у стенок и меньшей

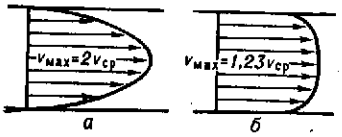


Рис. 2. Профиль осреднённой скорости: *а* — при ламинарном течении; *б* — при турбулентном течении.

кривизной в центр. части течения. За исключением тонкого слоя около стенки профиль скорости описывается логарифмич. законом (т. е. скорость линейно зависит от логарифма расстояния до стенки). Коэфф. сопротивления $\lambda=8\tau_w/\rho v_{ср}^2$ (где τ_w — напряжение трения на стенке, ρ — плотность жидкости, $v_{ср}$ — средняя по сечению скорость потока) связан с *Re* соотношением:

$$\lambda^{1/2}=(1/\varkappa\sqrt{8})\ln(\lambda^{1/2}Re)+B,$$

где $\varkappa$ и B — числовые постоянные.

В отличие от ламинарных пограничных слоёв, турбулентный *пограничный слой* обычно имеет отчётливую границу, беспорядочно колеблющуюся со временем (в пределах $0{,}4\,\delta$ — $1{,}2\,\delta$, где δ — расстояние от стенки, на к-ром осреднённая скорость равна $0{,}99\,v$, а v — скорость вне пограничного слоя). Профиль осреднённой скорости в пристенной части турбулентного пограничного слоя описывается логарифмич. законом, а во внеш. части скорость растёт с удалением от стенки быстрее, чем по логарифмич. закону. Зависимость λ от *Re* здесь имеет вид, аналогичный указанному выше.

Струи, следы и зоны перемешивания обладают приблизит. автомодельностью: в каждом сечении $x=\text{const}$ любого из этих Т. т. на не слишком малых расстояниях x от нач. сечения можно ввести такие масштабы длины и скорости $L(x)$ и $v(x)$, что безразмерные статистич. хар-ки гидродинамич. полей (в частности, профили осреднённой скорости), полученные при применении этих масштабов, будут одинаковыми во всех сечениях.

В случае свободных Т. т. область пр-ва, занятая завихрённым Т. т., в каждый момент времени имеет чёткую, но очень неправильную форму границ, вне к-рых течение потенциально. Зона перемежающейся турбулентности оказывается здесь значительно более широкой, чем в пограничных слоях.

● См. лит. при ст. *Турбулентность*.

А. С. Монин.

ТУРБУЛЁНТНОСТЬ, явление, наблюдаемое во мн. течениях жидкостей и газов и заключающееся в том, что в этих течениях образуются многочисленные вихри разл. размеров, вследствие чего их гидродинамич. и термодинамич. хар-ки (скорость, темп-ра, давление, плотность) испытывают хаотич. флуктуации и потому изменяются от точки к точке и во времени нерегулярно. Этим *турбулентные течения* отличаются от т. н. *ламинарных течений*. Большинство течений жидкостей и газов турбулентно как в природе (движение воздуха в земной атмосфере, воды в реках и морях, газа в атмосферах Солнца и звёзд и в межзвёздных туманностях и т. п.), так и в техн. устройствах (в трубах, каналах, струях, в пограничных слоях около тв. тел, в следах за такими телами и т. п.).

Благодаря большой интенсивности турбулентного перемешивания турбулентные течения обладают повышенной способностью к передаче кол-ва движения (и потому к повышенному силовому воздействию на обтекаемые тв. тела), передаче теплоты, ускоренному распространению хим. реакций (в частности, горения), способностью нести взвешенные ч-цы, рассеивать звуковые и эл.-магн. волны и создавать флуктуации их амплитуд и фаз, а в электропроводящей жидкости — генерировать флуктуирующее магн. поле и т. д.

Т. возникает вследствие гидродинамич. неустойчивости ламинарного течения, к-рое теряет устойчивость и превращается в турбулентное, когда т. н. *Рейнольдса число* $Re=lv/\nu$ превзойдёт нек-рое критич. значение $Re_{кр}$ (l и v — характерные длина и скорость в рассматриваемом течении, ν — коэфф. кинематич. вязкости). По эксперим. данным, в прямых круглых трубах при наибольшей возможной степени возмущённости течения у входа в трубу $Re_{кр}\approx2300$ (здесь l — диаметр трубы, v — средняя по сечению скорость). Уменьшая степень начальной возмущённости течения, можно добиться сохранения ламинарного режима до значительно бо́льших $Re_{кр}$, напр. в трубах до $Re_{кр}\approx50\,000$. Аналогичные результаты получены для возникновения Т. в *пограничном слое*.

Возникновение Т. при обтекании тв. тел может проявляться не только в виде турбулизации пограничного слоя, но и в виде образования турбулентного следа за телом в результате отрыва пограничного слоя от его поверхности. Турбулизация пограничного слоя до точки отрыва приводит к резкому уменьшению полного коэфф. сопротивления тела. Т. может возникнуть и вдали от тв. стенок при потере устойчивости поверхности разрыва скорости (напр., образующейся при отрыве пограничного слоя или являющейся границей затопленной *струи* или поверхностью разрыва плотности) или при потере устойчивости распределения плотности жидкости в поле тяжести, т. е. при возникновении *конвекции*. Англ. учёный Дж. У. Рэлей установил, что критерий возникновения конвекции в слое жидкости толщиной h между двумя плоскостями с разностью темп-р δT имеет вид: $Ra=g\beta h^3\delta T/\nu\chi$, где g — ускорение свободного падения, β — коэфф. теплового расширения жидкости, χ — коэфф. её температуропроводности. Критич. число Рэлея $Ra_{кр}$ имеет значение ≈1100—1700.

Вследствие чрезвычайной нерегулярности гидродинамич. полей турбулентных течений применяется статистич. описание Т.: гидродинамич. поля трактуются как случайные ф-ции от точек пр-ва и времени, и изучаются распределения вероятностей для значений этих ф-ций на конечных наборах точек. Наибольший практич. интерес представляют простейшие хар-ки этих распределений: ср. значения и вторые моменты гидродинамич. полей, в т. ч. дисперсии компонент скорости $\overline{v_j'^2}$ (где $v_j'=v_j-\bar{v}_j$ — пульсации скорости, а чёрточка наверху — символ осреднения); компоненты турбулентного потока кол-ва движения $\tau_{jl}=-\rho\overline{v_j'v_l'}$ (т. н. напряжения Рейнольдса) и турбулентного потока теплоты $q_j=c\rho\overline{v_j'T'}$ (ρ — плотность, c — уд. теплоёмкость, T' — пульсация темп-р). Статистич. моменты гидродинамич. полей турбулентного потока должны удовлетворять нек-рым ур-ниям (вытекающим из ур-ния гидродинамики), простейшие из к-рых — т. н. ур-ния Рейнольдса, получаются непосредственным осреднением ур-ний гидродинамики. Однако точного решения их до сих пор не найдено, поэтому используются разл. приближённые методы.

Осн. вклад в передачу через турбулентную среду кол-ва движения и

теплоты вносят крупномасштабные компоненты Т. (масштабы к-рых сравнимы с масштабами течения в целом); поэтому их описание — основа расчётов сопротивления и теплообмена при обтекании тв. тел жидкостью или газом. Для этой цели построен ряд т. н. полуэмпирич. теорий Т., в к-рых используется аналогия между турбулентным и мол. переносом, вводятся понятия пути перемешивания, интенсивности Т., коэфф. турбулентной вязкости и теплопроводности и принимаются гипотезы о наличии линейных соотношений между напряжениями Рейнольдса и ср. скоростями деформации, турбулентным потоком теплоты и ср. градиентом темп-ры. Такова, напр., применяемая для плоскопараллельного осреднённого движения ф-ла Буссинеска $\tau = A\,dv/dy$ с коэфф. турбулентного перемешивания (турбулентной вязкости) A, к-рый, в отличие от коэфф. мол. вязкости, уже не является физ. постоянной жидкости, а зависит от хар-ра осреднённого движения (y — расстояние от стенки). На основании полуэмпирич. теории Прандтля можно принять

$$A = \rho l^2 |d\bar{v}/dy|,$$

где путь перемешивания l — турбулентный аналог длины свободного пробега молекул.

Большую роль в полуэмпирич. теориях играют гипотезы подобия (см. *Подобия теория*). В частности, они служат основой полуэмпирич. теории Кармана, согласно к-рой в плоскопараллельном потоке путь перемешивания $l = -\varkappa v'/v''$, где $v = v(y)$ — скорость течения, а $\varkappa$ — постоянная. А. Н. Колмогоров предложил использовать в полуэмпирич. теориях гипотезу подобия, по к-рой хар-ки Т. выражаются через её интенсивность b и масштаб l (напр., скорость диссипации энергии $\varepsilon \sim b^3/l$). Одно из важнейших достижений полуэмпирич. теории Т.— установление универсального по числу Рейнольдса (при больших Re) логарифмич. закона для профиля скорости в трубах, каналах и пограничном слое на не слишком малых расстояниях y от стенки:

$$v(y)/v_* = A\,\log(y/y_0) + B,$$

здесь $v_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ (τ_w — напряжение трения на стенке), A и B — постоянные, а $y_0 = \nu/v_*$ в случае гладкой стенки и пропорционально геом. высоте бугорков шероховатости в случае шероховатой.

Мелкомасштабные компоненты Т. (масштабы к-рых малы по сравнению с масштабами течения в целом) вносят существенный вклад в ускорения жидких ч-ц и в определяемую ими способность турбулентного потока нести взвешенные ч-цы, в относит. рассеяние ч-ц и дробление капель в потоке, перемешивание турбулентных жидкостей, генерацию магн. поля в электропроводящей жидкости, спектр неоднородностей электронной плотности в ионосфере, флуктуации параметров эл.-магн. волн, болтанку летат. аппаратов и т. д.

Описание мелкомасштабных компонент Т. базируется на гипотезах Колмогорова, основанных на представлении о каскадном процессе передачи энергии от крупномасштабных ко всё более и более мелкомасштабным компонентам Т. Вследствие хаотичности и многокаскадности этого процесса при очень больших Re распределение мелкомасштабных компонент оказывается пространственно-однородным, изотропным и квазистационарным и определяется наличием ср. притока энергии $\bar{\varepsilon}$ от крупномасштабных компонент и равной ему ср. диссипации энергии в области миним. масштабов. По первой гипотезе Колмогорова, статистич. хар-ки мелкомасштабных компонент определяются только двумя параметрами $\bar{\varepsilon}$ и ν; в частности, миним. масштаб турбулентных неоднородностей $\lambda \sim (\nu^3/\bar{\varepsilon})^{1/4}$ (в атмосфере $\lambda \sim 10^{-1}$ см). По второй гипотезе, при очень больших Re в мелкомасштабной области существует такой (т. н. инерционный) интервал масштабов, больших по сравнению с λ, в к-ром параметр ν оказывается несущественным, так что в этом интервале хар-ки Т. определяются только одним параметром $\bar{\varepsilon}$.

Теория подобия мелкомасштабных компонент Т. была использована для описания локальной структуры полей темп-ры, давления, ускорения, пассивных примесей. Выводы теории нашли подтверждение при измерениях хар-к разл. турбулентных течений.

● Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика, ч. 1—2, М., 1965—67; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954 (Теоретическая физика); Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Шлихтинг Г., Возникновение турбулентности, пер. с нем., М., 1962; Гидродинамическая неустойчивость. [Сб. статей], пер. с англ., М., 1964; Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967.

А. С. Монин.

ТУРБУЛЁНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ, явление, родственное обычной *турбулентности*, но осложнённое специфич. хар-ром кулоновского вз-ствия ч-ц плазмы (эл-нов и ионов). Поскольку для плазмы характерно большое разнообразие разл. типов движений и колебаний, в ней могут возникать и даже присутствовать одновременно мн. типы турбулентных состояний. Напр., грануляция фотосферы Солнца, солнечные пятна и протуберанцы представляют собой результат сложного движения плазмы в атмосфере Солнца, и в этом движении плазма проявляет себя просто как сплошная проводящая среда. Турбулентное движение такого типа, близкого к турбулентности жидкости, наз. магнитогидродинамической турбулентностью. Она наблюдается в косм. плазме и в лаб. условиях, напр. при удержании высокотемпературной плазмы магн. полем, если при этом не обеспечены условия устойчивости плазмы.

Потоки заряж. ч-ц могут «раскачивать» в плазме колебания и волны; возникающая в этом случае Т. п. наз. кинетической и в зависимости от того, какой именно тип колебаний явл. преобладающим, говорят о *ленгмюровских волнах*, *ионно-звуковых колебаниях* и т. п. (см. также *Плазма*). Кинетическая Т. п., связанная с раскачкой широкого спектра волн в плазме, часто бывает слабой, она больше сходна с совокупностью волн на воде, чем с системой вихрей в турбулентном потоке жидкости. При слабой Т. п. волны имеют небольшую амплитуду, и поэтому процесс передачи энергии от одних волн к другим протекает сравнительно медленно.

Т. п. проявляется во мн. процессах, протекающих в плазме: при удержании магн. полем неоднородной плазмы, при вз-ствии пучков ч-ц с плазмой, при прохождении через плазму мощного эл.-магн. излучения (в последнем случае она возникает благодаря развитию т. п. параметрических взаимодействий). Т. п. представляет собой сложное движение заряж. ч-ц и эл.-магн. поля и, т. о., служит проявлением коллективной природы вз-ствия заряж. ч-ц плазмы между собой.

● Кадомцев Б. Б., Турбулентность плазмы, «Вопросы теории плазмы», 1964, в. 4; Цытович В. Н., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Нелинейная теория плазмы, «Вопросы теории плазмы», 1973, в. 7; Электродинамика плазмы, под ред. А. И. Ахиезера, М., 1974.

Б. Б. Кадомцев.

ТУРМАЛИ́Н, природный и синтетич. монокристалл — алюмосиликат, содержащий В. *Точечная группа симметрии* $3m$, плотность 2,9—3,85 г/см³, $T_{пл} = 1100$°С, твёрдость по шкале Мооса 7—7,5. Оптически анизотропен (*двойное лучепреломление*), обладает *дихроизмом*. Применяется гл. обр. как *пироэлектрик* и *пьезоэлектрик*. Крупные прозрачные кристаллы безжелезистых Т. используются в качестве датчиков гидростатич. давления, в радиотехнике, оптике, *акустоэлектронике*. Окрашенные прозрачные разновидности Т.— розовый и красный рубеллиты, синий индиголит — используются как ювелирные камни.

ТУШЕ́НИЕ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИИ, уменьшение выхода *люминесценции*, вызываемое разл. причинами. Т. л. может происходить при добавлении в *люминофор* посторонних примесей, при увеличении в нём концентрации самого люминесцирующего в-ва (концентрационное тушение), при нагревании (температурное тушение), под действием ИК света, электрич. поля и др. воздействий на люминофор. В результате действия этих факторов относительно

возрастает вероятность безызлучат. (по сравнению с вероятностью излучательных) *квантовых переходов* люминесцирующих молекул из возбуждённого состояния в основное. В случае рекомбинационной люминесценции кристаллофосфоров Т. л. объясняется безызлучат. рекомбинацией носителей заряда с центрами тушения, к-рыми могут служить дефекты крист. решётки или атомы примеси.

Обычно Т. л. нежелательно, поэтому к чистоте люминесцирующих в-в предъявляются очень высокие требования. Однако спец. виды люминофоров, обладающие сильным тушением при повышении темп-ры или под действием ИК излучения, применяются в качестве чувствит. индикаторов ДВ излучений (см. *Приёмники оптического излучения*).

● См. лит. при ст. *Люминесценция, Люминофоры.* *М. Д. Галанин.*

ТЯГОТЕ́НИЕ (гравитация, гравитационное взаимодействие), универсальное взаимодействие между любыми видами материи. Если это вз-ствие относительно слабое и тела движутся медленно (по сравнению со скоростью света c), то справедлив закон всемирного тяготения Ньютона. В общем случае Т. описывается созданной А. Эйнштейном общей теорией относительности. Эта теория описывает Т. как воздействие материи на св-ва пр-ва и времени; в свою очередь, эти св-ва пространства-времени влияют на движение тел и др. физ. процессы. Т. о., совр. теория Т. резко отличается от теорий др. видов вз-ствия — эл.-магн., сильного и слабого. (Однако в настоящее время большинство физиков считает, что при очень высоких энергиях все виды фундаментальных вз-ствий объединяются в единое вз-ствие; см. раздел Квантовые эффекты.)

Теория тяготения Ньютона. Первые высказывания о Т. как всеобщем св-ве тел относятся к античности. В 16 и 17 вв. в Европе возродились попытки доказательства существования взаимного тяготения тел. Нем. астроном И. Кеплер говорил, что «тяжесть есть взаимное стремление всех тел». Окончат. формулировка закона всемирного Т. была сделана Ньютоном в 1687 в гл. его труде «Математические начала натуральной философии». Закон тяготения Ньютона гласит, что две любые материальные ч-цы с массами m_A и m_B притягиваются по направлению друг к другу с силой F, прямо пропорц. произведению масс и обратно пропорц. квадрату расстояния r между ними:

$$F = G\frac{m_A m_B}{r^2} \qquad (1)$$

(под материальными ч-цами здесь понимаются любые тела при условии, что их линейные размеры много меньше расстояния между ними). Коэфф. пропорциональности G наз. *гравитационной постоянной*. Числовое значение G было определено впервые англ. учёным Г. Кавендишем в 1798, измерившим в лаборатории силы притяжения между двумя шарами. По совр. данным,

$$G = 6{,}6745\,(8)\cdot 10^{-8}\ \text{см}^3/\text{г}\cdot\text{с}^2 =$$
$$= 6{,}6745\,(8)\cdot 10^{-11}\ \text{м}^3/\text{кг}\cdot\text{с}^2.$$

Согласно закону (1), сила Т. зависит только от положения ч-ц в данный момент времени, т. е. гравитац. вз-ствие распространяется мгновенно.

Чтобы вычислить силу Т., действующую на данную ч-цу со стороны мн. др. ч-ц (или непрерывно распределённого в-ва в нек-рой области пр-ва), следует векторно сложить силы, действующие со стороны каждой ч-цы (проинтегрировать в случае непрерывного распределения в-ва). Т. о., в ньютоновской теории Т. справедлив *суперпозиции принцип*. Ньютон теоретически доказал, что сила Т. между двумя шарами конечных размеров со сферически симметричным распределением в-ва выражается также ф-лой (1), где m_A и m_B — полные массы шаров, а r — расстояние между их центрами. При произвольном распределении в-ва сила Т., действующая в данной точке на пробную ч-цу, может быть выражена как произведение массы этой ч-цы на вектор $\boldsymbol{g}$, наз. напряжённостью поля Т. в данной точке. Чем больше по модулю $\boldsymbol{g}$, тем сильнее поле Т.

Из закона Ньютона следует, что поле Т.— потенц. полс, т. е. его напряжённость $\boldsymbol{g}$ может быть выражена как градиент нек-рой скалярной величины φ, наз. гравитационным потенциалом:

$$\boldsymbol{g} = -\operatorname{grad}\varphi. \qquad (2)$$

Так, для ч-цы массы m потенциал поля Т.

$$\varphi = -G\frac{m}{r}. \qquad (3)$$

Если задано произвольное распределение плотности в-ва в пр-ве $\rho = \rho(\boldsymbol{r})$, то можно вычислить гравитац. потенциал φ этого распределения, а следовательно, и напряжённость гравитац. поля $\boldsymbol{g}$ во всём пр-ве. Потенциал φ определяется как решение *Пуассона уравнения*:

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \qquad (4)$$

где $\Delta = d^2/dx^2 + d^2/dy^2 + d^2/dz^2$ — оператор Лапласа.

Гравитац. потенциал к.-л. тела или системы тел может быть записан в виде суммы потенциалов полей Т. частичек, слагающих тело или систему (принцип суперпозиции), т. е. в виде интеграла от выражения (3):

$$\varphi = -\int G\frac{dm}{r}. \qquad (4а)$$

Интегрирование производится по всей массе тела (или системы тел), r — расстояние элемента массы dm от точки, в к-рой вычисляется потенциал. Выражение (4а) явл. решением ур-ния Пуассона (4). Потенциал изолиров. тела (системы тел) определяется неоднозначно. Напр., к потенциалу можно прибавлять произвольную константу. Однако если потребовать, чтобы вдали от тела, на бесконечности, потенциал равнялся нулю, то потенциал определяется решением ур-ния Пуассона однозначно в виде (4а).

Ньютоновская теория Т. и ньютоновская механика явились величайшим достижением естествознания. Они позволяют описать с большой точностью обширный круг явлений, в т. ч. движение естеств. и искусств. тел в Солнечной системе, движения в др. системах небесных тел: в двойных звёздах, в звёздных скоплениях, в галактиках. На основе теории тяготения Ньютона было предсказано существование планеты Нептун и спутника Сириуса и сделаны мн. др. предсказания, впоследствии блестяще подтвердившиеся. В астрономии закон тяготения Ньютона явл. фундаментом, на основе к-рого вычисляются движения и строение небесных тел, их эволюция, определяются массы небесных тел. Точное определение гравитац. поля Земли позволяет установить распределение масс под её поверхностью (гравиметрич. разведка). Однако в нек-рых случаях Т. не может быть описано законом Ньютона.

Необходимость обобщения закона тяготения Ньютона. Теория Ньютона предполагает мгновенное распространение Т. и уже поэтому не может быть согласована со спец. теорией относительности (см. *Относительности теория*), утверждающей, что никакое вз-ствие не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Определим условия, ограничивающие применимость ньютоновской теории Т. Так как эта теория не согласуется со спец. теорией относительности, то её нельзя применять в тех случаях, когда гравитац. поля настолько сильны, что разгоняют движущиеся в них тела до скоростей порядка скорости света c. Скорость, до к-рой разгоняется тело, свободно падающее из бесконечности (предполагается, что там оно имело пренебрежимо малую скорость) до нек-рой точки, равна по порядку величины квадратному корню из модуля гравитац. потенциала φ в этой точке (предполагается, что на бесконечности $\varphi = 0$). Т. о., теорию Ньютона можно применять только в том случае, если

$$|\varphi| \ll c^2. \qquad (5)$$

В полях Т. обычных небесных тел это условие выполняется; так, на поверхности Солнца $|\varphi|/c^2 \approx 4\cdot 10^{-6}$, а на поверхности белых карликов — порядка 10^{-3}.

Ньютоновская теория неприменима также к расчёту движения ч-ц даже в слабом поле Т., удовлетворяющем условию (5), если ч-цы, пролетающие

вблизи массивных тел, уже вдали от этих тел имели скорость, сравнимую со скоростью света. В частности, теория Ньютона неприменима для расчёта траектории света в поле Т. Наконец, теория Ньютона неприменима при расчётах перем. поля Т., создаваемого движущимися телами (напр., двойными звёздами) на расстояниях $r > \lambda = c\tau$, где τ — характерное время движения в системе (напр., период обращения в системе двойной звезды). Действительно, согласно ньютоновской теории, поле Т. на любом расстоянии от системы определяется положением масс в тот же момент времени, в к-рый определяется поле, т. е. изменения гравитац. поля, связанные с перемещением тел в системе, мгновенно передаются на любое расстояние r, что противоречит спец. теории относительности.

Обобщение теории Т. на основе спец. теории относительности было сделано Эйнштейном в 1915—16. Новая теория была названа им общей теорией относительности (ОТО).

Принцип эквивалентности. Самой важной особенностью поля Т., известной в ньютоновской теории и положенной Эйнштейном в основу новой теории, является то, что Т. совершенно одинаково действует на разные тела, сообщая им одинаковые ускорения независимо от массы, хим. состава и др. св-в тел. Так, на поверхности Земли все тела падают под влиянием её поля Т. с одинаковым ускорением — *ускорением свободного падения*. Этот факт был установлен опытным путём итал. учёным Г. Галилеем и может быть сформулирован как принцип строгой пропорциональности гравитационной, или тяжёлой, массы $m_т$, определяющей вз-ствие тела с полем Т. и входящей в закон (1), и инертной массы $m_и$, определяющей сопротивление тела действующей на него силе и входящей во второй закон механики Ньютона. Ур-ние движения тела в поле Т. записывается в виде:

$$m_и \boldsymbol{a} = \boldsymbol{F} = m_т \boldsymbol{g}, \qquad (6)$$

где $\boldsymbol{a}$ — ускорение, приобретаемое телом под действием напряжённости гравитац. поля $\boldsymbol{g}$. Если $m_и$ пропорц. $m_т$ и коэфф. пропорциональности одинаков для любых тел, то можно выбрать ед. измерения так, что этот коэфф. станет равен единице, $m_и = m_т$; тогда массы сокращаются в ур-нии (6) и ускорение $\boldsymbol{a}$ не зависит от массы и равно напряжённости $\boldsymbol{g}$ поля Т., в согласии с законом Галилея. (О совр. опытном подтверждении этого фундам. факта см. ниже.)

Т. о., тела разной массы и природы движутся в заданном поле Т. совершенно одинаково, если их нач. скорости одинаковы. Этот факт показывает глубокую аналогию между движением тел в поле Т. и движением тел в отсутствие Т., но относительно ускоренной системы отсчёта. Так, в отсутствие Т. тела разной массы движутся по инерции прямолинейно и равномерно. Если наблюдать эти тела, напр., из кабины косм. корабля, к-рый движется вне полей Т. с пост. ускорением за счёт работы двигателя, то по отношению к кабине все тела будут двигаться с пост. ускорением, равным по величине и противоположным по направлению ускорению корабля. Движение тел будет таким же, как падение с одинаковым ускорением в постоянном однородном поле Т. Силы инерции, действующие в ускоренном косм. корабле, летящем с ускорением, равным ускорению свободного падения у поверхности Земли, неотличимы от сил гравитации, действующих в истинном поле Т. в корабле, стоящем на поверхности Земли. Следовательно, силы инерции в ускоренной системе отсчёта (связанной с косм. кораблём) эквивалентны гравитац. полю. Этот факт выражается принципом эквивалентности Эйнштейна. Согласно этому принципу, можно осуществить и процедуру, обратную описанной выше имитации поля Т. ускоренной системой отсчёта, а именно — можно «уничтожить» в данной точке истинное гравитац. поле введением системы отсчёта, движущейся с ускорением свободного падения. Так, хорошо известно, что в кабине косм. корабля, свободно (с выключенными двигателями) движущегося вокруг Земли в её поле Т., наступает состояние невесомости — не проявляются силы Т. Эйнштейн предположил, что не только механич. движение, но и вообще все физ. процессы в истинном поле Т. и в ускоренной системе в отсутствии Т. протекают по одинаковым законам. Этот принцип получил назв. «сильного принципа эквивалентности», в отличие от «слабого принципа эквивалентности», относящегося только к законам механики.

Теория тяготения Эйнштейна. Рассмотренная система отсчёта (косм. корабль с работающим двигателем), движущаяся с пост. ускорением в отсутствии поля Т., имитирует только однородное гравитац. поле, одинаковое по величине и направлению во всём пр-ве. Но поля Т., создаваемые отд. телами, не таковы. Чтобы имитировать, напр., сферич. поле Т. Земли, нужны ускоренные системы с разл. направлением ускорения в разл. точках. Наблюдатели в разных системах, установив между собой связь, обнаружат, что они движутся ускоренно друг относительно друга, и тем самым установят, что истинное поле Т. отсутствует. Т. о., истинное поле Т. не сводится просто к введению ускоренной системы отсчёта в обычном пр-ве, или, точнее, в пространстве-времени специальной теории относительности. Эйнштейн показал, что если, исходя из принципа эквивалентности, потребовать, чтобы истинное гравитац. поле было эквивалентно локальным соответствующим образом ускоренным в каждой точке системам отсчёта, то в любой конечной области пространство-время окажется искривлённым — неевклидовым. Это означает, что в трёхмерном пр-ве геометрия, вообще говоря, будет неевклидовой (сумма углов треугольника не равна π, отношение длины окружности к радиусу не равно 2π и т. д.), а время в разных точках будет течь по-разному. Т. о., согласно теории тяготения Эйнштейна, истинное гравитац. поле есть проявление искривления (отличия геометрии от евклидовой) четырёхмерного пространства-времени.

Следует подчеркнуть, что создание теории тяготения Эйнштейна стало возможным только после открытия неевклидовой геометрии Н. И. Лобачевским, венг. математиком Я. Больяй, нем. математиками К. Гауссом и Б. Риманом.

В отсутствии Т. в пространстве-времени спец. теории относительности движение тела по инерции изображается прямой линией, или, на матем. языке, экстремальной (г е о д е з и ч е с к о й) линией. Осн. идея эйнштейновской теории Т. заключается в том, что и в поле Т. все тела движутся по геодезич. линиям в пространстве-времени, к-рое, однако, искривлено, и, следовательно, геодезич. линии — не прямые. Наблюдатель воспринимает это движение как движение по искривлённым траекториям в трёхмерном пространстве-времени с перем. скоростью. В заданном поле Т. все тела независимо от их массы и состава при одинаковых начальных условиях будут двигаться по одним и тем же геодезич. линиям (т. е. совершенно одинаково). Поэтому изменение скорости любых тел, т. е. их ускорение, в данном гравитац. поле одинаково. Одинаковость ускорений тел любой массы означает строгую пропорциональность тяжёлой и инертной масс [см. ф-лу (6)], и эти массы неотличимы.

Кривизна пространства-времени создаётся источниками гравитац. поля. При этом Т., т. е. искривление пространства-времени, определяется не только массой в-ва, слагающего тело, но и всеми видами энергии, присутствующими в системе. Эта идея явилась обобщением на случай теории Т. принципа эквивалентности массы (m) и энергии ($\mathcal{E}$) спец. теории относительности: $\mathcal{E} = mc^2$. Согласно этой идее, Т. зависит не только от распределения масс в пр-ве, но и от их движения, от давления и натяжений, имеющихся в телах, от эл.-магн. поля и всех др. физ. полей.

Наконец, в теории тяготения Эйнштейна обобщается вывод спец. теории относительности о конечной скорости распространения всех видов вз-ствия. Согласно Эйнштейну, изменения гра-

витац. поля распространяются в вакууме со скоростью c.

Уравнения тяготения Эйнштейна. В спец. теории относительности в *инерциальной системе отсчёта* (и. с. о.) квадрат четырёхмерного «расстояния» в пространстве-времени (интервала ds) между двумя бесконечно близкими событиями записывается в виде:

$$ds^2 = (cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (7)$$

где t — время, x, y, z — прямоугольные декартовы координаты. Эта система координат наз. галилеевой. Выражение (7) имеет вид, аналогичный выражению для квадрата расстояния в евклидовом трёхмерном пр-ве в декартовых координатах. Такое пространство-время называют плоским, евклидовым, или точнее, псевдоевклидовым, подчёркивая особый хар-р времени: в выражении (7) перед $(cdt)^2$ стоит знак «+», в отличие от знаков «—» перед квадратами дифференциалов пространств. координат. Т. о., спец. теория относительности явл. теорией физ. процессов в плоском пространстве-времени (*Минковского пространстве-времени*). Однако в нём не обязательно пользоваться декартовыми координатами, в к-рых интервал записывается в виде (7). Можно ввести любые криволинейные координаты. Тогда ds^2 будет выражаться через эти новые координаты общей квадратичной формой:

$$ds^2 = g_{ik}\, dx^i\, dx^k \quad (8)$$

(i, k=0, 1, 2, 3), где x^1, x^2, x^3 — произвольные пространств. координаты, x^0 — временна́я координата (здесь и далее по дважды встречающимся индексам производится суммирование). С фиа. точки зрения переход к произвольным координатам означает и переход от и. с. о. к системе, вообще говоря, движущейся с ускорением (причём в общем случае разным в разных точках), деформирующейся и вращающейся, и использование в этой системе недекартовых координат (и произвольно идущих часов). Несмотря на кажущуюся сложность использования таких систем, практически они иногда оказываются удобными. Но в спец. теории относительности всегда можно пользоваться и галилеевой системой (7), в к-рой интервал записывается особенно просто [в этом случае в ф-ле (8) $g_{ik}=0$ при $i\neq k$, $g_{00}=1$, $g_{ii}=-1$ при $i=1, 2, 3$].

В ОТО пространство-время не плоское, а искривлённое. В таком пространстве-времени (в конечных, не малых областях) нельзя ввести декартовы координаты, и использование криволинейных координат становится неизбежным. В конечных областях искривлённого пространства-времени ds^2 записывается в криволинейных координатах в общем виде (8). Зная g_{ik} как ф-ции четырёх координат, можно определить все геом. св-ва пространства-времени. Говорят, что величины g_{ik} определяют метрику пространства-времени, а совокупность всех g_{ik} называют метрическим тензором. С помощью g_{ik} вычисляются темп течения времени в разных точках системы отсчёта и расстояния между точками в трёхмерном пр-ве. Так, ф-ла для вычисления бесконечно малого интервала времени $d\tau$ по часам, покоящимся в системе отсчёта, имеет вид: $d\tau = \sqrt{g_{00}}dx^0/c$. При наличии поля Т. величина g_{00} в разных точках разная, следовательно, темп течения времени зависит от поля Т. Оказывается, что чем сильнее поле, тем медленнее течёт время по сравнению с течением времени для наблюдателя вне поля.

Матем. аппаратом ОТО явл. тензорное исчисление; её законы записываются в произвольных криволинейных координатах (это означает, в частности, запись в произвольных системах отсчёта), как говорят, в ковариантном виде. Осн. задача теории Т.— определение гравитац. поля, что соответствует в ОТО нахождению геометрии пространства-времени. Эта последняя задача сводится к нахождению метрич. тензора g_{ik}.

Ур-ния тяготения Эйнштейна связывают величины g_{ik} с величинами, характеризующими материю, создающую поле: плотностью, потоками импульса и т. п. Эти ур-ния записываются в виде:

$$R_{ik} - \frac{1}{2}\, g_{ik}R = \frac{8\pi G}{c^4}\, T_{ik}. \quad (9)$$

Здесь R_{ik} — т. н. тензор Риччи, выражающийся через g_{ik}, его первые и вторые производные по координатам; $R=R_{ik}g^{ik}$ (величины g^{ik} определяются из ур-ний $g_{ik}g^{km}=\delta_i^m$, где δ_i^m — символ Кронекера: $\delta_i^m=1$ при $i=m$, $\delta_i^m=0$ при $i\neq m$); T_{ik} — тензор энергии-импульса материи, компоненты к-рого выражаются через плотность, потоки импульса и др. величины, характеризующие материю и её движение (под физ. материей подразумевается обычное в-во и физ. поля).

Вскоре после создания ОТО Эйнштейн показал (1917), что существует возможность изменения ур-ний (9) с сохранением осн. принципов новой теории. Это изменение состоит в добавлении к правой части ур-ний (9) т. н. космологич. члена: Λg_{ik}. Постоянная Λ наз. космологич. постоянной, имеет размерность $см^{-2}$. Целью этого усложнения теории была попытка Эйнштейна построить модель Вселенной, к-рая не изменяется со временем. Космологич. член можно рассматривать как величину, описывающую плотность энергии и давление (или натяжение) вакуума. Однако в сер. 20-х гг. А. А. Фридман показал, что ур-ния Эйнштейна без Λ-члена приводят к эволюционирующей (нестационарной) модели Вселенной, а амер. астроном Э. Хаббл открыл (1929) закон *красного смещения* для галактик, к-рое было истолковано как подтверждение этой модели. Идея Эйнштейна о статич. Вселенной оказалась неверной, и хотя уравнения с Λ-членом тоже допускают нестационарные решения для модели Вселенной, необходимость в Λ-члене отпала. Следует подчеркнуть, что пока нет наблюдат. эксперим. или теор. оснований считать Λ отличной от нуля. Во всяком случае, если $\Lambda\neq 0$, то согласно астрофиз. наблюдениям, её абс. величина чрезвычайно мала: $|\Lambda|<10^{-55}$ $см^{-2}$. Она может играть роль только в космологии и практически не сказывается во всех др. задачах теории Т. Везде в дальнейшем будет положено $\Lambda=0$.

Внешние ур-ния (9) подобны ур-нию (4) для ньютоновского потенциала. В обоих случаях слева стоят величины, характеризующие поле, а справа — величины, характеризующие материю, создающую поле. Однако ур-ния (9) имеют ряд существ. особенностей. Ур-ние (4) линейно и поэтому удовлетворяет принципу суперпозиции. Оно позволяет вычислить гравитац. потенциал φ для любого распределения произвольно движущихся масс. Ньютоновское поле Т. не зависит от движения масс, поэтому ур-ние (4) не определяет их движение. Движение масс определяется из второго закона механики Ньютона (6). В ОТО ур-ния (9) нелинейны, не удовлетворяют принципу суперпозиции. В этой теории нельзя произвольным образом задать правую часть ур-ний (T_{ik}), зависящую от движения материи, а затем вычислить гравитац. поле (g_{ik}). Решение ур-ний Эйнштейна приводит к совместному определению движения материи, создающей поле, и к вычислению самого поля. Существенно при этом, что ур-ния поля Т. содержат в себе и ур-ния движения масс в поле Т. С физ. точки зрения это соответствует тому, что в ОТО материя создаёт искривление пространства-времени, к-рое влияет на движение материи, создающей искривление.

В случае слабых гравитац. полей метрика пространства-времени мало отличается от евклидовой, и ур-ния Эйнштейна приближённо переходят в ур-ния (4) и (6) теории Ньютона (если рассматриваются движения, медленные по сравнению с c, и расстояния от источника поля много меньше, чем $\lambda=c\tau$, где τ — характерное время изменения положения тел в источнике поля). В этом случае можно ограничиться вычислением малых поправок к ур-ниям Ньютона. Эффекты, соответствующие этим поправкам, позволяют экспериментально проверить ОТО (см. ниже). Особенно существенны эффекты теории Эйнштейна в сильных гравитац. полях.

Ряд выводов ОТО качественно отличается от выводов ньютоновской теории Т. Важнейшие из них связаны с возникновением *чёрных дыр*, сингулярностей пространства-времени (мест, где формально, согласно теории, обрывается существование ч-ц и полей в обычной известной нам форме) и существованием гравитац. волн (*гравитационного излучения*).

Квантовые эффекты. Ограничения применимости теории тяготения Эйнштейна. ОТО — неквантовая теория. В этом отношении она подобна класич. электродинамике Максвелла. Однако наиб. общие рассуждения показывают, что гравитац. поле должно подчиняться квант. законам точно так же, как и эл.-магн. поле. В противном случае возникли бы противоречия с принципом неопределённости для эл-нов, фотонов и т. д. Применение квант. теории к гравитации показывает, что гравитац. волны можно рассматривать как поток квантов — г р а в и т о н о в, представляющих собой нейтр. ч-цы с нулевой массой покоя и со спином 2 (в ед. $\hbar$).

В подавляющем большинстве мыслимых процессов во Вселенной и в лаб. условиях квант. эффекты гравитации чрезвычайно слабы, и можно пользоваться неквант. теорией Эйнштейна. Однако квант. эффекты должны стать весьма существенными вблизи сингулярностей поля Т., где искривления пространства-времени очень велики. Из теории размерностей следует, что квант. эффекты в гравитации становятся определяющими, когда радиус кривизны пространства-времени (расстояние, на к-ром проявляются существ. отклонения от геометрии Евклида: чем меньше этот радиус, тем больше кривизна) становится равным величине $r_{пл}=\sqrt{G\hbar/c^3}$. Расстояние $r_{пл}$ наз. планковской длиной; оно ничтожно мало: $r_{пл}\approx 10^{-33}$ см. В таких условиях ОТО неприменима.

Сингулярные состояния возникают в ходе *гравитационного коллапса*; сингулярность в прошлом была в расширяющейся Вселенной (см. *Космология*). Последовательной квант. теории Т., применимой и для сингулярных состояний, пока не существует. При энергиях ч-ц, соответствующих столь экстремальным состояниям (это энергии $\mathcal{E}\approx\sqrt{\hbar c^5/G}\approx 10^{16}$ эрг), все виды физ. вз-ствий, по-видимому, проявляются как единое вз-ствие.

Квант. эффекты приводят к рождению ч-ц в поле Т. чёрных дыр. Для чёрных дыр, возникающих из звёзд и имеющих массу, сравнимую с солнечной, эти эффекты ничтожно малы. Однако они могут быть важны для чёрных дыр малой массы (меньше 10^{15}г), к-рые в принципе могли возникать на ранних этапах расширения Вселенной.

Экспериментальная проверка теории Эйнштейна. В основе ОТО лежит принцип эквивалентности: все тела независимо от их состава и массы, все виды материи падают в поле Т. с одним и тем же ускорением. Его проверка с возможно большей точностью явл. важнейшей эксперим. задачей. С помощью крутильных весов венг. физик Л. Этвеш доказал справедливость принципа эквивалентности с точностью до 10^{-8}; амер. физик Р. Дикке с сотрудниками довёл точность до 10^{-10}, а В. Б. Брагинский с сотрудниками — до 10^{-12}. Др. проверкой принципа эквивалентности явл. вывод об изменении частоты ν света при его распространении в гравитац. поле. Теория предсказывает изменение частоты $\Delta\nu$ при распространении между точками с разностью гравитац. потенциалов $\varphi_1-\varphi_2$:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu}=\frac{\varphi_1-\varphi_2}{c^2}. \qquad (10)$$

Эксперименты в лаборатории подтвердили эту ф-лу с точностью по крайней мере до 1% (см. *Мёссбауэра эффект*), а эксперименты на самолётах и ракетах — до 0,04%.

Кроме этих экспериментов по проверке основ теории, существует ряд опытных проверок её выводов. Теория предсказывает искривление луча света при прохождении вблизи массивных тел. Аналогичное отклонение следует и из ньютоновской теории Т., однако ОТО предсказывает вдвое больший эффект. Многочисл. наблюдения этого эффекта при прохождении света от звёзд вблизи Солнца (во время полных солнечных затмений) подтвердили предсказание ОТО (отклонение на 1,75″ у края солнечного диска) с точностью 20%. Гораздо большая точность была достигнута с помощью совр. техники наблюдения внеземных точечных радиоисточников. Этим методом предсказание теории подтверждено с точностью (на 1980) не меньшей 6%.

Др. эффект, тесно связанный с предыдущим,— бо́льшая длительность времени распространения света в поле Т., чем это дают ф-лы без учёта эффектов ОТО. Для луча, проходящего вблизи Солнца, эта дополнит. задержка составляет ок. $2\cdot10^{-4}$ с. Эксперименты проводились с помощью радиолокации планет Меркурий и Венера во время их прохождения за диском Солнца, а также с помощью ретрансляции радиолокац. сигналов косм. кораблями. Предсказания теории подтверждены (на 1980) с точностью 2%.

Наконец, ещё одним эффектом явл. предсказываемый ОТО медленный дополнительный (не объясняемый гравитац. возмущениями со стороны др. планет Солнечной системы) поворот в эллиптич. орбите планет, движущихся вокруг Солнца. Наибольшую величину этот эффект имеет для орбиты Меркурия — 43″ в столетие. Это предсказание подтверждено экспериментально с точностью до 1%.

Предсказанные ОТО гравитац. волны в прямых экспериментах ещё не открыты, но последствия их излучения системами небесных тел обнаружены. Согласно ОТО, период орбит. движения в двойной звёздной системе должен уменьшаться из-за излучения гравитационных волн. Это уменьшение открыто в системе, одним из компонентов которой является *пульсар PSR* 193+16. По расчётам ОТО относит. уменьшение периода в этой системе за 1 оборот должно составлять $-2{,}40\cdot10^{-12}$, а наблюдения (1982) дают значение $(-2{,}30\pm0{,}2)\cdot10^{-12}$.

Т. о., все имеющиеся эксперим. данные подтверждают правильность как положений, лежащих в основе теории тяготения Эйнштейна, так и её наблюдат. предсказаний.

● Эйнштейн А., Собр. научных трудов, т. 1—4, М., 1965—67; Ландау Л., Лифшиц Е., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика); Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Брумберг В. А., Релятивистская небесная механика, М., 1972; Брагинский В. Б., Руденко В. Н., Релятивистские гравитационные эксперименты, «УФН», 1970, т. 100, в. 3; Гинзбург В. Л., Об экспериментальной проверке общей теории относительности, там же, 1979, т. 128, в. 3.

И. Д. Новиков.

ТЯЖЁЛЫЙ ЛЕПТО́Н (τ), *лептон* с массой ок. 1,8 ГэВ; обнаружен в 1975 в опытах на встречных электрон-позитронных пучках в Станфорде (США) группой экспериментаторов во главе с амер. физиком М. Перлом. При столкновении позитронов с эл-нами наблюдалось рождение пар Т. л. τ^- и его античастицы τ^+, к-рые идентифицировались по специфич. распадам с испусканием только одной заряж. ч-цы — e^-, μ^- или их античастиц. Кажущееся нарушение сохранения *лептонного заряда* и энергии объяснялось тем, что распад сопровождался вылетом двух нерегистрируемых (чрезвычайно слабо взаимодействующих) нейтр. ч-ц — электронного ($\tilde{\nu}_e$) или мюонного ($\tilde{\nu}_\mu$) антинейтрино (нейтрино ν_e, ν_μ) и нейтрино ν_τ (антинейтрино $\tilde{\nu}_\tau$), связанного с τ-лептоном:

$$\tau^-\to e^-(\mu^-)+\tilde{\nu}_e(\tilde{\nu}_\mu)+\nu_\tau,$$
$$\tau^+\to e^+(\mu^+)+\nu_e(\nu_\mu)+\tilde{\nu}_\tau.$$

Проведённое в 1967 исследование спектров таких эл-нов и мюонов подтвердило, что каждый распад — трёхчастичный. Св-ва ν_τ ещё не изучены, его масса <250 МэВ. В дальнейшем были зарегистрированы и др. способы распадов Т. л.: $\tau\to\pi+\nu_\tau$, $\tau\to\nu_\tau+\rho$, $\tau\to\nu_\tau+\pi+\pi$, позволившие сделать надёжные заключения о существовании Т. л. и справедливости для него законов универсального *слабого взаимодействия*. Имеющиеся данные свидетельствуют в пользу того, что $\tau^-(\tau^+)$ и $\nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ обладают своим, отличным от электронного и мюонного, лептонным зарядом.

● Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А., Новая частица в e^+e^--аннигиляции — тяжелый лептон $\tau^\pm$, «УФН», 1978, т. 124, в. 3; Азимов Я. И., Хозе В. А., Современный статус τ-лептона, там же, 1980, т. 132, в. 2.

У

УВЕЛИЧЕ́НИЕ ОПТИ́ЧЕСКОЕ, отношение линейных или угловых размеров изображения предмета, получаемого с помощью оптич. системы, к соответствующим размерам самого предмета. Характеризуя наиболее употребит. осесимметричные системы, различают линейное, угловое и продольное У. о. Линейное (поперечное) увеличение β — отношение длины l' изображения отрезка, перпендикулярного оптич. оси системы, к длине этого отрезка l: $\beta = l'/l$. При $\beta > 0$ (направления l и l' совпадают) изображение наз. прямым, при $\beta < 0$ (l и l' антипараллельны) — обратным или перевёрнутым, при $|\beta| < 1$ — уменьшенным, при $|\beta| > 1$ — увеличенным. Величину β оптич. системы можно вычислить, используя выражение $\beta = -f/x = -x'/f'$, где f и f' — переднее и заднее фокусные расстояния, а x и x' — расстояния от переднего фокуса до предмета и от заднего фокуса до изображения соответственно. В реальных оптич. системах линейное У. о. для сопряжённых плоскостей не остаётся постоянным по всему *полю зрения*. Это приводит к нарушению геом. подобия между предметом и его изображением, наз. *дисторсией*.

Угловое увеличение γ — отношение тангенса угла наклона u' луча к оптич. оси в пространстве изображений к тангенсу угла наклона u сопряжённого ему луча в пространстве предметов: $\gamma = \mathrm{tg}\, u'/\mathrm{tg}\, u$. Продольное увеличение α — отношение длины отрезка $\Delta x'$, отложенного вдоль оптич. оси системы в пространстве изображений, к сопряжённому ему отрезку Δx в пространстве предметов: $\alpha = \Delta x'/\Delta x$.

Величины α, β и γ взаимосвязаны: $\alpha\gamma = \beta$. Если n и n' — показатели преломления среды в пространстве предметов и пространстве изображений соответственно, то $\beta\gamma = n/n'$. Для оптич. системы, находящейся в воздухе, $n = n'$ и $\gamma = 1/\beta$, т. е. угловое увеличение обратно пропорционально линейному. Это означает, что чем больше линейное увеличение, тем у́же световые пучки, с помощью к-рых строится изображение, и тем меньше его освещённость. α и β связаны выражением: $\alpha = \beta^2 n'/n$, и при $n = n'$ $\alpha = \beta^2$. Т. к. продольное и поперечное У. о. различны, то даже идеальная оптич. система не может точно передать пространство предметов — размеры изображения по оси сокращаются и оно становится плоским.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1—2, М.— Л., 1948—52.

Л. Н. Капорский.

УВЛЕЧЕ́НИЯ ЭФФЕ́КТ, 1) возникновение потока электронов в *металле* или *полупроводнике* в условиях, когда *фононы* не находятся в тепловом равновесии, а образуют направл. поток, напр. при наличии градиента темп-ры (увлечение электронов фононами). В образце, на концах к-рого создана разность темп-р, возникает поток фононов от более нагретого конца к более холодному, пропорц. градиенту темп-ры. В результате столкновений электронов с фононами, к-рые передают электронам часть своего квазиимпульса, возникает электронный поток, в замкнутой цепи появляется электрич. ток (ток увлечения). Если образец электрически разомкнут, то в нём возникает эдс. У. э. вносит вклад в теплопроводность, термоэлектрич. и термомагн. эффекты. В отличие от акустоэлектрического эффекта электроны увлекаются потоком некогерентных фононов. У. э. теоретически исследован Л. Э. Гуревичем (1945) и экспериментально обнаружен в полупроводниках (1953) по аномально большому увеличению *термоэдс* в Ge при понижении темп-ры, интерпретированному как следствие У. э. У. э. используется для исследования механизмов электронной и фононной релаксации в проводниках.

2) Появление электронного потока в результате передачи импульса от направленного потока фотонов электронам в твёрдом проводнике (увлечение электронов фотонами). У. э. наблюдается в оптич. и СВЧ областях в полупроводниках, *полуметаллах* (Bi) и нек-рых металлах. Наиболее подробно изучен в полупроводниках (Ge, Si, соединения типа $A^{III}B^{V}$), где происходит увлечение связанных электронов (фотоионизация) или электронов проводимости и дырок. Импульс фотонов, в конечном счёте приобретаемый всем твёрдым телом, вначале в значит. мере воспринимается подвижными носителями, вызывая их смещение. Длительность начальной стадии $\sim 10^{-12}$—10^{-13} с, что определяет малость эффекта и его малую инерционность. Т. к. импульс фотона равен сумме импульсов, приобретаемых решёткой и электроном, то возможен случай, когда импульс, приобретаемый электроном, противоположен по знаку импульсу фотона. У. э. обнаруживается в виде тока (ток увлечения) или эдс. Плотность тока может быть записана в виде:

$$j = e\alpha I \frac{\hbar\omega n}{c} \cdot \frac{\langle\tau\rangle}{m^*}\beta,$$

где e, m^*, $\langle\tau\rangle$ — заряд, *эффективная масса*, и усреднённое время релаксации импульса носителей; c, I, n, α — соответственно скорость, интенсивность (в фотон/см$^2\cdot$с), показатель преломления, коэфф. поглощения света; $\hbar\omega$ — энергия фотона; β — коэфф., характеризующий долю импульса фотонов, приобретаемую электронами. В полупроводниках наблюдается наряду с продольным т. н. поперечный У. э. (появление тока, направленного перпендикулярно импульсу фотонов). У. э. используется для измерения временных характеристик излучения импульсных лазеров и для регистрации ИК излучения.

● Блатт Ф. Дж., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971.

В. Л. Гуревич, С. М. Рывкин.

УГЛЕРО́ДНЫЙ ЦИКЛ (CNO-цикл), последовательность *термоядерных реакций* в звёздах, приводящая к превращению водорода в гелий (^{4}He) с участием углерода в качестве катализатора. У. ц. протекает при темп-рах в недрах звёзд $\geqslant 18\cdot10^6$ К, когда вещество звезды уже содержит изотоп ^{12}C:

$$^{12}\mathrm{C} + {}^1\mathrm{H} \longrightarrow {}^{13}\mathrm{N} + \gamma$$
(+1,95 МэВ, ~1,3·10^7 лет)
$$^{13}\mathrm{N} \longrightarrow {}^{13}\mathrm{C} + e^+ + \nu$$
(+2,22 МэВ, ~ 7 мин)
$$^{13}\mathrm{C} + {}^1\mathrm{H} \longrightarrow {}^{14}\mathrm{N} + \gamma$$
(+7,54 МэВ, ~2,7·10^6 лет)
$$^{14}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} \longrightarrow {}^{15}\mathrm{O} + \gamma$$
(+7,35 МэВ, ~ 3,2·10^8 лет)
$$^{15}\mathrm{O} \longrightarrow {}^{15}\mathrm{N} + e^+ + \nu$$
(+2,71 МэВ, ~ 82 с)
$$^{15}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} \longrightarrow {}^{12}\mathrm{C} + {}^4\mathrm{He}$$
(+4,96 МэВ, ~1,1·10^5 лет)

Побочный цикл:
$$^{15}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} \longrightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \gamma$$
$$^{16}\mathrm{O} + {}^1\mathrm{H} \longrightarrow {}^{17}\mathrm{F} + \gamma$$
$$^{17}\mathrm{F} \longrightarrow {}^{17}\mathrm{O} + e^+ + \nu$$
$$^{17}\mathrm{O} + {}^1\mathrm{H} \longrightarrow {}^{14}\mathrm{N} + {}^4\mathrm{He}.$$

Здесь e^+ — позитрон, ν — нейтрино, γ — испускаемый фотон. Под реакциями указаны их энергетич. выход (в МэВ) и продолжительность (см. *Водородный цикл*). При образовании одного ядра гелия путём У. ц. выделяется ~25 МэВ энергии, образующиеся нейтрино уносит ещё ок. 5% от этой величины.

● Шкловский И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 2 изд., М., 1977.

УГЛОВА́Я СКОРО́СТЬ, векторная величина, характеризующая быстроту

вращения твёрдого тела. При равномерном вращении тела вокруг неподвижной оси численно его У. с. $\omega = \Delta\varphi/\Delta t$, где $\Delta\varphi$ — приращение угла поворота φ за промежуток времени Δt, а в общем случае $\omega = d\varphi/dt$. Вектор У. с. направлен вдоль оси вращения в ту сторону, откуда поворот тела виден происходящим против хода часовой стрелки (в правой системе координат). Размерность У. с. T^{-1}.

УГЛОВО́Е УСКОРЕ́НИЕ, величина, характеризующая быстроту изменения *угловой скорости* твёрдого тела. При вращении тела вокруг неподвижной оси, когда его угловая скорость ω растёт (или убывает) равномерно, численно У. у. $\varepsilon = \Delta\omega/\Delta t$, где $\Delta\omega$ — приращение, к-рое получает ω за промежуток времени Δt, а в общем случае $\varepsilon = d\omega/dt$. Вектор У. у. $\boldsymbol{\varepsilon}$ направлен при этом вдоль оси вращения (в ту же сторону, что и $\boldsymbol{\omega}$ при ускоренном вращении и противоположно $\boldsymbol{\omega}$ — при замедленном). При вращении вокруг неподвижной точки вектор У. у. $\boldsymbol{\varepsilon} = d\boldsymbol{\omega}/dt$ и направлен по касательной к *годографу* вектора $\boldsymbol{\omega}$ в соответствующей его точке. Размерность У. у. T^{-2}.

УГЛОВО́Й МОМЕ́НТ, то же, что *момент количества движения*.

УГОЛ АТА́КИ, угол между направлением скорости поступательно движущегося тела и к.-н. характерным направлением, связанным с телом, напр. у крыла самолёта — с хордой крыла (см. рис. в ст. *Центр давления*), у снаряда, ракеты — с их осью симметрии.

УГОЛ ДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИХ ПО́ТЕРЬ, разность δ фаз колебаний векторов электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ и напряжённости переменного электрич. поля $\boldsymbol{E}$. Характеризует *диэлектрические потери* в среде. Отношение энергии, поглощённой диэлектриком за период колебаний, к ср. энергии переменного электрич. поля равно $4\pi \operatorname{tg}\delta$. У. д. п. связан с действительной ε' и мнимой ε'' частями *диэлектрической проницаемости* соотношением:

$$\operatorname{tg}\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$$

(см. также *Диэлектрики*).

УДА́Р твёрдых тел, совокупность явлений, возникающих при столкновении движущихся твёрдых тел, а также при нек-рых видах взаимодействия твёрдого тела с жидкостью или газом (У. струи о тело, У. тела с поверхностью жидкости, *гидравлический удар*, действие взрывной или *ударной волны* на твёрдое тело и др.). Промежуток времени, в течение к-рого длится У., обычно очень мал (на практике $\sim 10^{-4}$—10^{-5} с), а развивающиеся на площадках контакта соударяющихся тел силы (т. н. ударные или мгновенные) очень велики. За время У. они изменяются в широких пределах и достигают значений, при к-рых средние величины давления (напряжений) на площадках контакта имеют порядок 10^4 и даже 10^5 атм. Действие ударных сил приводит к значит. изменению за время У. скоростей точек тела. Следствиями У. могут быть также остаточные деформации, звуковые колебания, нагревание тел, изменение механич. свойств их материалов (в частности, их упрочнение), полиморфные и хим. превращения и др., а при скоростях соударения, превышающих критические,— разрушение тел в месте У. Критич. скорости для металлов имеют порядок 15 м/с (медь) — 150 м/с и более (высококачеств. стали).

Изменение скоростей точек тела за время У. определяется методами общей теории У., где в качестве меры механич. взаимодействия тел при У. вместо самой ударной силы $\boldsymbol{P}$ вводится её импульс за время У. τ, т. е. величина $\boldsymbol{S} = \int_0^\tau \boldsymbol{P}dt = \boldsymbol{P}_{\text{ср}}\tau$, наз. ударным импульсом. Одновременно, ввиду малости τ, импульсами всех неударных сил, таких, напр., как сила тяжести, а также перемещениями точек тела за время У. пренебрегают. Осн. ур-ния общей теории У. вытекают из теорем об изменении количества движения и кинетич. момента системы при У. С помощью этих теорем, зная приложенный ударный импульс и скорости в начале У., определяют скорости в конце У., а если тело является несвободным, то и импульсивные реакции связей.

Процесс соударения двух тел можно разделить на две фазы. 1-я фаза начинается с момента соприкосновения точек A и B тел (рис.), имеющих в этот момент скорость сближения $v_{An} - v_{Bn}$, где v_{An} и v_{Bn} — проекции скоростей v_A и v_B на общую нормаль n к поверхности тел в точках A и B, наз. линией удара. К концу 1-й фазы сближение тел прекращается, а часть их кинетич. энергии переходит в потенц. энергию деформации. Во 2-й фазе происходит обратный переход потенц. энергии упругой деформации в кинетич. энергию тел; при этом тела начинают расходиться и к концу 2-й фазы точки A и B будут иметь скорость расхождения $V_{An} - V_{Bn}$. Для совершенно упругих тел механич. энергия к концу У. восстановилась бы полностью и было бы $|V_{An} - V_{Bn}| = |v_{An} - v_{Bn}|$; наоборот, У. совершенно неупругих тел закончился бы на 1-й фазе ($V_{An} - V_{Bn} = 0$). При У. реальных тел механич. энергия к концу У. восстанавливается лишь частично вследствие потерь на образование остаточных деформаций, нагревание тел и др.: $|V_{An} - V_{Bn}| < |v_{An} - v_{Bn}|$. Для учёта этих потерь вводится т. н. коэфф. восстановления k, к-рый считается зависящим только от физ. свойств материалов тел:

$$k = \frac{|V_{An} - V_{Bn}|}{|v_{An} - v_{Bn}|} = -\frac{(V_{An} - V_{Bn})}{(v_{An} - v_{Bn})}.$$

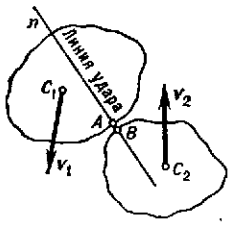


Схема удара двух тел.

В случае У. по неподвижному телу $V_{Bn} = v_{Bn} = 0$ и $k = -V_{An}/v_{An}$. Значение k определяется экспериментально, напр. измерением высоты h, на к-рую отскакивает шарик, свободно падающий на горизонт. плиту из того же материала, что и шарик, с высоты H; в этом случае $k = \sqrt{h/H}$. По данным опытов, при соударении тел из дерева $k \approx 0{,}5$, из стали — 0,55, из слоновой кости — 0,89, из стекла — 0,94. В предельных случаях при совершенно упругом У. $k = 1$, а при совершенно неупругом $k = 0$. Зная скорости в начале У. и коэфф. k, можно найти скорости в конце У. и действующий в точках соударения ударный импульс S.

Если центры масс тел C_1 и C_2 лежат на линии У., то У. наз. центральным (У. шаров); в противном случае — нецентральным. Если скорости v_1 и v_2 центров масс в начале У. направлены параллельно линии У., то У. наз. прямым; в противном случае — косым. При прямом центральном У. двух гладких тел (шаров) 1 и 2

$$V_1 = v_1 - \frac{(1+k)\,M_2}{M_1+M_2}(v_1 - v_2),$$

$$V_2 = v_2 + \frac{(1+k)\,M_1}{M_1+M_2}(v_1 - v_2),$$

$$S = (1+k)\,\frac{M_1 M_2}{M_1+M_2}(v_1 - v_2),$$

$$\Delta T = \frac{(1-k^2)}{2}\,\frac{M_1 M_2}{M_1+M_2}(v_1 - v_2)^2,$$

где ΔT — потерянная за время У. кинетич. энергия системы, M_1 и M_2 — массы шаров. В частном случае при $k = 1$ и $M_1 = M_2$ получается $V_1 = v_2$ и $V_2 = v_1$, т. е. шары одинаковой массы при совершенно упругом У. обмениваются скоростями; при этом $\Delta T = 0$.

Для определения времени У., ударных сил и вызванных ими в телах напряжений и деформаций необходимо учесть механич. свойства материалов тел и изменения этих свойств за время У., а также характер начальных и граничных условий. Решение проблемы существенно усложняется не только из-за трудностей чисто матем. характера, но и ввиду отсутствия достаточных данных о параметрах, определяющих поведение материалов тел при ударных нагрузках, что заставляет делать при расчётах ряд существенных упрощающих предположений. Наиболее разработана теория У. совершенно упругих тел, в к-рой предполагается, что тела за время У. подчиняются законам упругого деформирования (см. *Упругости теория*) и в них не появляется

остаточных деформаций. Деформация, возникшая в месте контакта, распространяется в таком теле в виде упругих волн со скоростью, зависящей от физ. свойств материала. Если время прохождения этих волн через всё тело много меньше времени У., то влиянием упругих колебаний можно пренебречь и считать характер контактных взаимодействий при У. таким же, как в статич. состоянии. На таких допущениях основывается контактная теория удара Г. Герца. Если же время прохождения упругих волн через тело сравнимо со временем У., то для расчётов пользуются волновой теорией У.

Изучение У. не вполне упругих тел — задача значительно более сложная, требующая учёта как упругих, так и пластич. свойств материалов. При решении этой задачи и связанных с ней проблем определения механич. свойств материалов тел при У., изучения изменений их структуры и процессов разрушения широко опираются на анализ и обобщение результатов многочисл. эксперимент. исследований. Экспериментально исследуются также специфич. особенности У. тел при больших скоростях (~ сотен м/с) и при воздействии взрыва, к-рый в случае непосредств. контакта заряда с телом можно считать эквивалентным соударению со скоростью до 1000 м/с.

Кроме У. твёрдых тел, в физике изучают столкновения молекул, атомов и элементарных ч-ц (см. *Столкновения атомные*).

● Кильчевский Н. А., Теория соударений твердых тел, К., 1969; Динник А. Н., Удар и сжатие упругих тел, К., 1952 (Избр. труды, т. 1); Давиденков Н. Н., Динамические испытания металлов, 2 изд., Л.— М., 1936; Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959, гл. 6; Райнхарт Дж., Пирсон Дж., Поведение металлов при импульсивных нагрузках, пер. с англ., М., 1958.

С. М. Тарг.

УДА́РНАЯ ВО́ЛНА (скачок уплотнения), распространяющаяся со сверхзвуковой скоростью тонкая переходная область, в к-рой происходит резкое увеличение плотности, давления и скорости в-ва. У. в. возникают при взрывах, детонации, при сверхзвуковых движениях тел, при мощных электрич. разрядах и т. д. Напр., при взрыве ВВ образуются высоконагретые продукты варыва, обладающие большой плотностью и находящиеся под высоким давлением. В нач. момент они окружены покоящимся воздухом при норм. плотности и атм. давлении. Расширяющиеся продукты взрыва сжимают окружающий воздух, причём в каждый момент времени сжатым оказывается лишь воздух, находящийся в определённом объёме; вне этого объёма воздух остаётся в невозмущённом состоянии. С течением времени объём сжатого воздуха возрастает. Поверхность, к-рая отделяет сжатый воздух от невозмущённого, и представляет собой У. в. (или, как говорят, фронт У. в.). В ряде случаев сверхзвукового движения тел в газе (артиллерийские снаряды, спускаемые космич. аппараты) направление движения газа не совпадает с нормалью к поверхности фронта У. в., и тогда возникают косые У. в. (см. *Сверхзвуковое течение*).

Примером возникновения и распространения У. в. может служить сжатие газа в трубе поршнем. Если поршень вдвигается в газ медленно, то по газу со скоростью звука a бежит акустич. (упругая) волна сжатия. Если же скорость поршня не мала по сравнению со скоростью звука, возникает У. в., скорость распространения к-рой по невозмущённому газу больше, чем скорость движения ч-ц газа (т. н. массовая скорость), совпадающая со скоростью поршня. Расстояния между ч-цами в У. в. меньше, чем в невозмущённом газе, вследствие сжатия газа. Если поршень сначала вдвигают в газ с небольшой скоростью и постепенно ускоряют, то У. в. образуется не сразу. Вначале возникает волна сжатия с непрерывными распределениями плотности ρ и давления p. С течением времени крутизна передней части волны сжатия нарастает, т. к. возмущения от ускоренно движущегося поршня догоняют её и усиливают, вследствие чего возникает резкий скачок всех гидродинамич. величин, т. е. У. в.

Законы ударного сжатия. При прохождении газа через У. в. его параметры меняются очень резко и в очень узкой области. Толщина фронта У. в. имеет порядок длины свободного пробега молекул, однако при многих теоретич. исследованиях можно пренебречь столь малой толщиной и с большой точностью заменить фронт У. в. поверхностью разрыва, считая, что при прохождении через неё параметры газа изменяются скачком (отсюда назв. «скачок уплотнения»). Значения параметров газа по обе стороны скачка связаны след. соотношениями, вытекающими из законов сохранения массы, импульса и энергии:

$$\rho_1 v_1 = \rho_0 v_0, \quad p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_0 + \rho_0 v_0^2, \qquad (1)$$
$$\varepsilon_1 + p_1/\rho_1 + v_1^2/2 = \varepsilon_0 + p_0/\rho_0 + v_0^2/2,$$

где p_1 — давление, ρ_1 — плотность, ε_1 — удельная внутр. энергия, v_1 — скорость в-ва за фронтом У. в. (в системе координат, в к-рой У. в. покоится), а p_0, ρ_0, ε_0, v_0 — те же величины перед фронтом. Скорость v_0 втекания газа в разрыв численно совпадает со скоростью распространения У. в. $v_в$ по невозмущённому газу. Исключая из равенств (1) скорости, можно получить ур-ния ударной адиабаты:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = {}^1/_2 (p_1 + p_0)(V_0 - V_1),$$
$$w_1 - w_0 = {}^1/_2 (p_1 - p_0)(V_0 + V_1), \qquad (2)$$

где $V = 1/\rho$ — удельный объём, $w = \varepsilon + p/\rho$ — удельная энтальпия. Если известны термодинамич. свойства в-ва, т. е. функции $\varepsilon(p, \rho)$ или $w(p, \rho)$, то ударная адиабата даёт зависимость конечного давления p_1 от конечного объёма V_1 при ударном сжатии в-ва из данного нач. состояния p_0, V_0, т. е. зависимость

$$p_1 = H(V_1, p_0, V_0).$$

При переходе через У. в. энтропия в-ва S меняется, причём скачок энтропии $S_1 - S_0$ для данного в-ва определяется только законами сохранения (1), к-рые допускают существование двух режимов: скачка сжатия ($\rho_1 > \rho_0$, $p_1 > p_0$) и скачка разрежения ($\rho_1 < \rho_0$, $p_1 < p_0$). Однако в соответствии со вторым началом термодинамики реально осуществляется только тот режим, при к-ром энтропия возрастает. В обычных в-вах энтропия возрастает только в У. в. сжатия, поэтому У. в. разрежения не реализуется (теорема Цемплена).

У. в. распространяется по невозмущённому в-ву со сверхзвуковой скоростью $v_0 > a_0$ (где a_0 — скорость звука в невозмущённом в-ве), тем большей, чем больше интенсивность У. в., т. е. чем больше $(p_1 - p_0)/p_0$. При стремлении интенсивности У. в. к 0 скорость её распространения стремится к a_0. Скорость У. в. относительно сжатого газа, находящегося за ней, является дозвуковой: $v_1 < a_1$ (a_1 — скорость звука в сжатом газе за У. в.).

У. в. в идеальном газе с постоянной теплоёмкостью. Это наиболее простой случай распространения У. в., т. к. ур-ние состояния имеет предельно простой вид: $\varepsilon = p/\rho(\gamma - 1)$, $p = R\rho T/\mu$, где $\gamma = c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при постоянных давлении и объёме

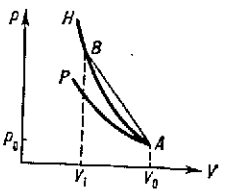


Рис. 1. Ударная адиабата H и адиабата Пуассона P, проходящие через общую начальную точку A исходного состояния.

(т. н. показатель адиабаты), R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярная масса. Ур-ние ударной адиабаты можно получить в явном виде:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma+1)V_0 - (\gamma-1)V_1}{(\gamma+1)V_1 - (\gamma-1)V_0}. \qquad (3)$$

Ударная адиабата, или адиабата Гюгонью H, отличается от обычной адиабаты P (адиабаты Пуассона), для к-рой $p_1/p_0 = (V_0/V_1)^\gamma$ (рис. 1). При ударном сжатии в-ва для данного изменения V необходимо большее изменение p, чем при адиабатич. сжатии. Это является следствием необратимости нагревания при ударном сжатии, связанного, в свою

очередь, с переходом в теплоту кинетич. энергии потока, набегающего на фронт У. в. В силу соотношения $v_0^2 = V_0^2 (p_1 - p_0)/(V_0 - V_1)$, следующего из ур-ния (1), скорость У. в. определяется наклоном прямой AB, соединяющей точки начального и конечного состояний.

Связь параметров газа в У. в. можно представить в зависимости от *Маха числа* $M = v_в/a_0$:

$$\frac{V_0}{V_1} = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_в}{v_1} = \frac{(\gamma+1)M^2}{(\gamma-1)M^2+2},$$

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1}M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \qquad (4)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2\gamma M^2-(\gamma-1)][(\gamma-1)M^2+2]}{(\gamma+1)^2 M^2}.$$

В пределе для сильных У. в. при $M \to \infty$, $p_1/p_0 \to \infty$ получается:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad p_1 = \frac{2}{\gamma+1}\rho_0 v_в^2,$$

$$v_1 = \frac{2v_в}{\gamma+1}, \quad T_1 = \frac{2(\gamma-1)v_в^2\mu}{(\gamma+1)^2 R}.$$

Т. о., сколь угодно сильная У. в. не может сжать газ более чем в $(\gamma+1)/(\gamma-1)$ раз. Напр., для одноатомного газа $\gamma = 5/3$ и предельное сжатие равно 4, а для двухатомного (напр., воздуха) $\gamma = 7/5$ и предельное сжатие равно 6. Предельное сжатие тем выше, чем больше теплоёмкость газа (меньше γ).

Вязкий скачок уплотнения. Необратимость ударного сжатия свидетельствует о наличии диссипации механич. энергии во фронте У. в. Диссипативные процессы можно учесть, приняв во внимание вязкость и теплопроводность газа. При этом оказывается, что сам скачок энтропии в У. в. не зависит ни от механизма

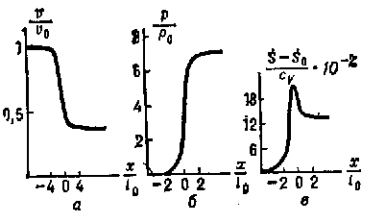


Рис. 2. Распределение скорости (*а*), давления (*б*) и энтропии (*в*) в вязком скачке уплотнения с числом $M=2$ в газе; x — координата, нормальная к фронту ударной волны, l_0 — длина свободного пробега молекул в невозмущённом газе.

диссипации, ни от вязкости и теплопроводности газа. Последние определяют лишь внутреннюю структуру фронта волны и его толщину. В У. в. не слишком большой интенсивности все величины — v, p, ρ и T монотонно изменяются от своих начальных до конечных значений (рис. 2). Энтропия же S меняется немонотонно и внутри У. в. достигает максимума в точке перегиба скорости, т. е. в центре волны ($x=0$). Возникновение максимума S в волне связано с существованием теплопроводности. Вязкость приводит только к возрастанию энтропии, т. к. благодаря ей происходит рассеяние импульса направленного газового потока, набегающего на У. в., и превращение кинетич. энергии направленного движения в энергию хаотич. движения, т. е. в теплоту. Благодаря же теплопроводности теплота необратимым образом перекачивается из более нагретых слоёв газа в менее нагретые.

У. в. в реальных газах. В реальном газе при высоких темп-рах происходят возбуждение молекулярных колебаний, диссоциация молекул, хим. реакции, понизация и т. д., что связано с затратами энергии и изменением числа ч-ц. При этом внутр. энергия ε сложным образом зависит от p и ρ и параметры газа за фронтом У. в. можно определить только численными расчётами по ур-ниям (1), (2).

Для перераспределения энергии газа, сжатого и нагретого в сильном скачке уплотнения, по различным степеням свободы требуется обычно очень много соударений молекул. Поэтому ширина слоя Δx, в к-ром происходит переход из начального в конечное термодинамически равновесное состояние, т. е. ширина фронта У. в., в реальных газах обычно гораздо больше ширины вязкого скачка и определяется временем *релаксации* наиболее медленного из процессов: возбуждения колебаний, диссоциации, понизации и т. д. Распределения

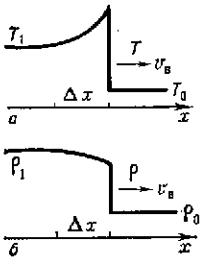


Рис. 3. Распределение температуры (*а*) и плотности (*б*) в ударной волне, распространяющейся в реальном газе.

темп-ры и плотности в У. в. при этом имеют вид, показанный на рис. 3, где вязкий скачок уплотнения изображён в виде взрыва.

В У. в., за фронтом к-рых газ сильно ионизован или к-рые распространяются по плазме, ионная и электронная темп-ры не совпадают. В скачке уплотнения нагреваются только тяжёлые ч-цы, но не электроны, а обмен энергии между ионами и электронами происходит медленно вследствие большого различия их масс. Релаксация связана с выравниванием темп-р. Кроме того, при распространении У. в. в плазме существ. роль играет электронная теплопроводность, к-рая гораздо больше ионной и благодаря к-рой электроны прогреваются перед скачком уплотнения. В электропроводной среде в присутствии внеш. магн. поля распространяются магнитогидродинамич. У. в. Их теория строится на основе ур-ний *магнитной гидродинамики* аналогично теории обычных У. в.

При темп-рах выше неск. десятков тыс. градусов на структуру У. в. существенно влияет лучистый теплообмен. Длины пробега световых квантов обычно гораздо больше газокинетич. пробегов, и именно ими определяется толщина фронта. Все газы непрозрачны в более или менее далёкой ультрафиолетовой области спектра, поэтому высокотемпературное излучение, выходящее из-за скачка уплотнения, поглощается перед скачком и прогревает несжатый газ. За скачком газ охлаждается за счёт потерь на излучение. В этом случае ширина фронта — порядка длины пробега излучения ($\sim 10^2 - 10^{-1}$ см в воздухе норм. плотности). Чем выше темп-ра за фронтом, тем больше поток излучения с поверхности скачка и тем выше темп-ра газа перед скачком. Нагретый газ перед скачком не пропускает видимый свет, идущий из-за фронта У. в., экранируя фронт. Поэтому яркостная темп-ра У. в. не всегда совпадает с истинной темп-рой за фронтом.

У. в. в твёрдых телах. Энергия и давление в твёрдых телах имеют двоякую природу: они связаны с тепловым движением и с взаимодействием ч-ц (тепловые и упругие составляющие). Теория междучастичных сил не может дать общей зависимости упругих составляющих давления и энергии от плотности в широком диапазоне для разных в-в, и, следовательно, теоретически нельзя построить функцию $\varepsilon(p,\rho)$. Поэтому ударные адиабаты для твёрдых (и жидких) тел определяются из опыта или полуэмпирически. Для значит. сжатия твёрдых тел нужны давления в миллионы атмосфер, к-рые сейчас достигаются при эксперимент. исследованиях. На практике большое значение имеют слабые У. в. с давлениями $10^4 - 10^5$ атм. Это давления, к-рые развиваются при детонации, взрывах в воде, ударах продуктов взрыва о преграды и т. д. Повышение энтропии в У. в. с такими давлениями невелико, и для расчёта распространения У. в. обычно пользуются эмпирич. ур-нием состояния типа $p = A[(\rho/\rho_0)^n - 1]$, где величина A, вообще говоря, зависящая от энтропии, так же, как и n, считается постоянной. В ряде в-в — железе, висмуте и др. в У. в. происходят фазовые переходы — полиморфные превращения. При небольших давлениях в твёрдых телах возникают *упругие волны*, распространение к-рых, как и распространение слабых волн сжатия в газах, можно рассматривать на основе законов акустики.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1953; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемператур-

ных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И., Релаксационные процессы в ударных волнах, М., 1965. *Ю. П. Райзер.*

УДА́РНАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ, см. в ст. *Ионизация.*

УДА́РНЫЙ ИМПУ́ЛЬС, импульс ударной силы, действующий на каждое из соударяющихся тел при *ударе*. Величина У. и. определяется равенством $S=P_{ср}\tau$ или $S=\int_0^\tau P dt$, где P — ударная сила, $P_{ср}$ — её среднее значение за время удара, τ — время удара. В общей теории удара У. и. рассматривают как меру механич. взаимодействия тел при ударе. Иногда У. и. наз. ударом.

УДА́РЫ ВТОРО́ГО РО́ДА (столкновения второго рода, соударения второго рода), неупругие столкновения возбуждённых атомов, ионов и молекул между собой и с эл-нами, при к-рых происходит увеличение кинетич. энергии сталкивающихся ч-ц за счёт их внутр. энергии (энергия возбуждения полностью или частично переходит в кинетич. энергию разлетающихся после столкновения ч-ц). Подробнее см. *Столкновения атомные.*

УДЕ́ЛЬНАЯ РЕФРА́КЦИЯ (r), характеризует электронную поляризуемость ед. массы в-ва в высокочастотном эл.-магн. поле световой волны. У. р. в-ва равна его *рефракции молекулярной* R, делённой на молекулярную массу M. У. р. может быть выражена через показатель преломления n в-ва неск. способами; чаще всего её записывают в виде:

$$r=\frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{1}{\rho},$$

где ρ — плотность в-ва.

УДЕ́ЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВО́ДНОСТЬ, физ. величина σ, равная электропроводности цилиндрич. проводника единичной длины и единичной площади сечения; У. э. связана с уд. сопротивлением ρ соотношением $\sigma=1/\rho$. Её принято измерять в единицах: *сименс* ($Ом^{-1}$) на метр или на сантиметр (См/м или См/см).

УДЕ́ЛЬНОЕ МАГНИ́ТНОЕ ВРАЩЕ́НИЕ, то же, что *Верде постоянная.*

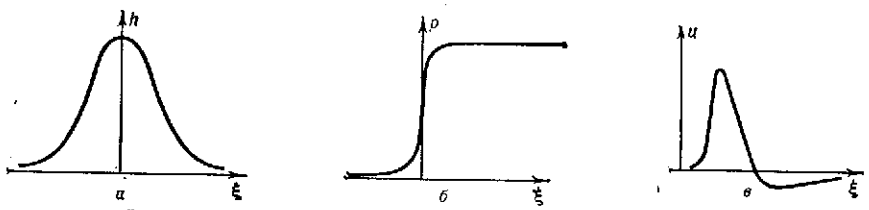
УДЕ́ЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ электрическое, физ. величина ρ, равная *электрическому сопротивлению* цилиндрич. проводника единичной длины и единичной площади поперечного сечения. Обычно У. с. выражают в Ом·см или Ом·м.

УДЕ́ЛЬНЫЙ ВЕС (γ), отношение *веса* тела P к его объёму V: $\gamma=P/V$. У. в. может быть определён и через плотность ρ в-ва: $\gamma=g\rho$, где g — *ускорение свободного падения*. У. в. не является однозначной хар-кой в-ва, т. к. зависит от величины g (следовательно, от геогр. широты места измерений). Ед. измерения У. в. служат $Н/м^3$ (СИ), $дин/см^3$ (СГС); 1 $Н/м^3=0{,}1$ $дин/см^3$.

УДЕ́ЛЬНЫЙ ОБЪЁМ, см. *Объём удельный.*

УДЕ́РЖАНИЕ «ЦВЕ́ТА» (пленение «цвета»), в теории сильного вз-ствия — гипотетич. св-во, призванное объяснить эксперим. факт отсутствия свободных «цветных» *кварков* и «цветных» адронов (все адроны явл. «бесцветными» комбинациями либо трёх кварков, либо кварка и антикварка). Существует неск. феноменологич. моделей, реализующих это св-во и наз. «кварковыми мешками». В квант. теории поля У. «ц.» связывают с ростом *эффективного заряда* при увеличении расстояния между кварками, вследствие чего они не могут разойтись на большие (в яд. масштабе) расстояния. Имеются косв. указания на возможность осуществления механизма У. «ц.» в *квантовой хромодинамике.* *Д. В. Ширков.*

УЕДИНЁННАЯ ВОЛНА́, волновое движение (см. *Волны*), к-рое в каждый момент времени локализовано в конечной области пространства и относительно медленно изменяет свою структуру при распространении. Типичная У. в. имеет вид одиночного импульса или перепада (рис.), но У. в. может иметь и более сложную структуру.



Примеры уединённых волн: *а* — стационарное возвышение (солитон) на мелкой воде; h — смещение поверхности жидкости; *б* — ударная волна небольшой амплитуды в газе; p — изменение давления; *в* — импульс возбуждения в аксоне нерва; u — потенциал мембраны. По оси абсцисс отложена переменная $\xi=t-x/v$, где t — время, x — координата, v — скорость уединённой волны.

В более узком смысле под У. в. понимают локализованную стационарную нелинейную волну, распространяющуюся без изменения формы с постоянной скоростью и описываемую ур-ниями в обыкновенных производных. В *фазовом пространстве* У. в. отвечает траектория, соединяющая две различные точки равновесия или возвращающаяся в ту же самую точку. К У. в. относят, напр., такие типы нелинейных волн, как *ударные волны* в диссипативной среде, стационарные импульсные волны возбуждения в активных средах (напр., нервный импульс) и *солитон* в среде без потерь.

● См. лит. при ст. *Солитон.*

Л. А. Островский.

УЛЬТРАЗВУ́К, *упругие волны* с частотами прибл. от $(1{,}5—2)\cdot10^4$ Гц (15—20 кГц) до 10^9 Гц (1 ГГц); область частот У. от 10^9 до 10^{12}—10^{13} Гц принято наз. *гиперзвуком*. Область частот У. удобно подразделять на три диапазона: У. низких частот ($1{,}5\cdot10^4$—10^5 Гц), У. средних частот (10^5—10^7 Гц) и область высоких частот У. (10^7—10^9 Гц). Каждый из этих диапазонов характеризуется своими специфич. особенностями генерации, приёма, распространения и применения.

Свойства ультразвука и особенности его распространения. По физ. природе У. представляет собой упругие волны, и в этом он не отличается от *звука*, поэтому частотная граница между звуковыми и УЗ-выми волнами условна. Однако благодаря более высоким частотам и, следовательно, малым длинам волн (так, длины волн У. высоких частот в воздухе составляют $3{,}4\cdot10^{-3}$—$3{,}4\cdot10^{-5}$ см, в воде $1{,}5\times\times10^{-2}$—$1{,}5\cdot10^{-4}$ см и в стали $5\cdot10^{-2}$—$5\cdot10^{-4}$ см) имеет место ряд особенностей распространения У.

Малая длина УЗ-вых волн позволяет в ряде случаев рассматривать их распространение методами *геометрической акустики*. Это даёт возможность рассматривать отражение, преломление, а также фокусировку с помощью лучевой картины.

Ввиду малой длины волны У. характер его распространения определяется в первую очередь молекулярной структурой среды, поэтому, измеряя скорость c и коэфф. затухания α, можно судить о молекулярных свойствах вещества (см. *Молекулярная акустика*). Характерная особенность распространения У. в многоатомных газах и во мн. жидкостях — существование областей *дисперсии звука*, сопровождающейся сильным возрастанием его поглощения. Эти эффекты объясняются процессами релаксации (см. *Релаксация акустическая*). У. в газах, и в частности в воздухе, распространяется с большим затуханием (см. *Поглощение звука*). Жидкости и твёрдые тела (в особенности монокристаллы) представляют собой, как правило, хорошие проводники У., затухание в них значительно меньше. Поэтому области использования У. средних и высоких частот относятся почти исключительно к жидкостям и твёрдым телам, а в воздухе и газах применяют только У. низких частот.

Др. особенность У.— возможность получения большой интенсивности даже при сравнительно небольших амплитудах колебаний, т. к. при данной амплитуде плотность потока энергии пропорциональна квадрату частоты. УЗ-вые волны большой интенсивности сопровождаются рядом

нелинейных эффектов. Так, для интенсивных плоских УЗ-вых волн при малом поглощении среды (в особенности в жидкостях, твёрдых телах) синусоидальная у излучателя волна превращается по мере её распространения в слабую периодич. ударную волну (пилообразной формы); поглощение таких волн оказывается значительно больше (т. н. нелинейное поглощение), чем волн малой амплитуды. Распространению УЗ-вых волн в газах и в жидкостях сопутствует движение среды, т. н. *акустическое течение*, скорость к-рого зависит от вязкости среды, интенсивности У. и его частоты; вообще говоря, она мала и составляет долю % от скорости У. К числу важных нелинейных явлений, возникающих при распространении интенсивного У. в жидкостях, относится акустич. *кавитация*. Интенсивность, соответствующая порогу кавитации, зависит от рода жидкости и степени её чистоты, частоты звука, темп-ры и др. факторов. В водопроводной воде, содержащей пузырьки воздуха, на частоте 20 кГц она составляет доли Вт/см². На частотах диапазона УСЧ в УЗ-вом поле с интенсивностью начиная с неск. Вт/см² может возникнуть фонтанирование жидкости и распыление её с образованием весьма мелкодисперсного тумана. Акустич. кавитация широко применяется в технологич. процессах; при этом пользуются У. низких частот.

Генерация ультразвука. Для излучения У. применяют разнообразные устройства, к-рые могут быть разбиты на 2 группы — механические и электромеханические. Механич. излучатели У.— воздушные и жидкостные *свистки* и *сирены* — отличаются простотой устройства и эксплуатации, не требуют дорогостоящей электрич. энергии высокой частоты. Их недостаток — широкий спектр излучаемых частот и нестабильность частоты и амплитуды, что не позволяет использовать их для контрольно-измерит. целей; они применяются гл. обр. в пром. УЗ-вой технологии и частично — как средства сигнализации.

Основными излучателями У. являются электромеханические, преобразующие электрич. колебания в механические. В диапазоне У. низких частот возможно применение электродинамич. и электростатич. излучателей. Широкое применение в этом диапазоне частот нашли *магнитострикционные преобразователи*, использующие эффект *магнитострикции*. Для излучения У. средних и высоких частот применяются гл. обр. *пьезоэлектрические преобразователи*, использующие явление *пьезоэлектричества*. Для увеличения амплитуды колебаний и излучаемой в среду мощности, как правило, применяются резонансные колебания магнитострикц. и пьезоэлектрич. элементов на их собств. частоте.

Предельная интенсивность излучения У. определяется прочностными и нелинейными свойствами материала излучателей, а также особенностями использования излучателей. Диапазон интенсивности при генерации У. в области средних частот чрезвычайно широк: интенсивности от 10^{-14}—10^{-15} Вт/см² до 0,1 Вт/см² считаются малыми. Для достижения больших интенсивностей, к-рые могут быть получены с поверхности излучателя, пользуются фокусировкой У. (см. *Фокусировка звука*). Так, в фокусе параболоида, внутренние стенки к-рого выполнены из мозаики кварцевых пластинок или из пьезокерамики, на частоте 0,5 МГц удаётся получать в воде интенсивности У. большие, чем 10^5 Вт/см². Для увеличения амплитуды колебаний твёрдых тел в диапазоне У. низких частот часто пользуются стержневыми УЗ-выми концентраторами (см. *Концентратор акустический*), позволяющими получать амплитуды смещения 10^{-4} см.

Приём и обнаружение ультразвука. Вследствие обратимости пьезоэффекта пьезоэлектрич. преобразователи используются и для приёма У. Для изучения УЗ-вого поля можно пользоваться и оптич. методами; У., распространяясь в к.-л. среде, вызывает изменение её оптич. показателя преломления, что позволяет визуализировать звуковое поле, если среда прозрачна для света. Совокупность уплотнений и разрежений, сопровождающая распространение УЗ-вой волны, представляет собой своеобразную решётку, дифракцию световых волн на к-рой можно наблюдать в оптически прозрачных телах. *Дифракция света на ультразвуке* легла в основу смежной области акустики и оптики — *акустооптики*, к-рая получила большое развитие после возникновения газовых лазеров непрерывного действия.

Применения ультразвука. Ультразвуковые методы применяются в физике *твёрдого тела*, в частности и физике *полупроводников*, в результате чего возникла новая область акустики — *акустоэлектроника*. На основе её достижений разрабатываются приборы для обработки сигнальной информации в микрорадиоэлектронике. У. играет большую роль в изучении структуры в-ва. Наряду с методами молекулярной акустики для жидкостей и газов в области изучения твёрдых тел измерение скорости c и коэфф. поглощения α используются для определения модулей упругости и диссипативных характеристик в-ва. Получила развитие квантовая акустика, изучающая взаимодействие *фононов* с *электронами* проводимости, *магнонами* и др. *квазичастицами* в твёрдых телах.

У. широко применяется в технике. По данным измерений c и α во многих технич. задачах осуществляется контроль за протеканием того или иного процесса (контроль концентрации смеси газов, состава разл. жидкостей и т. п.). Используя отражение У. на границе разл. сред, с помощью УЗ-вых приборов измеряют размеры изделий (напр., УЗ-вые толщиномеры), определяют уровни жидкостей в ёмкостях, недоступных для прямого измерения. У. сравнительно малой интенсивности (до ~0,1 Вт/см²) используется в дефектоскопии для неразрушающего контроля изделий из твёрдых материалов (рельс, крупных отливок, качеств. проката и т. д.). При помощи У. осуществляется звуковидение: преобразуя УЗ-вые колебания в электрич., а последние в световые, оказывается возможным при помощи У. видеть те или иные предметы в непрозрачной для света среде. Для получения увеличенных изображений предмета с помощью У. высокой частоты создан акустич. микроскоп, аналогичный обычному микроскопу, преимущество к-рого перед оптическим — высокая контрастность, что при биол. исследованиях не требует предварит. окрашивания предмета, и возможность получать изображения оптически непрозрачных объектов. Развитие голографии привело к определённым успехам в области УЗ-вой голографии (см. *Голография акустическая*). Важную роль У. играет в *гидроакустике*, поскольку упругие волны являются единств. видом волн, хорошо распространяющихся в морской воде. На принципе отражения УЗ-вых импульсов от препятствий, возникающих на пути их распространения, строится работа *эхолота*, *гидролокатора* и др.

У. большой интенсивности (гл. обр. диапазон низких частот) применяется в технике, оказывая воздействие на протекание технологич. процессов посредством нелинейных эффектов — кавитации, акустич. потоков и др. Так, при помощи мощного У. ускоряется ряд процессов тепло- и массообмена в металлургии. Воздействие УЗ-вых колебаний непосредственно на расплавы позволяет получить более мелкокристаллич. и однородную структуру металла. УЗ-вая кавитация применяется для очистки от загрязнений как мелких (часовое производство, приборостроение, электронная техника), так и крупных производств. деталей (трансформаторное железо, прокат и др.). С помощью У. удаётся осуществить пайку алюминиевых изделий, приварку тонких проводников к напылённым металлич. плёнкам и непосредственно к полупроводникам, сварку пластмассовых деталей, соединение полимерных плёнок и синтетич. тканей. У. позволяет обрабатывать хрупкие детали, а также детали сложной конфигурации.

У. применяется в биологии и медицине. При действии У. на биол. объ-

екты происходит его поглощение и преобразование акустич. энергии в тепловую. Локальный нагрев тканей на доли и единицы градусов, как правило, способствует жизнедеятельности биол. объектов, повышая интенсивность процессов обмена в-в. Однако более интенсивные и длит. воздействия могут привести к перегреву биологических структур и их разрушению.

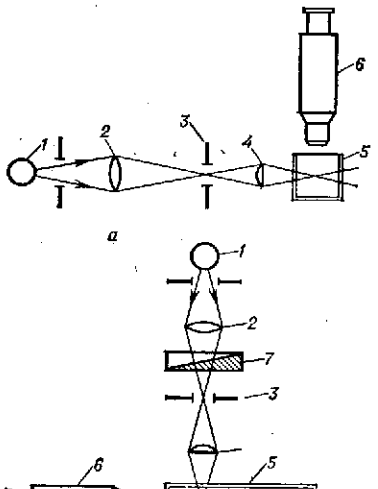
В медицине У. используется для диагностики, терапевтич. и хирургич. лечения. Способность У. без существенного поглощения проникать в мягкие ткани организма и отражаться от акустич. неоднородностей используется для диагностики внутр. органов. Микромассаж тканей, активация процессов обмена и локальное нагревание тканей под действием У. используются для терапевтич. целей. УЗ-вая хирургия подразделяется на две разновидности, одна из к-рых связана с разрушением тканей собственно звуковыми колебаниями, а вторая — с наложением УЗ-вых колебаний на хирургич. инструмент.

● Бергман Л., Ультразвук, пер. с нем., М., 1956; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, т. 1—3, М., 1967—70; Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М., 1981; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Ультразвуковая технология, под ред. Б. А. Аграната, М., 1974; Эльпинер И. Е., Биофизика ультразвука, М., 1973.

В. А. Красильников.

УЛЬТРАМИКРОСКОП, оптич. прибор для обнаружения мельчайших (коллоидных) ч-ц, размеры к-рых меньше предела разрешения (см. *Разрешающая способность* оптич. приборов) обычных световых *микроскопов*. Возможность обнаружения таких ч-ц с помощью У. обусловлена *дифракцией света* на них. При сильном боковом освещении каждая ч-ца в У. отмечается наблюдателем как яркая точка (светящееся дифракц. пятно) на тёмном фоне. Вследствие дифракции на мельчайших ч-цах рассеивается очень мало света. Поэтому в У. применяют, как правило, сильные источники света. В зависимости от интенсивности освещения, длины световой волны, разности показателей преломления ч-цы и среды обнаруживаемые ч-цы имеют размеры $\sim(2—50)\cdot10^{-9}$ м. По дифракц. пятнам нельзя определить истинные размеры, форму и структуру ч-ц: У. не даёт *изображений оптических* исследуемых объектов. Однако, используя У., можно установить наличие и численную концентрацию ч-ц, изучать их движение, а также рассчитать средний размер ч-ц, если известна их весовая концентрация и плотность.

У. создали в 1903 нем. физик Г. Зидентопф и австр. химик Р. Зигмонди. В предложенной ими схеме щелевого У. (рис., *а*) исследуемая система неподвижна. Кювета *5*, с изучаемым объектом освещается источником света *1* (*2* — конденсор; *4* — осветительный объектив) через узкую прямоугольную щель *3*, изображение к-рой проецируется в зону наблюдения.



Принципиальные схемы щелевого (*а*) и поточного (*б*) ультрамикроскопов.

В окуляр наблюдательного микроскопа *6* видны светящиеся точки ч-ц, находящихся в плоскости изображения щели. Выше и ниже освещённой зоны присутствие ч-ц не обнаруживается.

В поточном У. (рис., *б*) изучаемые ч-цы движутся по трубке навстречу глазу наблюдателя. Пересекая зону освещения, они регистрируются как яркие вспышки визуально или с помощью фотометрич. устройства. Регулируя яркость освещения наблюдаемых ч-ц подвижным *клином фотометрическим 7*, можно выделять для регистрации ч-цы, размер к-рых превышает заданный предел. С помощью поточного У. определяют концентрацию золей в пределах от 1 до 10^7 ч-ц в 1 $см^3$.

У. применяют при исследованиях дисперсных систем, для контроля чистоты атм. воздуха, воды, степени загрязнения оптически прозрачных сред посторонними включениями.

● Коузов П. А., Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов, 2 изд., Л., 1974; Воюцкий С. С., Курс коллоидной химии, 2 изд., М., 1975.

Л. А. Шиц.

УЛЬТРАФИОЛЕ́ТОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (УФ спектроскопия), раздел оптич. спектроскопии, включающий получение, исследование и применение спектров испускания, поглощения и отражения в УФ области спектра (400—10 нм). Исследованием спектров в области 200—10 нм занимается вакуумная спектроскопия (см. *Ультрафиолетовое излучение*). В области спектра 400—200 нм используют приборы, построенные по тем же оптич. схемам, что и *спектральные приборы* для видимой области; отличие состоит лишь в замене стеклянных призм, линз и др. оптич. деталей, поглощающих УФ излучение, на кварцевые. При измерении интенсивности УФ излучения в качестве эталонных применяют источники, имеющие в УФ области спектра известное распределение спектральной яркости (ленточная вольфрамовая лампа, угольная дуга, а также *синхротронное излучение*); стандартными приёмниками в этой области спектра являются термопара и градуированные фотоэлементы.

У. с. применяется при исследовании атомов, ионов, молекул и твёрдых тел для изучения их *уровней энергии*, вероятностей *квантовых переходов* и др. хар-к. В УФ области спектра лежат резонансные линии нейтральных, одно- и двукратно ионизованных атомов, а также спектральные линии, испускаемые возбуждёнными конфигурациями высокоионизованных атомов. Электронно-колебательно-вращательные полосы молекул в осн. также располагаются в ближней УФ области спектра. Здесь же сосредоточены полосы поглощения в спектрах большинства полупроводников, возникающие при прямых переходах из валентной зоны в зону проводимости. Мн. хим. соединения дают сильные полосы поглощения в УФ области, что создаёт преимущества использования У. с. в спектральном анализе. У. с. имеет большое значение для внеатмосферной астрофизики при изучении Солнца, звёзд, туманностей и др.

● См. лит. при ст. *Ультрафиолетовое излучение.*

УЛЬТРАФИОЛЕ́ТОВОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (ультрафиолетовые лучи, УФ излучение), не видимое глазом эл.-магн. излучение, занимающее спектр. область между видимым и рентгеновским излучением в пределах длин волн λ от 400 до 10 нм. Область У. и. условно делится на ближнюю (400—200 нм) и далёкую, или вакуумную (200—10 нм); последнее назв. обусловлено тем, что У. и. этого диапазона сильно поглощается воздухом и его исследование возможно только в вакууме.

Ближнее У. и. открыто в 1801 нем. учёным И. В. Риттером и англ. учёным У. Волластоном, вакуумное до 130 нм — нем. физиком В. Шуманом (1885—1903), а до 25 нм — англ. физиком Т. Лайманом (1924). Промежуток между вакуумным У. и. и рентгеновским изучен к 1927.

Спектр У. и. может быть линейчатым (спектры изолированных атомов, ионов, лёгких молекул), непрерывным (спектры тормозного или рекомбинац.

излучения) или состоять из полос (спектры тяжёлых молекул; см. *Спектры оптические*).

При **взаимодействии У. и. с в-вом** могут происходить *ионизация* его атомов и *фотоэффект*. Оптич. св-ва в-в в УФ области спектра значительно отличаются от их оптич. св-в в видимой области. Характерно уменьшение прозрачности в У. и. (увеличение коэфф. поглощения) большинства тел, прозрачных в видимой области. Напр., обычное стекло непрозрачно при 320 нм; в более коротковолновой области прозрачны лишь увиолевое стекло, сапфир, фтористый магний, кварц, флюорит, фтористый литий (имеет наиболее далёкую границу прозрачности — до $\lambda=105$ нм) и нек-рые др. материалы. Из газообразных в-в наибольшую прозрачность имеют инертные газы, граница прозрачности к-рых определяется величиной их *ионизационного потенциала* (самую коротковолновую границу прозрачности имеет He — $\lambda=50{,}4$ нм). Воздух непрозрачен практически при $\lambda<185$ нм из-за поглощения У. и. кислородом.

Коэфф. отражения всех материалов (в т. ч. металлов) уменьшается с уменьшением λ. Напр., коэфф. отражения свеженапылённого Al, одного из лучших материалов для отражающих покрытий в видимом диапазоне, резко уменьшается при $\lambda<90$ нм и значительно уменьшается также вследствие окисления поверхности. Для защиты поверхности алюминия от окисления применяются покрытия из фтористого лития или фтористого магния. В области длин волн <80 нм нек-рые материалы имеют коэфф. отражения 10—30% (золото, платина, радий, вольфрам и др.), однако при $\lambda<40$ нм и их коэфф. отражения снижается до 1% и ниже.

Источники У. и. Излучение накалённых до темп-р ~3000 К тв. тел содержит заметную долю У. и. непрерывного спектра, интенсивность к-рого растёт с увеличением темп-ры. Более мощный источник У. и.— любая высокотемпературная плазма. Для различных применений У. и. используются ртутные, ксеноновые и др. газоразрядные лампы, окна к-рых (либо целиком колбы) изготовляют из прозрачных для У. и. материалов (чаще из кварца). Интенсивное У. и. непрерывного спектра испускают эл-ны в ускорителе (см. *Синхротронное излучение*). Для УФ области существуют лазеры, наименьшую длину волны испускает лазер с умножением частоты ($\lambda=38$ нм).

Естеств. источники У. и.— Солнце, звёзды, туманности и др. космич. объекты. Однако лишь длинноволновая часть их излучения ($\lambda>290$ нм) достигает земной поверхности. Более коротковолновое излучение поглощается атмосферой на выс. 30—200 км, что играет большую роль в атм. процессах. У. и. звёзд и др. космич. тел, кроме того, в интервале $\lambda=91{,}2$—20 нм практически полностью поглощается межзвёздным водородом.

Приёмники У. и. Для регистрации У. и. при $\lambda=230$ нм используются обычные фотоматериалы, в более коротковолновой области к нему чувствительны спец. маложелатиновые фотослои. Применяются фотоэлектрич. приёмники, использующие способность У. и. вызывать ионизацию и фотоэффект: фотодиоды, ионизац. камеры, счётчики фотонов, фотоумножители и т. д. Разработан также особый вид фотоумножителей — канальные электронные фотоумножители, позволяющие создавать микроканальные пластины. В таких пластинах каждая ячейка явл. канальным электронным умножителем размером до 10 мкм. Микроканальные пластины позволяют получать фотоэлектрич. изображения в У. и. и объединяют преимущества фотографич. и фотоэлектрич. методов регистрации излучения. При исследовании У. и. также используют разл. люминесцирующие в-ва, преобразующие У. и. в видимое. На их основе созданы приборы для визуализации изображения в У. и.

Применение У. и. Изучение спектров испускания, поглощения и отражения в УФ области позволяет определять электронную структуру атомов, молекул, ионов, твёрдых тел. УФ спектры Солнца, звёзд, туманностей несут информацию о физ. процессах, происходящих в горячих областях этих космич. объектов. На фотоэффекте, вызываемом У. и., основана *фотоэлектронная спектроскопия*. У. и. может нарушать хим. связи в молекулах, в результате чего могут возникать разл. фотохим. реакции, что послужило основой для фотохимии. Люминесценция под действием У. и. используется для создания люминесцентных ламп, светящихся красок, в люминесцентном анализе, дефектоскопии. У. и. применяется в криминалистике и искусствоведении. Способность разл. в-в к избирательному поглощению У. и. используется для обнаружения вредных примесей в атмосфере и в УФ микроскопии.

Биологическое действие У. и. У. и. поглощается верх. слоями тканей растений, кожи человека или животных. При этом происходят хим. изменения молекул биополимеров. Малые дозы оказывают благотворное действие на организмы — способствуют образованию витаминов группы D, улучшают иммунобиол. свойства. Бо́льшие дозы могут вызывать повреждение глаз и ожог кожи.

● Мейер А., Зейтц Э., Ультрафиолетовое излучение, пер. с нем., М., 1952; Samson J. A. R., Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy, N.Y., 1967; Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я., Вакуумная спектроскопия и ее применение, М., 1976.

А. Н. Рябцев.

УЛЬТРАХОЛО́ДНЫЕ НЕЙТРО́НЫ, очень медленные нейтроны со скоростями $\leqslant5$ м/с. Термин У. н. объясняется тем, что примерно с такой же скоростью двигались бы молекулы газа при темп-ре ниже 10^{-2} К. У. н. обладают малой кинетич. энергией ($\sim10^{-7}$ эВ), недостаточной для преодоления слабого отталкивания ядрами, и полностью отражаются от поверхности мн. материалов (см. *Нейтронная оптика*).

Полное отражение У. н. от стенок позволяет хранить их в течение неск. мин внутри замкнутых вакуумированных камер. Время хранения У. н. в замкнутых сосудах ограничено временем жизни свободного нейтрона (до его *бета-распада*), а также процессами *радиационного захвата* нейтронов ядрами и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах в поверхностном слое толщиной $\sim10^{-6}$ см. У. н. могут течь по трубам произвольной формы (н е й т р о н о в о д а м) как разреженный газ. Изогнутые нейтроноводы используются для вывода У. н. из *ядерных реакторов* и выделения их из потока тепловых нейтронов, в к-ром доля У. н. составляет лишь 10^{-11}. Поэтому реально получаемые плотности У. н. <1 нейтрон/см^3. На движение У. н. существенно влияют магн. и гравитац. поля. У. н. могут служить чувствит. инструментом для обнаружения у нейтрона возможного электрич. заряда или электрич. дипольного момента (см. *Нейтрон*).

● Франк А. И., Ультрахолодные нейтроны, «Природа», 1981, № 1.

В. И. Лущиков.

У́МОВА ВЕ́КТОР, вектор плотности потока энергии физ. поля; численно равен энергии, переносимой в ед. времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению потока энергии в данной точке. Назван по имени Н. А. Умова, впервые (1874) введшего общее понятие о потоке энергии в сплошной среде. Вектор плотности потока энергии эл.-магн. поля наз. *Пойнтинга вектором*.

УНИПОЛЯРНАЯ ИНДУКЦИЯ, возникновение эдс в намагнич. теле, движущемся непараллельно оси намагничивания. При этом эдс направлена перпендикулярно плоскости, в к-рой расположены векторы *магнитной индукции* $\boldsymbol{B}$ и скорости $\boldsymbol{v}$ магнита.

У. и. может быть объяснена в рамках классич. электродинамики: под действием *Лоренца силы* свободные эл-ны перемещаются внутри тела перпендикулярно направлениям v и $\boldsymbol{B}$ до тех пор, пока в теле не возникнет электрич. поле, препятствующее этому перемещению.

Последоват. объяснение явления У. и. даёт *относительности теория*. В системе отсчёта, связанной с магнитом (*собственной системе отсчёта*), электрич. поле $\boldsymbol{E}$ отсутствует. Если в лаб. системе отсчёта магнит движется с пост. скоростью v, то, согласно релятив. ф-лам преобразования на-

пряжённости полей, в этой системе электрич. поле $\boldsymbol{E}$ (с точностью до множителя $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, при малых v практически не отличающегося от 1) будет равно: $\boldsymbol{E}=-[\boldsymbol{vB}]/c$; эта ф-ла применима к областям как внутри, так и вне намагнич. тела, независимо от того, является ли оно проводящим или непроводящим. Т. о., У. и.— релятив. эффект, в к-ром отчётливо проявляется относит. хар-р деления эл.-магн. поля на электрическое и магнитное.

Наличие электрич. поля приводит к появлению пост. разности потенциалов, что используется для генерирования пост. тока в униполярных машинах. Термин «У. и.» неудачен, он возник вследствие того, что в униполярной машине контур, в к-ром наводится эдс, расположен не между полюсами, а со стороны одного из полюсов магнита.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Бертинов А. И., Алиевский Б. Л., Троицкий С. Р., Униполярные электрические машины с жидко-металлическим токосъемом, М.— Л., 1966.

УНИТА́РНАЯ СИММЕТРИ́Я, приближённая симметрия, присущая сильному взаимодействию элем. ч-ц; явл. обобщением изотопич. симметрии (см. *Изотопическая инвариантность*) и, как последняя, нарушается эл.-магн. и слабым вз-ствиями. У. с. отражает приближённую симметрию адронов относительно изменения изотопич. спина и *странности* и математически описывается группой $SU(3)$. У. с. объединяет в унитарные мультиплеты частицы, принадлежащие к различным изотопическим мультиплетам и обладающие разными значениями странности, но одинаковыми спином J и внутр. чётностью P и не сильно различающимися массами. Напр., изотопич. дублет нуклонов (p, n), изотриплет Σ-*гиперонов*, изосинглет Λ^0 и изодублет Ξ-гиперонов объединяются в унитарный декуплет ($J=1/2$, $P=+1$).

Согласно совр. представлениям, в основе $SU(3)$-симметрии лежат независимость энергии вз-ствия от типа образующих адроны *кварков* (u, d, s) и малые значения эфф. масс этих кварков по сравнению с массами адронов. Т. к. массы u- и d-кварков (~10 МэВ) значительно меньше массы s-кварка (~100 МэВ), то изотопическая симметрия (замена $u\leftrightarrow d$) оказывается более точной, чем У. с. (замена $u\leftrightarrow d\leftrightarrow s$).

Учёт дополнит. квант. чисел («*очарования*», «*красоты*») приводит к дальнейшему повышению размерности n матриц, составляющих унитарную группу $SU(n)$. *Д. В. Ширков.*

УНИТА́РНОСТИ УСЛО́ВИЕ *матрицы рассеяния*, условие равенства единице суммы вероятностей всех возможных процессов, происходящих в системе. Напр., два сталкивающихся протона могут либо упруго рассеяться друг на друге, либо породить один или неск. π-мезонов или пару протон-антипротон и т. д.; сумма вероятностей всех таких процессов, допустимых законами сохранения энергии, импульса, электрич. и барионного зарядов и т. д., согласно У. у., равна единице. У. у.— одно из осн. составляющих элементов теории рассеяния и метода *дисперсионных соотношений*. Частным случаем У. у. явл. *оптическая теорема*, связывающая мнимую часть амплитуды упр. рассеяния на нулевой угол с полным сечением рассеяния. *А. В. Ефремов.*

УНИТА́РНЫЙ ПРЕДЕ́Л, энергия двух сталкивающихся ч-ц, выше к-рой выражение для сечения их слабого вз-ствия, полученное в низшем порядке теории возмущений по четырёхфермионному слабому вз-ствию, вступает в противоречие с *унитарности условием* S-матрицы (*матрицы рассеяния*). Указанное сечение пропорц. $G^2\mathcal{E}^2$, где $G=10^{-5}/M^2$ (в единицах $\hbar=1$, $c=1$) — константа универс. фермиевского вз-ствия, M — масса нуклона, $\mathcal{E}$ — энергия сталкивающихся ч-ц в системе их центра инерции (с. ц. и.) (см. *Слабое взаимодействие*). С др. стороны, условие унитарности требует, чтобы сечение локального вз-ствия падало при высоких энергиях пропорц. $1/\mathcal{E}^2$. Т. о., энергия У. п. должна равняться примерно $G^{-1/2}\approx 300$ ГэВ.

Согласно единой теории слабого и эл.-магн. вз-ствия, при энергиях, существенно меньших У. п., рост сечения σ типа $G^2\mathcal{E}^2$ должен прекратиться и σ должно стать прибл. постоянным, слабо зависящим от $\mathcal{E}$. Такое изменение зависимости $\sigma(\mathcal{E})$ связано с тем, что слабое вз-ствие обусловлено обменом тяжёлыми *промежуточными векторными бозонами*, и его можно рассматривать как четырёхфермионное локальное лишь при малых переданных импульсах. Промежуточные бозоны с массой 100 ГэВ были открыты в 1983 в ЦЕРН'е на ускорителе с встречными $p\bar{p}$-пучками. *Л. Б. Окунь.*

УНТЕРТО́Н (нем. Unterton, букв.— нижний звук), синусоидальная составляющая периодич. колебания сложной формы с частотой, в неск-рое число раз (чаще всего в 2 раза) меньшей частоты осн. тона. У. возникают, как правило, в нелинейных системах.

УПАКО́ВОЧНЫЙ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТ, величина, равная отношению *дефекта массы* ат. ядра к *массовому числу*. У. к. характеризует значение удельной (в пересчёте на один нуклон) энергии связи нуклонов в ядре. См. *Ядро атомное*.

УПРАВЛЯ́ЕМЫЙ ТЕРМОЯ́ДЕРНЫЙ СИ́НТЕЗ (УТС), процесс слияния лёгких атомных ядер, проходящий с выделением энергии, при высоких темпрах в регулируемых, управляемых условиях. УТС пока ещё не реализован. Для осуществления реакций синтеза реагирующие ядра должны быть сближены на расстояние порядка 10^{-12} см, после чего процесс их слияния происходит с заметной вероятностью за счёт *туннельного эффекта*. Для преодоления потенц. барьера сталкивающимся протонам должна быть сообщена энергия ~10 кэВ, что соответствует темп-ре ~10^8 К. С увеличением заряда ядер (порядкового номера Z) их кулоновское отталкивание усиливается и величина необходимой для реакции энергии возрастает. Эфф. сечения (p,p)- реакций, обусловленных *слабыми взаимодействиями*, очень малы. Реакции между тяжёлыми изотопами водорода (дейтерием и тритием) обусловлены *сильным взаимодействием* и имеют сечение на 22—23 порядка выше (см. *Термоядерные реакции*). Различия в величинах энерговыделения в реакциях синтеза не превышают одного порядка. При слиянии ядер дейтерия и трития оно составляет 17,6 МэВ. Высокое энерговыделение и большая скорость этих реакций делают равнокомпонентную смесь дейтерия и трития наиболее перспективной для решения проблемы УТС. Тритий радиоактивен (*период полураспада* 12,5 лет) и не встречается в природе. Следовательно, для обеспечения работы *термоядерного реактора*, использующего в качестве ядерного горючего тритий, должна быть предусмотрена возможность его воспроизводства. С этой целью рабочая зона реактора может быть окружена слоем лёгкого изотопа лития, в к-ром будет идти реакция:

$$^6\mathrm{Li}+\mathrm{n}\rightarrow{}^3\mathrm{H}+{}^4\mathrm{He}+4{,}8\ \text{МэВ}.$$

Эфф. сечение термоядерных реакций быстро возрастает с темп-рой, но даже в оптим. условиях остаётся несравненно меньше эфф. сечения атомных столкновений. По этой причине реакции синтеза должны происходить в полностью ионизованной *плазме*, нагретой до высокой темп-ры, где процессы ионизации и возбуждения атомов отсутствуют и дейтон-дейтонные или дейтон-тритонные столкновения рано или поздно завершаются ядерным синтезом.

Удельная мощность ядерного энерговыделения реактора равна произведению числа актов ядерных реакций, происходящих ежесекундно в ед. объёма рабочей зоны реактора, на энергию, выделяющуюся при каждом акте реакции.

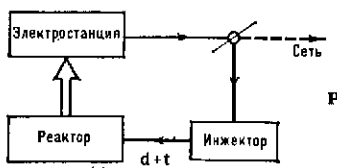


Рис. 1.

Применение законов сохранения энергии и числа ч-ц позволяет выяснить нек-рые общие требования, предъ-

являемые к термоядерному реактору, не зависящие в первом приближении от к.-л. особенностей технологич. или конструктивного характера. На рис. 1 изображена принципиальная схема работы реактора. Установка содержит чистую водородную плазму с плотностью n при темп-ре T. В реактор вводится «топливо», напр. равнокомпонентная смесь дейтерия и трития, уже нагретая до необходимой темп-ры. Внутри реактора инжектируемые ч-цы сталкиваются между собой и происходит их ядерное взаимодействие с выделением энергии. Параллельно с этим, однако, часть энергии теряется за счёт электромагн. излучения плазмы и ухода нек-рой доли высокоэнергичных ч-ц, не успевших провзаимодействовать. Пусть τ — ср. время удержания ч-ц в реакторе; смысл величины τ таков: за 1 с из 1 см^3 плазмы в среднем уходит n/τ ч-ц каждого знака. В стационарном режиме в реактор надо ежесекундно инжектировать такое же число ч-ц (в расчёте на ед. объёма). А для покрытия энергетич. потерь подводимое топливо должно подаваться в зону реакции с энергией, превышающей энергию потока ускользающих ч-ц на величину потерь, обусловленных электромагн. излучением плазмы. Эта дополнит. энергия может быть получена за счёт энергии синтеза, выделяющейся в зоне реакции, а также за счёт частичной рекуперации в стенках и оболочке реактора электромагнитного излучения и корпускулярных потоков. Примем для простоты, что коэфф. преобразования в электрич. энергию энергии, выделяющейся в ядерных реакциях, энергии эл.-магн. излучения и тепловой энергии ч-ц одинаков и равен η. В условиях стационарной работы системы и при нулевой полезной мощности уравнение баланса энергии в реакторе имеет вид:

$$\eta(P_0+P_r+P_t)=P_r+P_t,$$

где P_0 — мощность ядерного энерговыделения, P_r — мощность потока излучения и P_t — энергетич. мощность потока ускользающих ч-ц. Когда левая часть написанного равенства становится больше правой, реактор перестаёт расходовать энергию и начинает работать как термоядерная электростанция. Величины P_0, P_r и P_t известным образом зависят от темп-ры плазмы T, и из уравнения баланса легко вычисляется произведение $n\tau=f(T)$, где $f(T)$ для заданного значения кпд η и выбранного сорта топлива есть вполне определённая функция темп-ры. На рис. 2 приведены графики $f(T)$ для двух значений η и для обеих ядерных реакций (d, d) и (d, t). Если величины $n\tau$, достигнутые в данной установке, расположатся выше кривой $f(T)$, это будет означать, что система работает как генератор энергии. При $\eta=1/3$ энергетически выгодная работа реактора в оптим. режиме (минимум

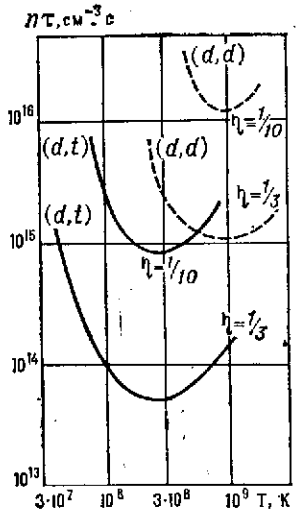


Рис. 2.

на кривых, рис. 2) отвечает условию (т. н. *Лоусона критерий*):

для реакции (d, d):

$n\tau\geqslant 10^{15}$ см $^{-3}\cdot$с; $T\sim 10^9$ К;

для реакции (d, t):

$n\tau\geqslant 0{,}5\cdot 10^{14}$см$^{-3}\cdot$с; $T\sim 2\cdot 10^8$ К.

Т. о., даже в оптим. условиях для реактора, работающего на равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, и при весьма оптимистич. предположениях относительно величины кпд необходимо достижение темп-р $\sim 2\cdot 10^8$ К. При этом для плазмы с плотностью $\sim 10^{14}$ см$^{-3}$ должны быть обеспечены времена удержания порядка секунд. Конечно, энергетически выгодная работа реактора может происходить и при более низких темп-рах, но за это придётся «расплачиваться» увеличенными значениями $n\tau$. Т. о., сооружение реактора предполагает: 1) получение плазмы, нагретой до темп-р $\sim 10^8$ К; 2) сохранение плазменной конфигурации в течение времени, необходимого для протекания ядерных реакций. Исследования по проблеме УТС ведутся в двух направлениях: разработка квазистационарных систем и предельно быстродействующих систем с инерц. удержанием плазмы.

УТС с магнитной термоизоляцией. Энергетический выход на уровне 10^5 кВт/м^3 достигается для (d, t)-реакций при плотности плазмы $n\sim 10^{15}$ см$^{-3}$ и темп-ре $\sim 10^8$ К. Это означает, что размеры рабочей зоны реактора на 10^6—10^7 кВт (таковы типичные мощности совр. больших электростанций) должны составлять 10—100 м^3. Основной вопрос состоит в том, каким способом удерживать горячую плазму в зоне реакции. Диффузионные потоки ч-ц и теплоты при указанных значениях n и T оказываются гигантскими и любые материальные стенки непригодными. Основополагающая идея, высказанная в 1950 в Сов. Союзе и США, состоит в использовании принципа магнитной термоизоляции плазмы. Заряж. ч-цы, образующие плазму, находясь в магн. поле, не могут свободно перемещаться перпендикулярно к силовым линиям поля. Коэфф. *диффузии* и *теплопроводности* поперёк магн. поля в случае устойчивой плазмы изменяются обратно пропорционально квадрату напряжённости поля и, напр., в полях $\sim 10^5$ Гс уменьшаются на 14—15 порядков величины по сравнению со своими значениями для незамагнич. плазмы той же плотности и темп-ры. Т. о., применение достаточно сильного магн. поля в принципе открывает дорогу для проектирования термоядерного реактора.

Исследования в области УТС с магн. термоизоляцией делятся на три осн. направления: 1) открытые (или зеркальные) магн. ловушки; 2) замкнутые магн. системы; 3) установки импульсного действия.

В открытых ловушках уход ч-ц из рабочей зоны поперёк силовых линий на стенки установки затруднён, он происходит либо в ходе процесса замагнич. диффузии (т. е. очень медленно), либо путём перезарядки на ч-цах остаточного газа (см. *Перезарядка ионов*). Уход плазмы вдоль силовых линий также замедлен благодаря наличию областей усиленного магн. поля (т. н. «магнитных зеркал» или «магнитных пробок»), размещённых на открытых концах ловушки. Заполнение ловушек плазмой обычно производится путём инжекции плазменных сгустков или пучков ч-ц, обладающих большой энергией (подробнее см. *Магнитные ловушки*).

В системах замкнутого типа (*токамак*, *стелларатор*) уход ч-ц на стенки тороидальной установки поперёк продольного магн. поля также затруднён и происходит за счёт замагнич. диффузии и перезарядки. Нагревание плазменного шнура в токамаке на начальных стадиях процесса осуществляется протекающим по нему кольцевым током. Однако по мере повышения темп-ры джоулев нагрев становится менее эффективным, т. к. сопротивление плазмы быстро падает с ростом темп-ры. Для нагревания плазмы свыше 10^7 К применяются методы высокочастотного нагрева или ввод энергии в плазму с помощью потоков быстрых нейтральных частиц.

В установках импульсного действия (Z-пинч и θ-пинч) нагревание плазмы и её удержание осуществляются сильными кратковременными токами, протекающими через плазму. При нарастании тока и одновременном нарастании *магнитного давления* плазма отжимается от стенок сосуда, чем обеспечивается её термоизоляция. Повышение темп-ры происходит за счёт джоулева нагрева, за счёт адиабатич. сжатия плазм. шнура и, по-видимому, в результате турбулентных процессов при развитии неустойчивости плазмы (под-

робнее см. *Пинч-эффект* и *Плазменный фокус*).

Самостоятельное направление образуют исследования горячей плазмы в ВЧ полях. Как показали опыты П. Л. Капицы, в водороде и гелии при достаточно высоком давлении удаётся получить в ВЧ полях свободно парящий плазменный шнур с высокой электронной темп-рой. Система допускает замыкание шнура в кольцо и наложение дополнит. продольного магн. поля.

Успешная работа любой из перечисл. установок возможна только при условии, что исходная плазм. структура оказывается макроскопически устойчивой, сохраняя заданную форму в течение всего времени, необходимого для протекания реакции. Кроме того, в плазме должны быть подавлены микроскопич. неустойчивости, при возникновении и развитии к-рых распределение ч-ц по энергиям перестаёт быть равновесным и потоки ч-ц и тепла поперёк силовых линий резко возрастают по сравнению с их теоретич. значением. Именно в направлении стабилизации плазм. конфигураций развивались осн. исследования магн. систем начиная с 1952, и эта работа всё ещё не может считаться полностью завершённой.

Сверхбыстродействующие системы УТС с инерционным удержанием. Трудности, связанные с магн. удержанием плазмы, можно в принципе обойти, если «сжигать» ядерное горючее за чрезвычайно малые времена, когда нагретое в-во не успевает разлететься из зоны реакции. Согласно критерию Лоусона, полезная энергия при таком способе сжигания может быть получена лишь при очень высокой плотности рабочего в-ва. Чтобы избежать ситуации термоядерного взрыва большой мощности, нужно использовать очень малые порции горючего, исходное термоядерное топливо должно иметь вид небольших крупинок (диам. ~5 мм), приготовленных из смеси дейтерия и трития, впрыскиваемых в реактор перед каждым его рабочим тактом. Главная проблема здесь заключается в быстром подведении необходимой энергии для разогрева крупинки горючего. К 1982 решение этой проблемы возлагается на применение лазерного излучения или интенсивных сфокусированных пучков быстрых заряж. ч-ц. Исследования в области УТС с применением лазерного нагрева были начаты в 1964; использование релятивистских электронных пучков и в особенности ионных пучков находится на ещё более ранней стадии изучения.

Энергия W, к-рую необходимо подводить к сверхбыстродействующей установке для обеспечения её работы в реакторном режиме, как следует из простого расчёта, обратно пропорциональна квадрату плотности дейтерий-тритиевого топлива. Оценки показывают, что к приемлемым значениям W можно подойти только в случае резкого, в 10^3—10^4 раз, увеличения плотности в-ва по сравнению с исходной плотностью твёрдой (d, t) мишени. Столь высокие степени сжатия оказываются достижимыми при испарении поверхностных слоёв облучаемой мишени и реактивном сжатии её внутр. зон. Для этого подводимая мощность должна быть определённым образом программирована во времени. Др. возможность состоит в программировании радиального распределения плотности, т. е. в переходе к многооболочечным мишеням. Необходимая энергия оценивается в $\sim 10^6$ Дж, что лежит в пределах технич. осуществимости, учитывая стремительный прогресс лазерной техники. К цифрам такого же масштаба приводит анализ систем с пучками заряж. ч-ц.

Трудности и перспективы. Исследования в области УТС сталкиваются с большими трудностями как чисто физ., так и технич. характера. К первым относится уже упомянутая проблема устойчивости горячей плазмы, помещённой в магнитную ловушку. Применение сильных магн. полей спец. конфигурации позволяет уменьшить потоки ч-ц, покидающих зону реакции, и получить в ряде случаев достаточно устойчивые плазм. образования; однако развитие кинетич. неустойчивостей, и прежде всего образование пучков быстрых эл-нов, оторванных от осн. массы эл-нов плазмы, пока не преодолено. В замкнутых магн. ловушках это явление приводит к т. н. «неустойчивостям срыва», к-рые сопровождаются прерыванием тока, текущего через плазму, и попаданием плазменного шнура на стенки камеры. В сверхбыстродействующих системах также наблюдается образование группы быстрых эл-нов в плазменной короне, окружающей мишень. Эти эл-ны успевают преждевременно нагреть центр. зоны мишени, препятствуя достижению необходимой степени сжатия и последующего запрограммированного протекания ядерных реакций.

Вторая фундаментальная трудность связана с проблемой примесей. Эл.-магн. излучение при используемых значениях n и T плазмы и возможных размерах реактора свободно покидает плазму, но для чисто водородной плазмы эти энергетич. потери, определяемые в основном *тормозным излучением* эл-нов, в случае (d, t)-реакций перекрываются ядерным энерговыделением уже при темп-рах выше $4 \cdot 10^7$ К. Однако даже малая добавка чужеродных атомов с большим Z, к-рые при рассматриваемых темп-рах находятся в сильно ионизованном состоянии, приводит к возрастанию энергетич. потерь выше допустимого уровня. Требуются чрезвычайные усилия (непрерывное совершенствование вакуумных установок, использование тугоплавких и труднораспыляемых в-в, таких, как, напр., графита, вольфрама, молибдена, в качестве материала диафрагм, применение устройств для улавливания атомов примесей и т. д.), чтобы содержание примесей в плазме оставалось ниже допустимого уровня ($\leqslant 0{,}1\%$).

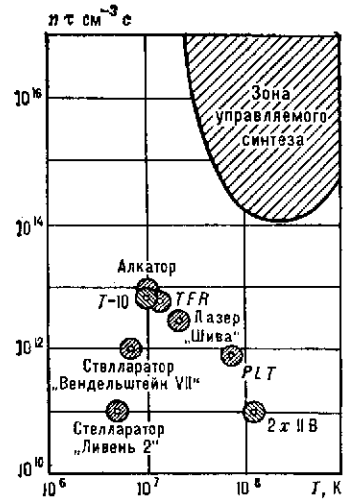


Рис. 3. Параметры, достигнутые на разл. установках для изучения проблемы управляемого термоядерного синтеза к нач. 1981. T-10 — установка токамак Ин-та атомной энергии им. И. В. Курчатова, СССР; PLT — установка токамак Принстонской лаборатории, США; Алкатор — установка токамак Массачусетского технологического института, США; TFR — установка токамак в Фонтене-о-Роз, Франция; $2\times$ IIB — открытая ловушка Ливерморской лаборатории, США; лазер «Шива», Ливерморская лаборатория, США; стелларатор «Ливень», ФИАН, СССР; стелларатор «Вендельштейн VII», Гархинг, ФРГ.

На рис. 3 указаны параметры, достигнутые на разл. установках к 1981. В сер. 80-х гг. вступает в строй след. поколение установок с магн. удержанием. Это — токамаки $TFTR$ (США), JET (Зап. Европа), T-15 (СССР), JT-60 (Япония), открытая ловушка $MFTF$ (США). Сооружается также лазерная установка «Шива-Нова» (США). Параметры этих систем должны подойти к пороговым значениям, и анализ их работы, вероятно, позволит сделать вывод о типе термоядерного реактора будущего.

Огромное значение, к-рое придаётся исследованиям в области УТС, объясняется рядом причин. Нарастающее загрязнение окружающей среды требует перевода пром. производства планеты на замкнутый цикл, когда возникает минимум отходов. Подобная реконструкция пром-сти связана с резким возрастанием энергопотребления. Но ресурсы минерального топлива ограничены, и при сохранении существующих темпов развития энергетики они будут исчерпаны на протяжении ближайших десятилетий (нефть, горючие газы) или столетия (уголь). Наилучшим вариантом было бы использование солнечной энергии, но низкая плотность мощности падающего излучения затрудняет радикальное решение проблемы. Переход энергетики в глобальном масштабе на *ядерные реак-*

торы деления ставит сложные проблемы захоронения огромного количества радиоактивных отходов. По имеющимся оценкам, радиоактивная опасность установок на УТС должна оказаться существенно ниже, чем у реакторов деления. Если говорить о далёких прогнозах, то оптимум, вероятно, следует искать в сочетании солнечной энергетики и УТС. О возможностях, связанных с исключительно интересными, но ещё более отдалёнными перспективами применения процесса мюонного катализа для осуществления УТС, см. в ст. *Мюонный катализ*.

● Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Капица П. Л., Свободный плазменный шнур в высокочастотном поле при высоком давлении, «ЖЭТФ», 1969, т. 57, в. 6(12); Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Проблемы лазерного термоядерного синтеза. Сб. ст., М., 1976; Furth H. P., Tokamak research, «Nuclear Fusion», 1975, v. 15, № 3; Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 1—3, М., 1980—82.

С. Ю. Лукьянов.

УПРОЧНЕ́НИЕ металлов, повышение сопротивляемости металлов и сплавов пластич. деформации или разрушению в результате затруднения движения *дислокаций* и их размножения. У. явл. процессом повышения *предела текучести* при пластич. деформации.

УПРУГАЯ ДЕФОРМА́ЦИЯ, см. *Деформация* механическая.

УПРУ́ГИЕ ВО́ЛНЫ, упругие возмущения, распространяющиеся в твёрдой, жидкой и газообразной средах, напр. волны, возникающие в земной коре при землетрясениях, звук. и ультразвук. волны в жидкостях, газах и тв. телах. При распространении У. в. в среде возникают механич. деформации сжатия и сдвига, к-рые переносятся волной из одной точки среды в другую. При этом имеет место перенос энергии упругой деформации в отсутствие потока в-ва (исключая особые случаи, напр. *акустические течения*). Всякая гармонич. У. в. характеризуется амплитудой *колебательного смещения* частиц среды и его направлением, *колебательной скоростью* частиц, переменным механич. напряжением и деформацией (к-рые в общем случае явл. тензорными величинами), частотой колебаний ч-ц среды, длиной волны, фазовой и групповой скоростями, а также законом распределения смещений и напряжений по фронту волны.

В жидкостях и газах, к-рые обладают упругостью объёма, но не обладают упругостью формы, могут распространяться лишь продольные волны разрежения-сжатия, где колебания ч-ц среды происходят в направлении распространения волны. Фазовая скорость их $c_l = \sqrt{K/\rho}$, где K — модуль всестороннего сжатия, ρ — плотность среды. Пример таких У. в.— звук. волны.

В однородной изотропной бесконечно протяжённой тв. среде могут распространяться У. в. только двух типов — продольные и сдвиговые. В продольных движение ч-ц параллельно направлению распространения волны, а деформация представляет собой комбинацию всестороннего сжатия (растяжения) и чистого сдвига. В *сдвиговых волнах* движение ч-ц перпендикулярно направлению распространения волны, а деформация явл. чистым сдвигом. В безграничной среде распространяются продольные и сдвиговые волны трёх типов — плоские, сферические и цилиндрические. Их особенность — независимость фазовой и групповой скоростей от амплитуды и геометрии волны. Фазовая скорость продольных волн в неограниченной тв. среде $c_l = \sqrt{(K+{}^4/_3 G)/\rho}$, сдвиговых $c_t = \sqrt{G/\rho}$ (G — модуль сдвига). Величины c_l и c_t для разных сред колеблются в пределах от сотен до неск. тысяч м/с.

На границе тв. полупространства с вакуумом, газом, жидкостью или с др. тв. полупространством могут распространяться упругие поверхностные волны (см. *Поверхностные акустические волны*), являющиеся комбинацией неоднородных продольных и сдвиговых волн, амплитуды к-рых экспоненциально убывают при удалении от границы.

В ограниченных тв. телах (пластина, стержень), представляющих собой тв. *волноводы акустические*, могут распространяться только *нормальные волны*, каждая из к-рых явл. комбинацией неск. продольных и сдвиговых волн, распространяющихся под острыми углами к оси волновода и удовлетворяющих граничным условиям: отсутствию механич. напряжений на поверхности волновода. Число n норм. волн в пластине или стержне определяется толщиной или диаметром d, частотой ω и *модулями упругости* среды. При увеличении ωd число норм. волн возрастает, и при $\omega d \to \infty$ $n \to \infty$. Норм. волны характеризуются дисперсией фазовой и групповой скорости (см. *Дисперсия звука*).

В бесконечной пластине существуют два типа норм. волн — Лэмба волны и сдвиговые волны. Плоская волна Лэмба характеризуется двумя составляющими смещений, одна из к-рых параллельна направлению распространения волны, другая — перпендикулярна граням пластины. В плоской сдвиговой норм. волне смещения параллельны граням пластины и одновременно перпендикулярны направлению распространения волны. В цилиндрич. стержнях могут распространяться норм. волны трёх типов — продольные, изгибные и крутильные.

В анизотропных средах (кристаллах) св-ва У. в. зависят от типа кристалла и направления распространения. В частности, чисто продольные и чисто сдвиговые волны могут распространяться только в кристаллах определ. симметрии и по определ. направлениям, как правило, совпадающим с направлением кристаллографич. осей. В общем случае в кристалле по любому направлению всегда распространяются три волны с тремя разл. скоростями: одна квазипродольная и две квазипоперечные, в к-рых преобладают соотв. продольные или поперечные смещения (см. *Кристаллоакустика*). При распространении У. в. в кристаллах может возникнуть ряд специфич. эффектов, напр. различие в направлениях фазовой и групповой скорости, усиление УЗ за счёт *акустоэлектронного взаимодействия*, дислокационное поглощение.

В любой упругой среде из-за внутр. трения и теплопроводности распространение У. в. сопровождается её поглощением (см. *Поглощение звука*). Если на пути У. в. имеется к.-л. препятствие (отражающая стенка, вакуумная полость и т. д.), то происходит *дифракция волн* на этом препятствии. Простейший случай дифракции — отражение и прохождение У. в. на плоской границе двух полупространств.

В У. в. механич. напряжения пропорц. деформациям (*Гука закон*). Если амплитуда деформации в тв. теле превосходит предел упругости материала, в волне появляются пластич. деформации и её наз. упругопластич. волной. Аналогом таких волн в жидкостях и газах являются волны т. н. конечной амплитуды. Скорость их распространения зависит от величины деформации.

Диапазон частот У. в. простирается от малых долей Гц до 10^{13} Гц. В последнем случае длины У. в. становятся сравнимыми с параметрами крист. решётки и их можно рассматривать как *фононы*. Область применения У. в. чрезвычайно широка: низкочастотные У. в. используются в сейсмологии (для регистрации землетрясений) и в сейсморазведке. У. в. килогерцевого диапазона применяются в гидролокации и при исследованиях океана. У. в. ультра- и гиперзвук. диапазона используются в физике для определения разл. параметров твёрдых, жидких и газообразных сред, применяются в *акустоэлектронике*, в промышленности для технол. и контрольно-измерит. целей, в медицине и др. областях. См. также *Гиперзвук*, *Ультразвук*.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 3 изд., М., 1965 (Теоретическая физика, т. 7); Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 1—2, 6; т. 4, ч. А, М., 1969, гл. 1; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973, гл. 1; Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966.

И. А. Викторов.

УПРУ́ГИЙ ГИСТЕРЕ́ЗИС, см. *Гистерезис*.

УПРУ́ГОЕ РАССЕ́ЯНИЕ микрочастиц, процесс столкновения (рассеяния) ч-ц, при к-ром их внутр. состояния оста-

ются неизменными, а меняются лишь импульсы. См. *Рассеяние микрочастиц*.

УПРУГОПЛАСТИЧЕСКАЯ ВОЛНА, волна в деформируемом тв. теле, амплитуда деформации при прохождении к-рой превосходит предел упругости вещества, и возникают пластические деформации. Скорость распространения таких волн зависит от величины деформации. В стержне, по к-рому прошла У. в., сохраняются остаточные деформации; по их распределению можно судить о динамических механических хар-ках материала.

УПРУГОСТИ ТЕОРИЯ, раздел *механики*, в к-ром изучаются перемещения, деформации и напряжения, возникающие в покоящихся или движущихся упругих телах под действием нагрузки. У. т.— теоретич. основа расчётов на прочность, деформируемость и устойчивость в строит. деле, авиа- и ракетостроении, машиностроении, горном деле и др. областях техники и пром-сти, а также в физике, сейсмологии, биомеханике и др. науках. Объектами исследования методами У. т. являются разнообразные тела (машины, сооружения, конструкции и их элементы, горные массивы, плотины, геол. структуры, части живого организма и т. п.), находящиеся под действием сил, температурных полей, радиоактивных облучений и др. воздействий. В результате расчётов методами У. т. определяются: допустимые нагрузки, при к-рых в рассчитываемом объекте не возникают напряжения или перемещения, опасные с точки зрения прочности или недопустимые по условиям функционирования; наиболее целесообразные конфигурации и размеры сооружений, конструкций и их деталей; перегрузки, возникающие при динамич. воздействии, напр. при прохождении упругих волн; амплитуды и частоты колебаний конструкций или их частей и возникающие в них динамич. напряжения; усилия, при к-рых рассчитываемый объект теряет устойчивость. Этими расчётами определяются также материалы, наиболее подходящие для изготовления проектируемого объекта, или материалы, к-рыми можно заменить части организма (костные и мышечные ткани, кровеносные сосуды и т. п.). Методы У. т. эффективно используются и для решения нек-рых классов задач *пластичности теории* (в методе последоват. приближений).

Законы упругости, имеющие место для большинства материалов, по крайней мере при малых (а иногда и больших) деформациях, отражают взаимно однозначные зависимости между текущими (мгновенными) значениями напряжений и деформаций. Осн. физ. закон У. т.— обобщённый *Гука закон*, согласно к-рому напряжения линейно зависят от деформаций. Для изотропных материалов эти зависимости имеют вид:

$$\sigma_{11}=3\lambda\varepsilon+2\mu\varepsilon_{11},\ \sigma_{22}=3\lambda\varepsilon+2\mu\varepsilon_{22},\ \sigma_{33}=3\lambda\varepsilon+2\mu\varepsilon_{33}, \quad (1)$$

$$\sigma_{12}=2\mu\varepsilon_{12},\quad \sigma_{23}=2\mu\varepsilon_{23},\quad \sigma_{31}=2\mu\varepsilon_{31},$$

где $\varepsilon=\frac{1}{3}(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33})$ — средняя (гидростатическая) деформация, λ и μ — постоянные Ламе. Т. о., упругие свойства изотропного материала характеризуются двумя постоянными λ и μ или к.-н. выраженными через них двумя *модулями упругости*.

Равенство (1) можно также представить в виде:

$$\sigma_{11}-\sigma=2\mu(\varepsilon_{11}-\varepsilon),\ \ldots,\quad \sigma_{12}=2\mu\varepsilon_{12},\ \ldots,\ \sigma=3K\varepsilon, \quad (2)$$

где $\sigma=\frac{1}{3}(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})$ — среднее (гидростатич.) напряжение, K — модуль объёмной упругости.

Для нелинейного упругого изотропного материала в равенствах (2) всюду вместо μ входит коэфф. $\Phi(\varepsilon_u)/3\varepsilon_u$, а соотношение $\sigma=3K\varepsilon$ заменяется равенством $\sigma=f(\varepsilon)$, где величина ε_u наз. *интенсивностью деформации*, а функции Φ и f, универсальные для данного материала, определяются из опытов. Когда $\Phi(\varepsilon_u)$ достигает нек-рого критич. значения, возникают пластич. деформации.

Матем. задача У. т. при равновесии состоит в том, чтобы, зная действующие внеш. силы (нагрузки) и т. н. граничные условия, определить в любой точке тела значения компонентов тензоров напряжений и деформаций, а также компоненты u_x, u_y, u_z вектора перемещения частицы тела, т. е. определить эти 15 величин в виде функций от координат x, y, z точек тела. Исходными для решения этой задачи являются дифференциальные ур-ния равновесия:

$$\frac{\partial\sigma_{11}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{12}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{13}}{\partial z}+\rho X=0,$$
$$\frac{\partial\sigma_{21}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{22}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{23}}{\partial z}+\rho Y=0, \quad (3)$$
$$\frac{\partial\sigma_{31}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{32}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{33}}{\partial z}+\rho Z=0,$$

где ρ — плотность материала, X, Y, Z — проекции на координатные оси действующей на каждую частицу тела массовой силы (напр., силы тяжести), отнесённой к массе этой частицы.

К трём ур-ниям равновесия присоединяются 6 равенств (1) в случае изотропного тела и ещё 6 равенств вида:

$$\varepsilon_{11}=\frac{\partial u_x}{\partial x},\ \ldots,\quad 2\varepsilon_{xy}=\frac{\partial u_x}{\partial y}+\frac{\partial u_y}{\partial x},\ \ldots, \quad (4)$$

устанавливающих зависимости между компонентами деформаций и перемещений.

Когда на часть S_1 граничной поверхности тела действуют заданные поверхностные силы (напр., силы контактного взаимодействия), проекции к-рых, отнесённые к единице площади, равны F_x, F_y, F_z, а для части S_2 этой поверхности заданы перемещения её точек φ_x, φ_y, φ_z, граничные условия имеют вид:

$$\sigma_{11}l_1+\sigma_{12}l_2+\sigma_{13}l_3=F_x, \quad (5)$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$u_x=\varphi_x,\quad u_y=\varphi_y,\quad u_z=\varphi_z, \quad (6)$$

где l_1, l_2, l_3 — косинусы углов между нормалью к поверхности и координатными осями. Первые условия означают, что искомые напряжения должны удовлетворять на границе S_1 трём равенствам (5), а вторые — что искомые перемещения должны удовлетворять на границе S_2 равенствам (6); в частном случае может быть $\varphi_x=\varphi_y=\varphi_z=0$ (часть поверхности S_2 жёстко закреплена). Напр., в задаче о равновесии плотины массовая сила — сила тяжести, поверхность S_2 подошвы плотины неподвижна, на остальной поверхности S_1 действуют силы: напор воды, давление разл. надстроек, трансп. средств и т. д.

В общем случае поставленная задача представляет собой пространств. задачу У. т., решение к-рой трудно осуществимо. Точные аналитич. решения имеются лишь для нек-рых частных задач: об изгибе и кручении бруса, о контактном взаимодействии двух тел, о концентрации напряжений, о действии силы на вершину конич. тела и др. Т. к. ур-ния У. т. являются линейными, то решение задачи о совместном действии двух систем сил получается путём суммирования решений для каждой из систем сил, действующих раздельно (принцип суперпозиции). В частности, если для к.-н. тела найдено решение при действии сосредоточенной силы в к.-л. произвольной точке тела, то решение задачи при произвольном распределении нагрузок получается путём суммирования (интегрирования). Такие решения получены лишь для небольшого числа тел (неограниченное пространство, полупространство, ограниченное плоскостью, и нек-рые др.). Предложен ряд аналитич. методов решения пространственной задачи У. т.: вариационные методы (Ритца, Бубнова — Галёркина, Кастильяно и др.), метод упругих потенциалов, метод Бетти и др. Интенсивно разрабатываются численные методы (конечно-разностные, метод конечных элементов и др.). Разработка общих методов решений пространственной задачи У. т.— одна из наиболее актуальных проблем У. т.

При решении плоских задач У. т. (когда один из компонентов перемещения равен нулю, а два др. зависят только от двух координат) широкое применение находят методы теории функций комплексного переменного. Для стержней, пластин и оболочек, часто используемых в технике, найдены приближённые решения мн.

практически важных задач на основе нек-рых упрощающих предположений. Применительно к этим объектам интерес представляют задачи об устойчивости равновесия (см. *Устойчивость упругих систем*).

В задаче термоупругости определяются напряжения и деформации, возникающие вследствие неоднородного распределения темп-ры в теле. При матем. постановке этой задачи в правую часть первых трёх ур-ний (1) добавляется член $-(3\lambda+2\mu)\alpha T$, где α — коэфф. линейного теплового расширения, $T(x_1, x_2, x_3)$ — заданное поле темп-ры. Аналогичным образом строится теория электромагнитоупругости и упругости тел, подвергаемых облучению.

Большой практич. интерес представляют задачи У. т. для неоднородных тел. В этих задачах коэфф. λ и μ в ур-нии (1) являются не константами, а функциями координат, определяющими поле упругих свойств тела, к-рое иногда задают статистически (в виде нек-рых функций распределения). Применительно к этим задачам разрабатываются статистич. методы У. т., отражающие статистическую природу свойств поликристаллич. тел.

В динамич. задачах У. т. искомые величины являются функциями координат и времени. Исходными для матем. решения этих задач являются дифф. ур-ния движения, отличающиеся от ур-ний (3) тем, что правые части вместо нуля содержат инерц. члены $\rho\partial^2 u_x/\partial t^2$ и т. д. К исходным ур-ниям должны также присоединяться ур-ния (1), (4) и, кроме граничных условий (5), (6), ещё задаваться начальные условия, определяющие, напр., распределение перемещений и скоростей ч-ц тела в начальный момент времени. К этому типу относятся задачи о колебаниях конструкций и сооружений, в к-рых могут определяться формы колебаний и их возможные смены, амплитуды колебаний и их нарастание или убывание во времени, резонансные режимы, динамич. напряжения, методы возбуждения и гашения колебаний и др., а также задачи о распространении упругих волн (сейсмич. волны и их воздействие на конструкции и сооружения, волны, возникающие при взрывах и ударах, термоупругие волны и т. д.).

Одной из совр. проблем У. т. является матем. постановка задач и разработка методов их решения при конечных (больших) упругих деформациях.

Экспериментальные методы У. т. (метод многоточечного тензометрирования, *поляризационно-оптический метод исследования* напряжений, метод муаров и др.) позволяют в нек-рых случаях непосредственно определить распределение напряжений и деформаций в исследуемом объекте или на его поверхности. Эти методы используются также для контроля решений, полученных аналитич. и численными методами, особенно когда решения найдены при к.-н. упрощающих допущениях. Иногда эффективными оказываются экспериментально-теоретич. методы, в к-рых частичная информация об искомых функциях получается из опытов.

● Ляв А. (Лав), Математическая теория упругости, пер. с англ., М.— Л., 1935; Трехмерные задачи математической теории упругости и термоупругости, под ред. В. Д. Купрадзе, 2 изд., М., 1976; Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Боли Б., Уэйнер Дж., Теория температурных напряжений, пер. с англ., М., 1964; Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Н., Теория упругости, пер. с англ., М., 1975.

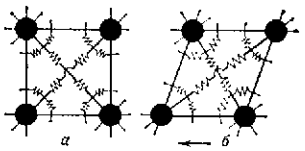
А. А. Ильюшин, В. С. Ленский.

УПРУ́ГОСТЬ, свойство тел изменять форму и размеры под действием нагрузок и самопроизвольно восстанавливать исходную конфигурацию при прекращении внеш. воздействий.

Количественно У. выражается в том, что компоненты тензора напряжений (см. *Напряжение* механическое) в изотермич. условиях явл. функциями компонентов тензора деформации (см. *Деформация* механическая), к-рые универсальны для данного материала и не зависят от того, в каком порядке происходит изменение разл. компонентов деформации до достижения ими рассматриваемых значений. В большинстве материалов (напр., в металлах, керамике, горных породах, древесине) при малых деформациях зависимости между напряжениями и деформациями можно считать линейными и описывать обобщённым *Гука законом*. Законам нелинейной У. можно придать форму, подобную обобщённому закону Гука, заменив модули упругости нек-рыми универсальными функциями (см. *Упругости теория*).

У. тел обусловлена силами вз-ствия атомов, из к-рых они построены. В тв. телах при темп-ре абс. нуля в отсутствии внеш. напряжений атомы занимают равновесные положения, в к-рых сумма всех сил, действующих на каждый атом со стороны остальных, равна нулю, а потенц. энергия атома минимальна. Кроме сил притяжения и отталкивания, зависящих только от расстояния между атомами (центр. силы), в многоатомных молекулах и макроскопич. телах действуют также нецентральные силы, зависящие от т. н. валентных углов между прямыми, соединяющими данный атом с разл. его соседями (рис.). При равновесных значениях валентных углов нецентральные силы также уравновешены. Энергия макроскопич. тела зависит от межатомных расстояний и валентных углов, принимая миним. значение при равновесных значениях этих параметров.

Под действием внеш. напряжений атомы смещаются из своих равновесных положений, что сопровождается увеличением потенц. энергии тела на величину, равную работе внеш. напряжений по изменению объёма и формы тела. После снятия внеш. напряжений конфигурация упруго деформиров. тела с неравновесными межатомными расстояниями и валентными углами оказывается неустойчивой и самопроизвольно возвращается в равновесное состояние. Запасённая в теле избыточная потенц. энергия превращается в кинетич. энергию колеблющихся атомов, т. е. в теплоту. Пока отклонения межатомных расстояний и



Шариковая модель элем. ячейки кубич. кристалла: *а* — в равновесии при отсутствии внеш. сил; *б* — под действием внеш. касательного напряжения.

валентных углов от их равновесных значений малы, они пропорц. действующим между атомами силам, подобно тому, как удлинение или сжатие пружины пропорц. приложенной силе. Поэтому тело можно представить как совокупность атомов-шариков, соединённых пружинами, ориентации к-рых фиксированы др. пружинами (рис.). Константы упругости этих пружин определяют модули упругости материала.

В жидкости тепловые колебания имеют амплитуду, сравнимую с равновесным межатомным расстоянием, вследствие чего атомы легко меняют своих соседей и не сопротивляются касат. напряжениям, если они прикладываются со скоростью, значительно меньшей скорости тепловых колебаний. Поэтому жидкости (как и газы) не обладают упругостью формы, а только объёма: уменьшение объёма пропорционально приложенному давлению.

В газообразном состоянии средние расстояния между атомами или молекулами значительно больше, чем в конденсированном. Упругость газов (паров) определяется тепловым движением молекул, ударяющихся о стенки сосуда, ограничивающего объём газа.

● Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, 2 изд., [в.] 7, М., 1977, гл. 38—39; Смирнов А. А., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1966, гл. 2; Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, 4 изд., Л., 1972, гл. 2.

А. Н. Орлов.

УРАВНЕ́НИЕ СОСТОЯ́НИЯ, связывает давление p, объём V и темп-ру T физически однородной системы в состоянии *равновесия термодинамического*: $f(p, V, T)=0$. Это ур-ние наз. т е р м и ч е с к и м У. с., в отличие от к а л о р и ч е с к о г о У. с., определяющего *внутреннюю энергию* U системы как ф-цию к.-л. двух из трёх параметров p, V, T. Термич. У. с. позволяет выразить давление через объём и темп-ру $p=p(V, T)$ и опреде-

лить элем. работу $\delta A = p\delta V$ при бесконечно малом расширении системы δV. У. с. явл. необходимым дополнением к термодинамич. законам, к-рое делает возможным их применение к реальным в-вам. Оно не может быть выведено с помощью одних только законов *термодинамики*, а определяется из опыта или рассчитывается теоретически на основе представлений о строении в-ва методами *статистической физики*. Из *первого начала термодинамики* следует лишь существование калорич. У. с., а из *второго начала термодинамики* — связь между термич. и калорическим У. с.: $(\partial U/\partial V)_T = T(\partial p/\partial T)_V - p$, откуда вытекает, что для *идеального газа* внутр. энергия не зависит от объёма $(\partial U/\partial V)_T = 0$. Для вычисления как термич., так и калорич. У. с. достаточно знать любой из *потенциалов термодинамических* в виде ф-ции своих параметров. Напр., если известна *Гельмгольца энергия* F (свободная энергия) как ф-ция T и V, то У. с. находят дифференцированием:

$$p = -(\partial F/\partial V)_T, \quad U = -T^2 \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{F}{T}\right)_V.$$

Примерами У. с. для газов могут служить *Клапейрона уравнение* для идеального газа $pv = RT$, где R — газовая постоянная, v — объём 1 моля газа; *Ван-дер-Ваальса уравнение* $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$, где a и b — постоянные, зависящие от природы газа и учитывающие влияние сил притяжения между молекулами и конечность их объёма; вириальное У. с. для неидеального газа $pv/RT = 1 + B(T)/v + C(T)/v^2 + \ldots$, где $B(T)$, $C(T)\ldots$ — 2-й, 3-й и т. д. вириальные коэфф., зависящие от сил вз-ствия между молекулами (см. *Газ*). Вириальное ур-ние позволяет объяснить многочисл. эксперим. результаты на основании простых моделей *межмолекулярного взаимодействия* в газах. Были предложены также разл. эмпирич. У. с., основанные на эксперим. данных о теплоёмкости и сжимаемости газов. У. с. неидеальных газов указывает на существование критич. точки (с параметрами $p_к$, $V_к$, $T_к$), в к-рой газообразная и жидкая фазы становятся идентичными (см. *Критическое состояние*). Если У. с. представить в виде приведённого У. с., т. е. в безразмерных переменных $p/p_к$, $V/V_к$, $T/T_к$, то при не слишком низких темп-рах это ур-ние мало меняется для разл. в-в (закон *соответственных состояний*).

Для жидкостей из-за сложности учёта всех особенностей вз-ствия молекул пока не удалось получить общее теор. У. с. Ур-ние Ван-дер-Ваальса, хотя и применяют для качеств. оценки поведения жидкостей, но по существу оно неприменимо ниже критич. точки, когда возможно сосуществование жидкой и газообразной фаз. У. с., хорошо описывающее св-ва ряда простых жидкостей, можно получить из приближённых теорий жидкого состояния типа теории свободного объёма или дырочной теории (см. *Жидкость*). Знание распределения вероятности взаимного расположения молекул (парной корреляц. ф-ции) принципиально позволяет вычислить У. с. жидкости, но эта задача очень сложна и полностью не решена даже с помощью вычислит. машин.

Для получения У. с. тв. тел используют теорию *колебаний кристаллической решётки*, но пока универсального У. с. для тв. тел нет.

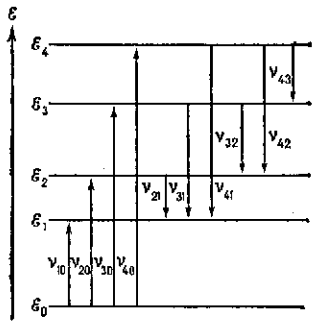
Для равновесного излучения, или фотонного газа, У. с. определяется *Планка законом излучения*.

Для магн. сред элем. работа при намагничивании равна: $\delta A = -\boldsymbol{H}\delta\boldsymbol{M}$, где $\boldsymbol{M}$ — магн. момент в-ва, $\boldsymbol{H}$ — напряжённость магн. поля. Следовательно, зависимость $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}, T)$ представляет собой магнитное У. с. Для диэлектриков элем. работа равна: $\delta A = -\boldsymbol{E}\delta\boldsymbol{P}$, где $\boldsymbol{P}$ — поляризация, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, и У. с. имеет вид $\boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}, T)$.

● Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 8; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 5; Вукалович М. П., Новиков И. И., Уравнение состояния реальных газов, М.—Л., 1948; Мейсон Э., Сперлинг Т., Вириальное уравнение состояния, пер. с англ., М., 1972; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., М., 1979.

Д. Н. Зубарев.

УРОВНИ ЭНЕ́РГИИ, возможные значения энергии квант. систем (атомов, молекул, ат. ядер и т. д.), состоящих из микрочастиц и подчиняющихся законам *квантовой механики*. Внутр. энергия квант. систем может принимать только определённые дискр. значения: $\mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, ..., $(\mathcal{E}_0 < \mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2 \ldots)$, соответствующие устойчивым (стационарным) состояниям системы. Графически эти состояния можно изобразить по аналогии с потенц. энергией



тела, поднятого на разл. высоты (уровни), в виде диаграммы У. э. (рис.). Каждому значению энергии соответствует горизонтальная линия, проведённая (в определ. масштабе) на высоте $\mathcal{E}_i$ ($i = 0, 1, 2, \ldots$). Совокупность У. э. рассматриваемой квант. системы образует её энергетический спектр. Нижний уровень $\mathcal{E}_0$, соответствующий наименьшей возможной энергии системы, наз. основным, все остальные — $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, ... — возбуждёнными, т. к. для перехода на них необходимо возбудить систему — сообщить ей энергию.

Квантовые переходы между У. э. обозначают на диаграммах вертикальными (или наклонными) прямыми, соединяющими соответствующие пары У. э. На рис. показаны излучат. переходы с частотами ν_{ik}, удовлетворяющими условию частот: $h\nu_{ik} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k$; безызлучат. переходы часто обозначаются волнистыми линиями. Направление перехода указывают стрелкой: стрелка, направленная вниз, соответствует процессу испускания фотона, стрелка в обратном направлении — процессу поглощения фотона с энергией $h\nu_{ik}$. Дискр. энергетич. спектру соответствуют дискр. спектры поглощения и испускания (см. *Спектры оптические*).

Для квант. системы, имеющей в определ. диапазонах значений энергии непрерывный энергетич. спектр, на диаграмме получаются непрерывные последовательности У. э. в соответствующих диапазонах. Напр., для атома H такая непрерывная последовательность имеет место при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_\infty$, где $\mathcal{E}_\infty$ — граница ионизации (см. рис. 1, *б* в ст. *Атом*), а для эл-на в кристалле получается чередование разрешённых и запрещённых энергетич. зон (см. *Диэлектрики*, *Полупроводники*). При излучат. квант. переходах между дискр. У. э. и У. э., относящимися к непрерывной последовательности, а также между непрерывными последовательностями У. э. получаются сплошные спектры поглощения и испускания.

Важной хар-кой У. э. являются их ширины (Г), связанные с *временем жизни* (τ) квант. системы на уровне $\Gamma \sim 1/\tau$. У. э. тем у́же, чем больше время жизни, в согласии с *неопределённостей соотношением* для энергии и времени (см. *Ширина уровня*).

При рассмотрении У. э. квант. систем значения энергии принято отсчитывать от осн. уровня. Наряду со шкалой энергий, обычно выражаемых в эВ (а для ат. ядер в МэВ или кэВ), в спектроскопии применяют пропорциональные ей шкалы частот $\nu = \mathcal{E}/h$ (в радиоспектроскопии) и волн. чисел $\nu/c = \mathcal{E}/hc$ (в оптич. спектроскопии); 1 эВ соответствует $2{,}4180 \cdot 10^{14}$ Гц и 8065,5 $см^{-1}$. В *рентгеновской спектроскопии* применяют ед. энергии ридберг: 1 Ry = 13,606 эВ.

В оптич. спектроскопии часто применяют термин «спектральный терм», подразумевая под ним значение $T = -\mathcal{E}/hc$, отсчитываемое для атомов от границы ионизации и выражаемое в $см^{-1}$.

● См. лит. при ст. *Атом*, *Молекула*, *Твёрдое тело*, *Ядро атомное*.

М. А. Ельяшевич.

УСИЛЕ́НИЕ ОПТИ́ЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕ́НИЯ, увеличение мощности или яркости *оптического излучения* (ОИ) с

помощью спец. устройств. Усиление ОИ может осуществляться когерентно в оптич. *квантовых усилителях* (ОКУ) или параметрических усилителях (ПУ) и некогерентно с помощью *электронно-оптических преобразователей* (ЭОП). Основой ОКУ явл. *активная среда*, в к-рой под действием накачки создаётся инверсия населённостей. В качестве активной среды в ОКУ используются те же самые материалы, что и в лазерах. Усиление ОИ в ОКУ осуществляется вследствие эффекта *вынужденного излучения*. Типы ОКУ отличаются способом накачки, активной средой, режимом работы (непрерывный или импульсный). ОКУ могут усиливать только ОИ с узкой спектр. полосой, совпадающей с полосой усиления активной среды. Большие коэфф. усиления получают в неск. ОКУ, расположенных последовательно друг за другом. ОКУ широко распространены в *квантовой электронике*, особенно для создания мощных лазерных систем. В таких системах могут использоваться неск. параллельных каналов, каждый из к-рых состоит из неск. ОКУ.

Работа параметрич. усилителей ОИ основана на нелинейных оптич. явлениях (см. *Нелинейная оптика*). Полоса усиления ПУ может перестраиваться по частоте в широких пределах.

ЭОП служит для усиления яркости ОИ с широким спектром. В ЭОП на *фотокатоде* происходит преобразование ОИ в поток эл-нов, усиление потока эл-нов и затем обратное преобразование потока эл-нов в ОИ. При усилении происходит также преобразование спектра исходного ОИ в спектр свечения люминофора, к-рый обычно лежит в видимой области. Усиление потока эл-нов в ЭОП осуществляется либо при последоват. преобразовании эл-нов в кванты и обратно в эл-ны в многокамерных ЭОП, либо вследствие *вторичной электронной эмиссии* в микроканальных пластинах. Коэфф. усиления ЭОП по яркости достигают величин $\sim 10^7$. Миним. регистрируемый входной сигнал в видимой области спектра составляет неск. квантов.

УСИЛЕ́НИЕ УЛЬТРАЗВУ́КА в полупроводниках, см. *Акустоэлектронное взаимодействие*.

УСКОРЕ́НИЕ, векторная величина, характеризующая быстроту изменения скорости точки по численному значению и по направлению. При прямолинейном движении точки, когда её скорость v возрастает (или убывает) равномерно, численно У. $w=\Delta v/\Delta t$, где Δv — приращение скорости за промежуток времени Δt. В общем случае вектор У. $\boldsymbol{w}=d\boldsymbol{v}/dt=\dot{\boldsymbol{v}}$; он направлен в сторону вогнутости траектории точки и лежит в соприкасающейся плоскости (если траектория точки — плоская кривая, то в плоскости этой кривой).

Проекции У. на прямоуг. декартовы координатные оси $Oxyz$ равны: $w_x=\dot{v}_x$, $w_y=\dot{v}_y$, $w_z=\dot{v}_z$; при этом модуль У. $w=\sqrt{w_x^2+w_y^2+w_z^2}$. Проекции У. на касательную и гл. нормаль к траектории наз. соответственно касательным (тангенциальным) w_τ и нормальным (центростремительным) w_n У.; они определяются равенствами: $w_\tau=dv/dt=\dot{v}$ и $w_n=v^2/\rho$, где v — численная величина скорости, ρ — радиус кривизны траектории в соответствующей ей точке. При этом $w=\sqrt{w_\tau^2+w_n^2}$. Касательное У. характеризует изменение скорости точки по её численной величине, а норм. У.— по направлению.

У. свободной материальной точки при движении по отношению к инерц. системе отсчёта связано с массой m точки и с действующей силой F равенством: $m\boldsymbol{w}=\boldsymbol{F}$ (второй закон Ньютона). Размерность У. LT^{-2}. Об У. точек вращающегося тела см. *Вращательное движение*.

● См. лит. при ст. *Кинематика*.

С. М. Тарг.

УСКОРЕ́НИЕ СВОБО́ДНОГО ПАДЕ́НИЯ (ускорение силы тяжести), ускорение, к-рое приобретает свободная материальная точка под действием *силы тяжести*. Такое ускорение имел бы центр тяжести любого тела при падении тела на Землю с небольшой высоты в безвоздушном пр-ве. Как и сила тяжести, У. с. п. зависит от широты места φ и высоты его H над уровнем моря. Приблизительно У. с. п.

$$g=978{,}049(1+0{,}005288\ \sin\varphi-$$
$$-0{,}000006\ \sin^2 2\varphi)-0{,}0003086\ H.$$

На широте Москвы на уровне моря $g=981{,}56$ см/с^2.

УСКОРИ́ТЕЛИ заряженных частиц, устройства для получения заряж. ч-ц (эл-нов, протонов, ат. ядер, ионов) больших энергий с помощью их ускорения в электрич. поле. Помимо физ. применений, играющих определяющую роль в развитии ускорит. техники, У. начинают всё больше использоваться за пределами физики (химия, биофизика, геофизика) и в прикладных целях (дефектоскопия, стерилизация продуктов, лучевая терапия и т. п.). У. заряженных ч-ц следует отличать от *плазменных ускорителей*, в которых осуществляется ускорение электрически нейтральных образований из заряженных частиц.

Классификация ускорителей. По способу получения ускоряющего поля различают обычные («классические») У., в к-рых ускоряющее поле создаётся внеш. радиотехнич. устройствами (генераторами), и У., в к-рых ускоряющее поле создаётся другими заряж. ч-цами (электронным пучком, электронным кольцом, плазменными волнами; см. *Коллективные методы ускорения*). По типу ускоряемых ч-ц различают электронные У., протонные У. и У. ионов, а по хар-ру траекторий ч-ц — линейные У. (траектории близки к прямым линиям) и циклические (траектории близки к окружности или спирали). По хар-ру ускоряющего поля У. разделяются на резонансные, в к-рых ускорение производится высокочастотным электрич. полем и ускоряемые ч-цы движутся в резонанс с изменением поля, и нерезонансные, в к-рых направление поля за время ускорения не изменяется. В свою очередь, последние делятся на индукционные У., где электрич. поле создаётся за счёт изменения магн. поля, и высоковольтные У., в к-рых ускоряющее поле обусловлено приложенной разностью потенциалов.

Историческая справка. В начальный период (1919—32) развитие У. шло по пути создания генераторов высоких напряжений и их использования для непосредств. ускорения заряж. ч-ц в постоянном электрич. поле. Заряж. ч-цы, проходя от одного полюса источника высокого напряжения к другому, ускорялись в соответствии с величиной напряжения. Этот период завершился разработкой *электростатического генератора* (амер. физик Р. Ван-де-Грааф, 1931) и *каскадного генератора* (англ. физики Дж. Кокрофт и Э. Уолтон, 1932). Такие устройства, применяемые до сих пор, позволяют получить потоки ускоренных ч-ц с энергией $\sim 10^6$ эВ (см. *Высоковольтный ускоритель*). В 1931—44 развиваются резонансные методы, в к-рых ускорение производится перем. ВЧ полем. Проходя многократно через ускоряющий промежуток, ч-ца набирает большую энергию даже при невысоком ускоряющем напряжении. Резонансное ускорение в линейных У. тогда не получило распространения из-за недостаточного развития радиотехники. Основанные же на этом методе циклич. У.— циклотроны (амер. физик Э. О. Лоуренс) вскоре обогнали в своём развитии высоковольтные У. и позволили получить протоны с энергией 10—20 МэВ. В 1940 (амер. физик Д. У. Керст) удалось реализовать циклич. У. эл-нов индукц. типа (бетатрон), идея к-рого выдвигалась ещё в 20-е гг.

Разработка У. совр. типа началась с открытия механизма *автофазировки* (1944—45, В. И. Векслер и независимо амер. физик Э. М. Макмиллан), позволившего существенно повысить энергию ускоренных ч-ц в резонансных У. На основе этого принципа разработаны неск. типов циклич. У.: синхротрон, фазотрон, синхрофазотрон, микротрон. Развитие радиотехники дало возможность создать эфф. линейные резонансные У. Предложенная идея знакопеременной фокусировки (Н. Кристофилос, 1950, Э. Курант, М. Ливингстон, Х. Снайдер, США, 1952) существенно повысила достижимую энергию в циклич. и линейных У. Предельная энергия для эл-нов (~ 20 ГэВ) достигнута на линейных

У., для протонов (>500 ГэВ) — на циклич. У.

Развитие У. идёт как по пути увеличения энергии ускоренных ч-ц, так и по пути улучшения хар-к ускоренного пучка — увеличения его интенсивности и длительности импульса, уменьшения разброса его параметров (качество пучка). Значит. прогресс будет достигнут в связи с применением *сверхпроводников* в магнитах и ускоряющих системах, внедрением методов автоматич. управления, введением в ускорит. комплекс накопит. колец и систем встречных пучков, расширяющих возможности У.

Параллельно развитию перечисленных «классич.» У. разрабатываются коллективные методы ускорения, идея к-рых была выдвинута Векслером (1956). Они обещают существенно более высокий темп ускорения, чем в современных У.

Резонансные методы ускорения наиболее широко распространены в совр. У. В резонансных У. ч-цы движутся в вакуумных камерах, в к-рых создаётся высокий *вакуум* (10^{-6}—10^{-8} мм рт. ст.) для ослабления рассеяния ч-ц в газе. Непрерывное ускорение обеспечивается тем, что ч-цы попадают в ускоряющий промежуток всё время в ускоряющей фазе перем. ВЧ электрич. поля, т. е. когда сила действия электрич. поля направлена в сторону движения ч-ц. Проходя многократно через ускоряющий промежуток, ч-ца может набрать большую энергию даже при сравнительно невысоком напряжении на нём. Идеальная, т. н. равновесная, ч-ца всё время попадает в одну и ту же, равновесную фазу φ_0 поля. При каждом прохождении ускоряющего промежутка она набирает энергию $eV_0\cos\varphi_0$, где e — заряд ч-цы, а V_0 — амплитуда ускоряющего напряжения. Чтобы набрать большую кинетич. энергию $W_{макс}$, частица должна совершить очень большое число $N=W_{макс}/eV_0\cos\varphi_0$ прохождений через ускоряющий промежуток. Поэтому для работы У. необходимо обеспечить устойчивость равновесного движения ч-цы: небольшие отклонения в начальных данных для ч-ц или небольшие внеш. возмущения (неизбежные отклонения параметров установки от расчётных, рассеяние на остаточном газе в ускорит. камере и т. п.) не должны приводить к сильному отклонению от равновесной орбиты, т. е. ч-ца должна совершать колебат. движение около равновесной ч-цы. Обеспечение устойчивости движения ч-ц в направлениях, перпендикулярных траектории, наз. фокусировкой, а в направлении траектории — фазировкой.

Фазировка обеспечивается в резонансных У. механизмом автофазировки, обусловленным зависимостью промежутка времени между двумя следующими друг за другом ускорениями от энергии $\mathcal{E}$ ч-ц. Благодаря этому одна из двух равновесных фаз φ_0 или $-\varphi_0$, для к-рых прирост энергии $eV_0\cos\varphi_0$ обеспечивает точный резонанс, оказывается устойчивой, т. е. около неё существует область захвата, внутри к-рой ч-цы колеблются по фазе относительно равновесной фазы. Если $\partial T/\partial\mathcal{E}>0$, то устойчива фаза $+\varphi_0$, лежащая на спадающем склоне кривой напряжения, если $\partial T/\partial\mathcal{E}<0$, то устойчива фаза $-\varphi_0$ на восходящем склоне кривой напряжения (см. рис. в ст. *Автофазировка*).

Резонансные циклические ускорители. Движение по почти круговым траекториям обеспечивается в циклич. У. магн. полем (см. *Лоренца сила*). Связь между ср. радиусом орбиты $\langle R\rangle$, ср. магн. полем на орбите $\langle B\rangle$ и энергией $\mathcal{E}$ частиц даётся соотношением:

$$\langle R\rangle=\frac{\mathcal{E}v}{ce\langle B\rangle}, \qquad (1)$$

где e — заряд ч-цы, $\mathcal{E}=mc^2$ — полная релятив. энергия ч-цы массы m, равная сумме энергии покоя $\mathcal{E}_0=m_0c^2$ и её кинетич. энергии (m_0— масса покоя ч-цы), v — скорость ч-цы. Период обращения ч-цы по орбите

$$T=\frac{2\pi\langle R\rangle}{v}. \qquad (2)$$

Из (1) и (2) следует связь между $\mathcal{E}$, индукцией $\langle B\rangle$ магн. поля и круговой частотой ω обращения ч-цы по орбите:

$$\mathcal{E}=\frac{ce\langle B\rangle}{\omega}. \qquad (3)$$

Резонансные циклич. У. различаются по хар-ру управляющего магн. поля и ускоряющего электрич. поля: существуют У. с постоянным и с переменным (во времени) магн. полем и соответственно У. с постоянной и с перем. частотой $\omega_у$ ускоряющего поля. Частота ускоряющего поля $\omega_у$ должна быть кратна частоте ω обращения ускоряемой (резонансной) ч-цы: $\omega_у=q\omega$, где q — целое число, наз. кратностью частоты. Отсюда энергия ч-цы

$$\mathcal{E}=\frac{ce\langle B\rangle q}{\omega_у}. \qquad (4)$$

Разные типы резонансных циклич. У. различаются зависимостью от времени $\omega_у$ и $\langle B\rangle$. При увеличении энергии ч-цы нужно либо уменьшать частоту $\omega_у$ (фазотрон), либо увеличивать магн. поле $\langle B\rangle$ (синхротрон), либо менять одновременно и то и другое (синхрофазотрон), либо увеличивать кратность q частоты (микротрон). Для перелятив. скоростей масса ч-цы постоянна, а частота и период обращения ч-цы в постоянном магн. поле $\boldsymbol{B}$ не зависят от её скорости, и если ω кратна частоте ускоряющего напряжения, может соблюдаться длит. резонанс между обращением ч-ц в магн. поле и изменением ускоряющего напряжения (циклотрон).

Фокусировка. В резонансных циклич. У. магн. поле $\boldsymbol{B}$, заворачивающее ч-цы по круговой орбите, используется и для фокусировки. Если B убывает с увеличением радиуса, то силовые линии имеют бочкообразную форму. Сила $\boldsymbol{F}$ действия магн. поля на ч-цу, отклонённую от плоскости орбиты, имеет помимо составляющей F_R обеспечивающей обращение по окружности, составляющую F_z, стремящуюся возвратить ч-цу к плоскости орбиты

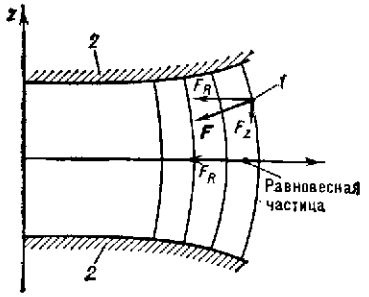


Рис. 1. На отклонённую ч-цу 1, находящуюся в магн. поле бочкообразной формы, создаваемом полюсными наконечниками 2, действует сила F, имеющая помимо радиальной составляющей F_R аксиальную составляющую F_z, фокусирующую ч-цу по вертикали.

(рис. 1). Изменение поля по радиусу характеризуют т. н. показателем спада $n=\frac{-\partial(\ln B)}{\partial(\ln R)}$. Т. о., для обеспечения фокусировки в аксиальном направлении необходимо выполнение условия $n>0$, т. е. убывания поля с увеличением радиуса. Движение в радиальном направлении определяется соотношением между силой действия магн. поля eBv/c и центростремит. силой mv^2/R, соответствующей радиусу R. Для устойчивости в радиальном направлении нужно, чтобы сила $F=eBv/c$ убывала медленнее, чем mv^2/R, т. е. чтобы магн. поле убывало медленнее, чем $1/R$, что сводится к условию $n<1$. Для одноврем. устойчивости в радиальном и аксиальном направлениях должно выполняться условие:

$$0<n<1. \qquad (5)$$

При этом ч-цы будут совершать около равновесной орбиты колебания (бетатронные колебания) с частотами

$$\omega_r=\omega\sqrt{1-n};\quad \omega_z=\omega\sqrt{n}, \qquad (6)$$

меньшими частоты обращения ω. Фокусирующие силы, определяющие эти частоты, ограничены условием (5) для n. Такая фокусировка наз. однородной или слабой.

Чтобы усилить аксиальную фокусировку, необходимо резко спадающее по радиусу поле ($n\ll1$). Напротив, для усиления фокусировки по радиусу необходимо резко возрастающее по радиусу поле ($n\ll-1$). Эти требования одновременно невыполнимы, но их можно реализовать поочерёдно. На этом основан принцип знакопе-

ременной, или сильной фокусировки. Вся орбита разбивается на большое число одинаковых периодов, в к-рых устанавливаются магниты, сильно фокусирующие попеременно то в радиальном, то в аксиальном направлении. При определённых соотношениях между параметрами такая магн. система может обеспечить сильную фокусировку по обоим направлениям. Физически это объясняется тем, что в фокусирующих магнитах ч-ца оказывается дальше от неравновесного положения, чем в дефокусирующих, так что действие фокусирующих магнитов сильнее. Усиление фокусировки приводит к уменьшению амплитуды колебаний ч-ц под действием разл. раскачивающих факторов, что позволяет уменьшить поперечные размеры вакуумной камеры и магнитов. Однако из-за большой частоты колебаний ч-ц появляются многочисл. резонансы: при определ. соотношениях между ω_r и ω_z возникает резонансная раскачка колебаний. Это заставляет предъявлять жёсткие требования к точности изготовления и расстановки магнитов.

При малых энергиях наряду с магн. фокусировкой применяется электрич. фокусировка с помощью ускоряющего электрич. поля. В обычном ускоряющем зазоре электрич. поле «провисает» внутрь зазора (рис. 2). Поэтому в первой части зазора оно прижимает ч-цу к оси зазора (фокусирует), а во второй — отклоняет от оси (дефокусирует). Поскольку ч-ца, ускоряясь, пролетает вторую часть зазора быстрее, чем первую, то фокусирующее действие оказывается преобладающим. Т. н. электростатич. фокусировка, основанная на изменении скорости ч-ц (см. *Электронная оптика*), эффективна лишь при малых скоростях ч-ц, поэтому её применение в У. ограничено. Но при переменном во времени электрич. поле имеет место и электродинамич. фокусировка, если во время пролёта ч-цей зазора поле убывает. Наоборот, если ч-ца пролетает зазор в момент нарастания поля, то зазор оказывает дефокусирующее действие. К электрич. полям также применим принцип знакопеременной фокусировки. Используя электроды сложной формы, можно попеременно фокусировать и дефокусировать ч-цы или же можно менять от зазора к зазору знак равновесной фазы (в последнем случае фазировка тоже получается знакопеременной). Такие системы имеют пока ограниченное применение.

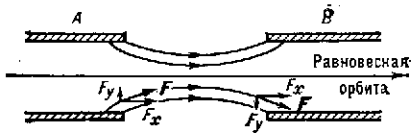


Рис. 2. Распределение электрич. поля в ускоряющем зазоре между электродами A и B; F_x и F_y — продольная и поперечная составляющие силы F, действующей на ч-цу.

Фокусировке препятствует взаимное расталкивание ускоряемых ч-ц, к-рое начинает ощущаться при больших интенсивностях пучков. В различных У. вз-ствие заряж. ч-ц сказывается по-разному, но обычно именно оно определяет предельно достижимую интенсивность пучка.

В циклич. У. с однородным по азимуту магн. полем $\langle R\rangle$ растёт с увеличением энергии ч-цы быстрее, чем её скорость v, так что, в соответствии с (2), период обращения растёт с увеличением энергии, и устойчива фаза $+\varphi_0$ на кривой напряжения. В У. со знакопеременной фокусировкой зависимость $\langle R\rangle$ от энергии значительно слабее, поэтому при малых энергиях период обращения обычно уменьшается с ростом энергии (v растёт быстрее, чем $\langle R\rangle$), а при больших энергиях увеличивается с ростом энергии ($\langle R\rangle$ растёт быстрее, чем скорость v, ограниченная скоростью света c). В таких У. сначала устойчива фаза $-\varphi_0$, а затем фаза $+\varphi_0$.

Синхрофазотрон — циклич. резонансный У. протонов (или ионов), в к-ром меняются во времени и магн. поле $\langle B\rangle$, и частота ω_y электрич. ускоряющего поля, причём так, что радиус равновесной орбиты остаётся постоянным. Для этого между ω_y и $\langle B\rangle$ должно выполняться соотношение:

$$\omega_y = q\,\frac{c}{\langle R\rangle}\,\frac{\langle B\rangle}{\sqrt{(\mathcal{E}_0/e\langle R\rangle)^2+\langle B\rangle^2}}, \qquad (7)$$

где $\mathcal{E}_0 = m_0c^2$ — энергия покоя эл-на. Согласно (7), ω_y растёт с ростом магн. поля, асимптотически приближаясь к предельному значению $qc/\langle R\rangle$, соответствующему движению ч-цы со скоростью света. Т. к. радиус равновесной орбиты постоянен, магнит синхрофазотрона имеет вид сравнительно узкого кольца. В синхрофазотронах достигнута макс. энергия ускоренных ч-ц. До 1972 самым большим У. протонов в мире был Серпуховский синхрофазотрон (76 ГэВ). К 1980 макс. энергия достигла 500 ГэВ (Батейвия), проектируются синхрофазотроны на неск. тысяч ГэВ (табл. 1). Предельная достижимая энергия ограничена в первую очередь технико-экономич. условиями (размеры установки и её стоимость). Миним. энергия, для получения к-рой применяют синхрофазотроны, ~1 ГэВ, для меньших энергий целесообразнее фазотроны (см. ниже). Синхрофазотроны на очень большие энергии построены по многоступенчатому принципу: линейный ускоритель (и н ж е к т о р) впускает ч-цы в малый синхрофазотрон (б у с т е р), там они ускоряются до промежуточной энергии и вводятся в большой синхрофазотрон, где доводятся до макс. энергии. Такая система позволяет повысить эффективность У. и сделать конструкцию более оптимальной. В синхрофазотронах меньших энергий впуск (инжекция) ч-ц производится непосредственно из линейного ускорителя.

Табл. 1. КРУПНЕЙШИЕ ЦИКЛИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Местонахождение	Макс. энергия, ГэВ	Диаметр установки, м	Год запуска
Протонные синхрофазотроны			
Дубна	10	72	1957
Женева (Швейцария)	28	200	1959
Брукхейвен (США)	33	257	1960
Серпухов	76	472	1967
Женева (Швейцария)	400	2200	1975
Батейвия (США)	500	2000	1972
Серпухов	3000	6000	Проектируется
Ионные синхрофазотроны			
Беркли (США)	2 ГэВ/нукл.	—	1980
Дубна	4 ГэВ/нукл.	—	1970
Синхротроны			
Ереван	6,1	60	1967
Гамбург (ФРГ)	7,5	101	1964
Корнелл (США)	12,2	250	1967
Фазотроны			
Женева (Швейцария)	0,60	5,0	1957
Дубна	0,68	6,0	1953
Ленинград	1,00	6,9	1968
Изохронные циклотроны			
Ванкувер (Канада)	0,52	12	1974
Цюрих (Швейцария)	0,59	9	1974

В синхрофазотроне со слабой фокусировкой магн. система представляет собой кольцевой электромагнит, обычно разбитый на неск. секторов с промежутками между ними. В процессе ускорения за счёт изменения тока в обмотках электромагнита магн. поло между его полюсами увеличивается от значения, соответствующего энергии инжекции, до макс. значения, соответствующего конечной энергии. Форма полюсов магнита подбирается так, чтобы обеспечить слабое спадание поля по радиусу в соответствии с условием (5). Ч-цы ускоряются в вакуумной камере, представляющей собой замкнутую трубу, охватывающую область вокруг равновесной орбиты. Промежутки между магн. секторами используются для размещения системы ввода ч-ц, ускоряющих устройств, *вакуумных насосов*, систем наблюдения за пучком и др. Ввод ч-ц производится обычно импульсным отклоняющим устройством, электрич. или магн. поле к-рого направляет впускаемые ч-цы вдоль орбиты. Ускоряющие устройства создают переменное электрич. поле, частота к-рого должна меняться в строгом соответствии с изменением магн. поля, согласно (7). Требуемая высокая точность воспроизведения обычно обеспечивается

автоматич. системой слежения за положением пучка: сигнал об отклонении пучка от равновесного положения используется для коррекции частоты ускоряющего поля. Под действием ускоряющего поля ч-цы группируются в камере в неск. сгустков, расположенных около устойчивых равновесных фаз, число к-рых равно кратности частоты. В процессе ускорения сгустки сжимаются всё теснее к равновесной фазе. Одновременно уменьшаются и поперечные размеры пучка. Ускоренный пучок либо используется внутри камеры (наводится на внутр. мишень), либо выводится из У. отклоняющим устройством того же типа, что и вводное, но более мощным (из-за большой энергии ч-ц).

Синхрофазотрон с сильной фокусировкой отличается от описанного прежде всего устройством магн. системы, состоящей из большого числа магнитов (рис. 3), в к-рых чередуются сильное спадание и сильное нарастание магн. поля по радиусу, т. е. обеспечивающей сильную знакопеременную фокусировку.

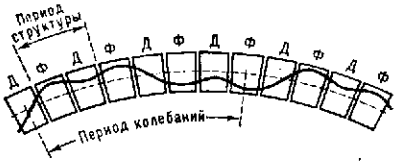


Рис. 3. Схема расположения магнитов в сильнофокусирующем ускорителе: Д — магниты, дефокусирующие по радиусу ($n \gg 1$), Ф — фокусирующие по радиусу ($n \ll -1$); пунктирная кривая — орбита неотклонённой ч-цы (равновесная орбита), сплошная кривая — орбита отклонённой ч-цы.

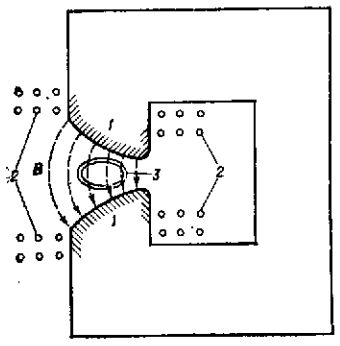


Рис. 4. Схематич. разрез магнита синхрофазотрона с сильной фокусировкой; полюсные наконечники *1*, возбуждаемые токовыми обмотками *2*, создают быстро спадающее по радиусу магн. поле *B* в области расположения вакуумной камеры *3*.

Каждый магнит осуществляет 2 функции — заворачивает ч-цы по орбите и фокусирует их (магн. структура с совмещёнными функциями; рис. 4). Применяется также магн. структура с разделёнными функциями, в к-рой фокусировка осуществляется квадрупольными линзами (рис. 5), расположенными в промежутках между заворачивающими магнитами.

Др. отличие У. с сильной фокусировкой — существование т. н. критической или переходной энергии $\mathcal{E}_{кр}$. При энергии $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{кр}$ устойчивая равновесная фаза расположена на восходящей части кривой напряжения (фаза $-\varphi_0$), а при энергии больше критической — на нисходящей (фаза $+\varphi_0$). При прохождении критич. энергии фаза колебаний ускоряющего поля быстро смещается на $2\varphi_0$, чтобы ч-цы, к-рые до критической энергии сгруппировались вблизи фазы $-\varphi_0$, оказались в окрестности новой устойчивой фазы $+\varphi_0$.

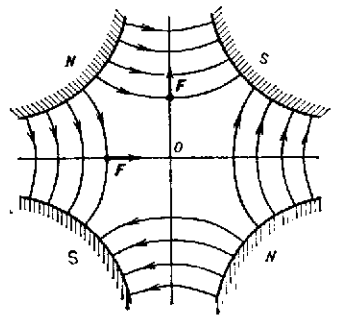


Рис. 5. Поле магн. квадрупольной линзы: *N* и *S* — северные и южные полюсы магнита; *F* — сила действия магн. поля на ч-цу, движущуюся перпендикулярно плоскости рисунка ($F=0$ в центре O).

Синхротрон — циклич. резонансный У., в к-ром частота ускоряющего поля постоянна, а меняется во времени лишь магн. поле; применяется для ускорения релятив. эл-нов. Т. к. их скорость практически равна *c* независимо от энергии, то радиус равновесной орбиты почти не меняется. Поэтому в синхротроне, как и в синхрофазотроне, магнит имеет вид кольца. Как слабо, так и сильно фокусирующий синхротрон конструктивно весьма схож с синхрофазотроном. Релятив. эл-ны, движущиеся в синхротроне по круговым орбитам, явл. источником интенсивного эл.-магн. излучения (см. *Синхротронное излучение*). Излучаемая электроном за один оборот энергия:

$$\mathcal{E}_{изл} = \frac{4\pi}{3}\frac{e^2}{R}\left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0}\right)^4 \qquad (8)$$

очень быстро растёт с энергией ч-ц и в больших У. становится сравнимой (и даже больше) с энергией, набираемой ч-цей за один оборот. Излучение сказывается и на колебаниях ч-ц около равновесной орбиты: потеря энергии приводит к затуханию колебаний, а квантовый, дискр. хар-р излучения — к их раскачке. Трудности создания мощных ускоряющих устройств, компенсирующих потери на излучение, ограничивают предельно достижимые энергии. В синхротронах достигнуты макс. энергии ~5—10 ГэВ (табл. 1), хотя существуют проекты и на 100—150 ГэВ. В крупных синхротронах, как и в синхрофазотронах, применяется инжекция извне, в меньших — бетатронная инжекция: У. работает как бетатрон (см. ниже) до достижения релятив. энергий, а потом переходит на синхротронный режим.

Фазотрон (синхроциклотрон, циклотрон с вариацией частоты) — циклич. резонансный У., в к-ром магн. поле постоянно во времени, а уменьшается частота ускоряющего поля ω_y; применяется для ускорения тяжёлых ч-ц (протонов, ионов). Макс. энергия протонов ~1 ГэВ. В фазотроне ч-цы движутся по спирали от центра, где расположен *ионный источник* (газовый разряд) к периферии вакуумной камеры, приобретая энергию при многократном прохождении ускоряющего зазора (рис. 6). Из-за спирального хар-ра орбит магнит фазотрона не кольцевой, а сплошной, так что магн. система весьма громоздка. Именно поэтому при энергиях выше 1 ГэВ предпочтительнее синхрофазотрон, хотя он и уступает по интенсивности ускоренного пучка фазотрону. В фазотронах с однородным по азимуту магн. полем фокусировка по вертикали очень слабая ($n \ll 1$). Для её увеличения часто используют знакопеременную фокусировку, т. е. вводят модуляцию магн. поля по азимуту (секторный фазотрон).

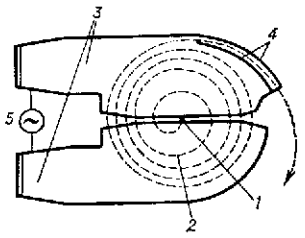


Рис. 6. Схема движения ч-ц в фазотроне и циклотроне (магн. поле перпендикулярно плоскости чертежа): *1* — ионный источник; *2* — спиральная орбита ускоряемой ч-цы; *3* — ускоряющие электроды; *4* — выводное устройство; *5* — источник ускоряющего поля.

Описанные три типа циклич. резонансных У., основанных на механизме автофазировки, работают в импульсном режиме: группа захваченных в синхротронный (резонансный) режим ч-ц повышает свою энергию до максимальной по мере надлежащего изменения частоты ускоряющего поля и (или) индукции магн. поля, после чего ч-цы используются внутри или вне У. Затем параметры У. возвращаются к исходным значениям и начинается новый цикл ускорения. Длительность цикла ускорения в синхротронах и фазотронах порядка 10^{-2} с, в синхрофазотронах — неск. с.

Циклотрон — циклич. резонансный У. тяжёлых ч-ц, в к-ром и магн. поле, и частота ускоряющего электрич. поля постоянны во времени. В отличие от описанных выше У. он работает в непрерывном режиме и поэтому обладает

преимуществом по интенсивности ускоренного пучка. Конструктивно весьма схож с фазотроном. Т. к. и ω_y, и B постоянны во времени, а энергия растёт, то в циклотроне с азимутальносимметричным полем, в к-ром поле должно спадать по радиусу, как следует из условия фокусировки (5), резонансное ускорение возможно лишь при нерелятив. энергиях, пока не сказывается релятив. возрастание массы ч-цы. Это и определяет предел достижимых энергий (для протонов ~10—20 МэВ при очень больших напряжениях на ускоряющих электродах). В центр. области циклотрона аксиальная фокусировка магн. полем очень слаба ($n \approx 0$), но там из-за малых скоростей частиц сказывается фокусировка электрическим полем (см. выше).

Знакопеременная фокусировка магн. полем позволяет добиться устойчивого ускорения до релятив. скоростей, обеспечивая точный резонанс за счёт роста ср. магн. поля по радиусу. Такой циклотрон наз. изохронным. Обладая характерной для циклотрона большой интенсивностью пучка, он способен ускорять протоны до энергий ~1000 МэВ.

Микротрон (электронный циклотрон) — циклич. У. эл-нов, в к-ром постоянны во времени и B, и ω_y, а условие резонанса для релятив. ч-ц сохраняется за счёт изменения кратности частоты q от оборота к обороту. Так, напр., если начальная энергия эл-на и прирост его энергии при прохождении ускоряющего зазора подобраны так, что первый оборот проходится за один период ускоряющего поля ($q=1$), второй — за два ($q=2$), третий — за три ($q=3$) и т. д., то ч-цы будут попадать в одну и ту же фазу ускоряющего поля. В микротроне действует механизм автофазировки, так что ч-цы, близкие к равновесной, также будут ускоряться. Однородное магн. поле, необходимое для выполнения условия резонанса, не фокусирует в аксиальном направлении; эта фокусировка осуществляется электрич. полем ускоряющего резонатора. Варианты микротрона с меняющимся по азимуту полем (секторный микротрон) пока не получили развития. Микротрон — У. непрерывного действия, он позволяет получить токи до 100 мА при энергии эл-нов ~30 МэВ.

Протонные резонансные линейные ускорители. Ускорение протонов до энергий ~200 МэВ производится обычно в *объёмном резонаторе* с т. н. дрейфовыми трубками (схема Альвареса). В цилиндрич. резонаторе создаётся перем. электрич. поле, направленное вдоль оси резонатора. Ускоряемые ч-цы пролетают систему дрейфовых трубок так, что в ускоряющих зазорах между трубками они оказываются в моменты, когда поле направлено по движению ч-ц. Когда же оно направлено в обратную сторону, ч-цы находятся внутри трубок, куда поле не проникает (рис. 7). Механизм автофазировки обеспечивает ускорение всех ч-ц, попавших внутрь области захвата вблизи резонансной фазы. В линейном У. время прохождения расстояний между ускоряющими зазорами уменьшается с ростом энергии, так что устойчивая равновесная фаза отрицательна ($-\varphi_0$), т. е. находится на участке, где поле растёт. Поэтому электрич. поле оказывается дефокусирующим и нужны спец. меры для обеспечения фокусировки. При малых энергиях применима т. н. фольговая или сеточная фокусировка: входы дрейфовых трубок перекрываются фольгой или сетками, так что дефокусирующая часть электрич. поля почти полностью исчезает. Для больших энергий наиб. распространена знакопеременная фокусировка с помощью магн. квадрупольных линз, фокусирующих попеременно то в одной, то в др. плоскости (на равновесной прямой траектории магн. поле должно отсутствовать). Возможна также фокусировка продольным полем, не дающим ч-цам отклоняться далеко от оси.

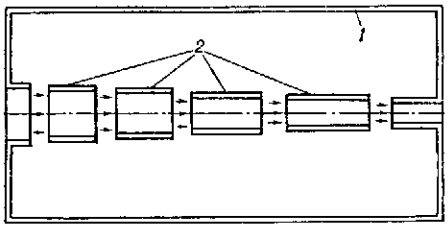


Рис. 7. Схематич. разрез резонатора (*1*) линейного резонансного ускорителя с дрейфовыми трубками (*2*). Вблизи оси электрич. поле E сосредоточено лишь в зазорах между трубками.

Преимущества линейных У. над циклическими — отсутствие громоздкой магн. системы, простота ввода и вывода ч-ц, большие плотности тока. Однако сложность и высокая стоимость радиотехнич. системы линейных У. протонов и трудности фокусировки ограничивают их возможности. Они применяются гл. обр. как инжекторы на энергии до 200 МэВ для циклич. У. (см. выше). Для ускорения при бо́льших энергиях схема Альвареса становится неоптимальной. Здесь предпочтительнее система связанных резонаторов спец. формы или же волноводная система с диафрагмами (как в линейных электронных У.; см. ниже). Поэтому совр. линейные У. протонов на большую энергию состоят из двух ступеней различной радиотехнич. структуры. Так, напр., реализован У. в Лос-Аламосе (США) на 800 МэВ, дающий ср. ток 500 мкА. По такой же схеме сооружается У. на 600 МэВ в СССР. Эти У., предназначенные для физ. экспериментов с интенсивными мезонными пучками, наз. также мезонными фабриками, или мезонными генераторами (табл. 2).

Табл. 2. КРУПНЕЙШИЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Местонахождение	Макс. энергия, МэВ	Длина, м	Год запуска
Электронные			
Харьков	1 800	240	1964
Стенфорд (США)	22 300	3050	1966
Протонные инжекторы			
Серпухов	100	80	1967
Батейвия (США)	200	145	1970
Мезонные фабрики			
Лос-Аламос (США)	800	795	1972
Троицк	600	430	Строится
Ионные			
Дармштадт (ФРГ)	10—14 МэВ/нукл.	110	1976

Электронные резонансные линейные ускорители обладают существенным преимуществом над циклическими: в них эл-ны почти не излучают вследствие практического постоянства их скорости.

Предельная энергия эл-нов в совр. линейных резонансных У. (~20 ГэВ) обусловлена гл. обр. экономич. сообр

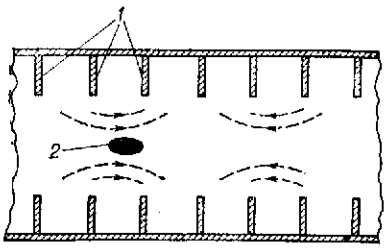


Рис. 8. *1* — Схематич. разрез волновода с диафрагмами; стрелки указывают распределение поля, бегущего вдоль волновода; *2* — ускоряемый сгусток эл-нов.

ражениями и может быть увеличена. В линейных электронных У. ч-цы движутся с самого начала почти со скоростью света c. Поэтому наиб. выгодной ускоряющей системой явл. диафрагмиров. *радиоволновод* с бегущей волной (рис. 8). Размеры диафрагм (поперечных перегородок) подбираются так, чтобы скорость бегущей волны равнялась c, т. е. чтобы волна двигалась в резонанс с эл-нами. Близость скорости эл-нов к c приводит к особенностям в движении эл-нов. Механизм автофазировки отсутствует, т. к. скорость ч-ц не зависит от энергии. Фокусировка в поперечном направлении также часто оказывается ненужной, т. к. релятив. возрастание массы само приводит (благодаря сохранению поперечного импульса $mv_\perp$) к убыванию поперечных скоростей эл-нов. Кулоновское расталкивание эл-нов в электронных У. значительно ослабляется магн. притяжением параллельных токов. Ускоряемые сгустки эл-нов могут,

однако, возбуждать паразитные волны в волноводе, раскачивающие пучок и приводящие к неустойчивости. В больших У. этот эффект ограничивает интенсивность пучка, однако найдены инженерные методы его подавления.

Индукционные ускорители существуют двух типов — циклич. индукц. У. эл-нов (б е т а т р о н) и линейный индукц. У. В бетатроне ускоряемые эл-ны удерживаются магн. полем на кольцевой орбите, а ускорение производится вихревым электрич. полем, индуцируемым переменным магн. потоком, проходящим через сердечник

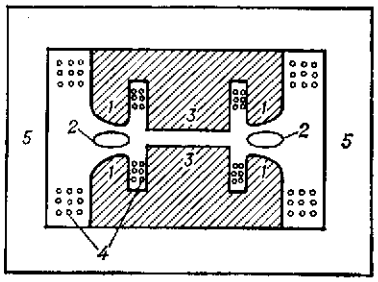


Рис. 9. Схематич. разрез бетатрона: *1* — полюсы магнита; *2* — сечение кольцевой вакуумной камеры; *3* — центр. сердечник; *4* — обмотки электромагнита; *5* — ярмо магнита.

(центр. часть магнита, рис. 9). Для постоянства радиуса равновесной орбиты между скоростями изменения управляющего поля на орбите $B_{орб}$ и ср. поля внутри орбиты $\langle B \rangle$ должно выполняться т. н. бетатронное условие:

$$\frac{dB_{орб}}{dt} = \frac{1}{2}\frac{d\langle B\rangle}{dt}. \qquad (9)$$

Подбором профиля магн. полюсов, между к-рыми расположена кольцевая вакуумная камера, обеспечивается выполнение условия фокусировки (5). Бетатрон — У. импульсного действия. Он может ускорять эл-ны до энергий ~100—300 МэВ. Однако для энергий выше 100 МэВ предпочтительнее синхротрон, не имеющий громоздкого центр. сердечника. Особенно распространены бетатроны на энергии 20—50 МэВ, выпускаемые серийно для разл. целей.

В индукц. линейном У. для ускорения используется эдс индукции, возникающая при изменении кольцеобразного магн. поля. Вдоль оси вакуумной ускорит. камеры устанавливаются охватывающие её ферромагн. кольца, окружённые обмотками с током. Быстрое изменение магн. поля, возникающее при резком изменении тока в обмотках, индуцирует на оси У. электрич. поле. Чтобы оно было достаточно велико, нужно быстро менять магн. поле. Поэтому длительность импульса ускорения невелика (10^{-9}—10^{-6} с). Преимущества индукц. линейных У.— большие значения тока ускоренных ч-ц (сотни и тысячи А), большая однородность пучка и высокий кпд.

Ионные У. Описанные типы У. применимы для ускорения не только эл-нов и протонов, но и др. заряж. ч-ц. Электронные и протонные У. почти без переделки пригодны для ускорения соответственно позитронов и отрицат. ионов H^-. Для ускорения ионов широко применяются циклотроны и линейные ускорители разных типов. Наибольшие энергии ионов достигаются на У. типа синхрофазотрона: в США на ускорителе в Беркли получены ядра с энергией 2 ГэВ на нуклон, в Дубне существует синхрофазотрон для ускорения легких ядер до 4 ГэВ на нуклон.

● Ускорители. Сб. статей, пер. с англ. и нем., М., 1962; К о л о м е н с к и й А. А., Л е б е д е в А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Б р у к Г., Циклические ускорители заряженных частиц, пер. с франц., М., 1970; В а л ь д н е р О. А., В л а с о в А. Д., Ш а л ь н о в А. В., Линейные ускорители, М., 1969; К о м а р Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; Линейные ускорители ионов, под ред. Б. П. Мурина, т. 1—2, М., 1978; Л е б е д е в А. Н., Ш а л ь н о в А. В., Основы физики и техники ускорителей, ч. 1, М., 1981.

Э. Л. Бурштейн.

УСТАЛОСТЬ МАТЕРИАЛОВ, изменение механич. и физ. св-в материала под длит. действием циклически изменяющихся во времени напряжений и деформаций. Изменение состояния материала при усталостном процессе отражается на его механич. св-вах, макроструктуре, микроструктуре и субструктуре. Эти изменения протекают по стадиям и зависят от исходных св-в, вида напряжённого состояния, истории нагружения и влияния среды. На определённой стадии начинаются необратимые явления снижения сопротивления материала разрушению, характеризуемые как усталостное повреждение. Сначала в структурных составляющих материала и по границам их сопряжения (зёрна поликрист. металла, волокна и матрица композитов, мол. цепи полимеров) образуются микротрещины, к-рые на дальнейших стадиях перерастают в макротрещины либо приводят к окончат. разрушению элемента конструкции или образца для механич. испытаний.

Количественно усталостный процесс описывается зависимостью между накопленным повреждением и числом циклов или длительностью нагружения по параметру величины циклич. напряжений или деформаций. Соответствующая зависимость между числом циклов и стадией повреждения (в т. ч. возникновением трещины или окончат. повреждением) наз. к р и в о й у с т а л о с т и. Эта кривая — осн. хар-ка У. м. Накопление циклич. повреждения отражает деформирование материала как макро- и микроеднородной среды (для металлов — поликрист. конгломерат, для полимеров — конгломерат мол. цепей, для композитов — регулярное строение из матрицы и волокон). Циклич. нагружение таких неоднородных структур порождает в наиболее напряжённых структурных звеньях необратимые деформации (упругопластические, вязкоупругие), накапливающиеся с нарастанием числа циклов и длительности пребывания под циклич. нагрузкой. Их увеличение до критич. значений, свойственных материалу и среде, в к-рой он находится, приводит к зарождению макротрещины как предельного состояния на первой стадии усталостного разрушения. Кинетика изменения состояния материала на этой стадии проявляется субмикроскопически в изменении плотности *дислокаций* и концентрации *вакансий*; микроскопически — в образовании линий скольжения, остаточных микронапряжений, искажении микрогеометрии свободной поверхности; механически — в изменении твёрдости, параметров петли упругопластич. *гистерезиса*, циклич. *модуля упругости*, а также макрофиз. св-в (электрич., магн. и акустич. сопротивлений, плотности). На второй стадии усталостного разрушения накопление повреждения оценивается скоростью прорастания макротрещины и уменьшением сопротивления материала статическому (квазихрупкому или хрупкому) разрушению, определяемому изменением статич. прочности, в т. ч. хар-ками вязкости разрушения как критич. значениями интенсивностей напряжений у края усталостной трещины.

На сопротивление У. м. существенно влияет активная среда и повышенная темп-ра; при этом на разрушение оказывает влияние как число циклов, так и длительность нагружения. Сопротивление У. м. уменьшается с увеличением загрязнённости неметаллич. включениями, неравномерности распределения легирующих элементов, с укрупнением зерна, а также при повреждении поверхности. Сопротивление У. м. увеличивается при обработке поверхности, повышающей прочность и остаточную напряжённость сжатия поверхностного слоя (химико-термич. обработка, наклёп, поверхностная закалка). Т. к. усталостные разрушения зарождаются в области структурных несовершенств, а последние обычно распределяются случайным образом, то хар-кам У. м. (числам циклов и разрушающим напряжениям) свойственно распределение, подчиняющееся вероятностным закономерностям. Испытания на У. м. производятся на машинах, позволяющих создавать циклич. нагружение в широком диапазоне частот и напряжённых состояний.

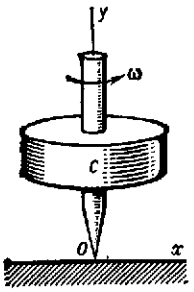
● Ф о р р е с т П., Усталость металлов, пер. с англ., М., 1968; С е р е н с е н С. В., Сопротивление материалов усталостному и хрупкому разрушению, М., 1975.

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ. Движение любой механич. системы, напр. машины, гироскопич. устройства, самолёта, снаряда, зависит от действую-

щих сил и т. н. начальных условий, т. е. от положений и скоростей точек системы в момент начала движения. Зная действующие силы и начальные условия, можно теоретически рассчитать, как будет двигаться система; это движение наз. невозмущённым. Но поскольку все измерения производятся с той или иной степенью точности, то на практике истинные значения начальных условий обычно несколько отличаются от расчётных. Кроме того, механич. система может во время движения подвергнуться незначит. случайным воздействиям, не учтённым при расчёте, что тоже эквивалентно изменению начальных условий. Возникающие по разным причинам отклонения начальных условий от их расчётных значений наз. начальными возмущениями, а движение, к-рое система совершает при наличии этих возмущений,— возмущённым движением.

Если при достаточно малых начальных возмущениях к.-н. из хар-к движения во всё последующее время мало отличается от своего значения в невозмущённом движении, то движение системы по отношению к этой хар-ке наз. устойчивым. Если же при сколь угодно малых, но не равных нулю начальных возмущениях данная хар-ка со временем будет всё более и более отличаться от своего значения в невозмущённом движении, то движение системы по отношению к этой хар-ке наз. неустойчивым. Эти определения соответствуют определению У. д. по А. М. Ляпунову. Условия, при к-рых движение механич. системы явл. устойчивым, наз. критериями устойчивости.

В качестве примера рассмотрим *гироскоп* (волчок), ось к-рого вертикальна и к-рый вращается вокруг этой оси с угл. скоростью ω (рис.). Теоретически ось гироскопа должна оставаться вертикальной при любом значении ω, но фактически, когда ω меньше нек-рой величины $\omega_{кр}$, ось при любом малом возмущении (толчке) будет всё более отклоняться от вертикали. Если же $\omega>\omega_{кр}$, то малые возмущения практически направление оси не изменят. Следовательно, при $\omega<\omega_{кр}$ гироскоп по отношению к направлению его оси неустойчив, а при $\omega>\omega_{кр}$ устойчив. Последнее неравенство и явл. критерием устойчивости, при этом $\omega_{кр}=2\sqrt{PaI_x/I_y}$, где P — вес гироскопа, a — расстояние от точки опоры O до центра тяжести C, I_x и I_y — моменты инерции гироскопа относительно осей x и y соответственно.



Теория У. д. имеет важное практич. значение для мн. областей техники, т. к. У. д. должны обладать различного рода двигатели, автомобили, самолёты, ракеты, гироскопич. приборы, системы автоматич. регулирования и др. В небесной механике проблема У. д. возникает при изучении вопроса о длительности сохранения структуры солнечной системы, двойных звёзд и др.

● Ляпунов А. М., Общая задача об устойчивости движения, М.— Л., 1950; Четаев Н. Г., Устойчивость движения, 3 изд., М., 1965; Дубошин Г. Н., Основы теории устойчивости движения, М., 1952; Красовский Н. Н., Некоторые задачи теории устойчивости движения, М., 1959; Малкин И. Г., Теория устойчивости движения, 2 изд., М., 1966; Меркин Д. Р., Введение в теорию устойчивости движения, 2 изд., М., 1976.

С. М. Targ.

УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСИЯ. Равновесие механич. системы устойчиво, если при малом возмущении (смещении, толчке) точки системы во всё последующее время мало отклоняются от равновесных положений; в противном случае равновесие неустойчиво. Обычно при малых возмущениях точки системы, находящейся в положении устойчивого равновесия, совершают около их равновесных положений малые колебания, к-рые вследствие сопротивлений со временем затухают, и равновесие восстанавливается. Более строго У. р. определяется и исследуется так же, как и *устойчивость движения*. В случае механич. *консервативной системы* достаточное условие У. р. даётся теоремой Лагранжа — Дирихле, согласно к-рой равновесие устойчиво, если в положении равновесия потенц. энергия системы минимальна. См. также *Устойчивость упругих систем*.

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ, устойчивость термодинамич. равновесия системы относительно малых вариаций её термодинамич. параметров (объёма, давления, темп-ры и др.). В общем случае состояние равновесия характеризуется макс. значением *энтропии* и минимумом *потенциала термодинамического*, соответствующего независимым в условиях опыта переменным. Напр., при независимых переменных энтропии S, объёме V и числе молей N компонентов для термодинамич. равновесия системы необходимо, чтобы была минимальна её *внутренняя энергия* U. Отсюда $\delta U=0$ при малых вариациях переменных и постоянстве S, V, N и как условие равновесия — постоянство темп-ры и давления для всех фаз, а также равенство значений *химического потенциала* для каждого из компонентов в сосуществующих фазах. Выполнение этих условий не явл. достаточным для У. т. системы. Из требования минимума U вытекает ещё одно условие: $\delta^2U>0$ — положит. значение второй вариации U. Оно приводит к ряду термодинамич. неравенств, к-рые явл. условиями термодинамич. устойчивости. Напр., одно из них состоит в положит. значении теплоёмкости системы при пост. объёме, а другое — в убывании давления с ростом объёма при пост. темп-ре.

В общем случае условие У. т. можно сформулировать в виде след. принципа: внеш. воздействие, выводящее систему из состояния равновесия, стимулирует в нём процессы, стремящиеся ослабить результаты этого воздействия (см. *Ле Шателье — Брауна принцип*). Полная теория У. т. как для гомогенных, так и для гетерогенных систем была разработана в кон. 19 в. амер. физиком Дж. У. Гиббсом.

Св-вом У. т. может в определённой степени обладать и метастабильное равновесие, к-рому хотя и соответствует минимум внутр. энергии или др. термодинамич. потенциала, но этот минимум лежит выше осн. минимума, определяющего наиб. устойчивое состояние (см. *Метастабильное состояние*).

● См. лит. при ст. *Термодинамика*.

Д. П. Зубарев.

УСТОЙЧИВОСТЬ УПРУГИХ СИСТЕМ, свойство упругих систем возвращаться к состоянию равновесия после малых отклонений их из этого состояния. Понятие У. у. с. тесно связано с общим понятием устойчивости движения или равновесия. Устойчивость явл. необходимым условием для любой инженерной конструкции. Потеря устойчивости может стать причиной разрушения как отд. элемента конструкции, так и сооружения в целом. Потеря устойчивости при определ. видах нагружения характерна для разл. элементов, входящих в состав конструкции,— стержней (продольный изгиб), пластинок и оболочек (выпучивание).

Физ. признаком устойчивости или неустойчивости формы равновесия служит поведение нагруженной упругой системы при её отклонении от рассматриваемого положения равновесия на нек-рую малую величину. Если система, отклонённая от положения равновесия, возвращается в первонач. положение после устранения причины, вызвавшей отклонение, то равновесие устойчиво. Если отклонение не исчезает, а продолжает расти, то равновесие неустойчиво. Нагрузка, при к-рой устойчивое равновесие переходит в неустойчивое, наз. критической нагрузкой, а состояние системы — критическим состоянием. Установление критич. состояний и составляет осн. предмет теории У. у. с.

Для прямого стержня, сжатого вдоль оси силой P, значение критич. силы $P_{кр}$ определяется ф-лой Эйлера: $P_{кр}=\pi^2EI/(\mu l)^2$, где E — модуль упругости материала, I — момент инерции поперечного сечения, l — длина стержня, μ — коэфф., зависящий от условий закрепления концов. В случае двух шарнирных опор, одна из кото-

рых неподвижна, а вторая подвижна, $\mu=1$.

Для прямоугольной пластинки, сжатой в одном направлении, критич. напряжение равно: $\sigma_{кр}=K\pi^2D/b^2h$, где $D=Eh^3/12(1-\nu)^2$ — т. н. цилиндрич. жёсткость, b и h — ширина и толщина пластинки, ν — коэфф. Пуассона материала, K — коэфф., зависящий от условий закрепления краёв и от отношения между размерами пластинки.

В случае круговой цилиндрич. оболочки, сжатой вдоль оси, можно установить т. н. верхнее критич. напряжение $\sigma_{кр\,в}=[1/\sqrt{3(1-\nu^2)}]E(h/R)$; h и R — толщина и радиус кривизны срединной поверхности *оболочки*. Несколько иную структуру имеют ф-лы для верх. критич. напряжения при действии поперечного давления или скручивающих пар. Потеря устойчивости реальных оболочек во мн. случаях происходит при меньшей нагрузке вследствие значит. влияния разл. факторов, особенно начальных неправильностей формы.

Для сложных конструкций точное решение задачи У. у. с. затруднено, поэтому прибегают к разл. приближённым методам. Для мн. из них используются энергетич. критерием устойчивости, в к-ром рассматривается хар-р изменения потенц. энергии П системы при малом отклонении её от положения равновесия (для устойчивого равновесия $\Pi=\min$). При рассмотрении неконсервативных систем, напр. стержня, сжатого силой, наклон к-рой меняется в процессе выпучивания (следящая сила), применяется динамич. критерий, заключающийся в определении малых колебаний нагруженной системы.

Важное значение имеет исследование т. н. закритич. поведения упругих систем. Оно требует решения нелинейных краевых задач. Для стержня закритич. деформация оказывается возможной лишь при его очень большой гибкости. Напротив, для тонких пластинок вполне возможны значит. прогибы в закритич. стадии — при условии, что края пластинки подкреплены жёсткими стержнями (стрингерами). Для оболочек закритич. деформация связана обычно с прощёлкиванием и потерей несущей способности конструкции.

Приведённые выше данные относятся к случаю, когда потеря У. у. с. имеет место в пределах упругости материала. Для исследования У. у. с. за пределами упругости пользуются *пластичности теорией*. Если нагрузка, приводящая к потере устойчивости, динамическая, необходимо учитывать силы инерции элементов конструкции, отвечающие характерным перемещениям. При ударных нагрузках исследуются волн. процессы передачи усилий в конструкции. Если материал конструкции находится в состоянии ползучести, для определения критич. параметров пользуются соотношениями теории ползучести.

● Болотин В. В., Динамическая устойчивость упругих систем, М., 1956; его же, Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости, М., 1961; Вольмир А. С., Устойчивость деформируемых систем, 2 изд., М., 1967; Тимошенко С. П., Устойчивость стержней, пластин и оболочек, М., 1971; Вольмир А. С., Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи аэроупругости, М., 1976; его же, Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи гидроупругости, М., 1979.

А. С. Вольмир.

Ф

ФАЗ ПРАВИЛО, см. *Гиббса правило фаз.*

ФАЗА в термодинамике, термодинамически равновесное состояние в-ва, отличающееся по физ. св-вам от др. возможных равновесных состояний (др. фаз) того же в-ва (см. *Равновесие термодинамическое*). Иногда неравновесное *метастабильное состояние* в-ва также наз. фазой (метастабильной). Переход в-ва из одной Ф. в другую — *фазовый переход* — связан с качеств. изменениями св-в в-ва. Напр., газовое, жидкое и крист. состояния (Ф.) в-ва различаются хар-ром движения структурных ч-ц (атомов, молекул) и наличием или отсутствием упорядоченной структуры (см. *Агрегатные состояния*). Различные крист. Ф. могут отличаться друг от друга типом крист. структуры, электропроводностью, электрич. и магн. св-вами, наличием или отсутствием сверхпроводимости и т. д. Жидкие Ф. отличаются друг от друга концентрацией компонентов, наличием или отсутствием сверхтекучести, анизотропией упругих и электрич. св-в (у *жидких кристаллов*) и т. д. В тв. сплавах Ф. крист. структуры могут отличаться плотностью, модулями упругости, темп-рой плавления и др. свойствами.

В большинстве случаев Ф. пространственно однородны, однако известен ряд исключений: смешанное состояние проводников 2-го рода (см. *Сверхпроводимость*), ферромагнетики в слабых магн. полях (см. *Домены*) и др.

● См. лит. при ст. *Термодинамика.*

ФАЗА КОЛЕБАНИЙ, периодически изменяющийся аргумент ф-ции, описывающей колебат. или волн. процесс. В гармонич. колебании

$$u(x,\ t)=A\cos(\omega t+\varphi_0),$$

где $\omega t+\varphi_0=\varphi$ — Ф. к., A — амплитуда, ω — круговая частота, t — время, φ_0 — начальная (фиксированная) Ф. к. (в момент времени $t=0$, $\varphi=\varphi_0$). В случае бегущей волны $\varphi_0=kx+\varphi_0$, где k — волн. число. Ф. к. определяется с точностью до произвольного слагаемого, кратного 2π. Термин «Ф. к.», строго говоря, относится только к периодич. колебаниям, но его применяют также и к др. процессам. В случае квазипериодич. волн. процесса выделение амплитуды и фазы возможно лишь при условии медленности изменений амплитуды в масштабе пространственного или временно́го периода колебаний, т. е. когда

$$\frac{1}{A}\frac{\partial A}{\partial t}\ll\frac{\partial\varphi}{\partial t}\sim\omega=\frac{2\pi}{T}\quad\text{или}$$

$$\frac{1}{A}\frac{\partial A}{\partial x}\ll\frac{\partial\varphi}{\partial x}\sim k=\frac{2\pi}{\lambda}$$

(где T — период колебания, λ — длина волны).

● См. лит. при ст. *Колебания, Волны.*

М. А. Миллер.

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА, см. *Диаграмма состояния.*

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ, вид *модуляции колебаний*, при к-ром передаваемый сигнал управляет фазой несущего ВЧ колебания. Если модулирующий сигнал синусоидальный, то спектр и форма сигналов в случае Ф. м. и *частотной модуляции* совпадают. Различия обнаруживаются при более сложных формах модулирующего сигнала. Ф. м. применяется гл. обр. как промежуточное преобразование в частотную модуляцию с высокой стабильностью несущей частоты.

ФАЗОВАЯ РЕЛЬЕФОГРАФИЯ, способ записи и воспроизведения оптич. информации, получивший распространение в телевидении. Носителями информации в Ф. р. служат прозрачные (за редкими исключениями) масляные, термопластич. или гелеобразные тонкие слои. Такой запоминающий слой входит в состав многослойной (обычно двух- или трёхслойной) структуры. В двухслойной структуре запоминающий слой представляет собой дисперсную систему, состоящую из фотополупроводникового материала (см. *Фотопроводимость*) и полимерного связующего, к-рый наносится на тонкий слой электропроводящего материала. В трёхслойной структуре диэлектрич. запоминающий слой наносится на слой фотополупроводника, а свою очередь граничащего с проводящим слоем. Все эти слои чаще всего прозрачны: запись информации и её воспроизведение осуществляются на просвет; хотя существуют структуры, в к-рых свет отражается либо от зеркального проводника-подложки, либо от непрозрачной поверхности запоминающего фотопо-

лупроводникового слоя. Равномерно заряженная запоминающая поверхность и заземлённый проводник-подложка явл. своеобразным конденсатором.

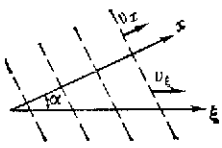
При записи оптич. информации в двухслойной структуре воздействие светового сигнала приводит к стеканию части поверхностного заряда на подложку (тем большему, чем больше освещённость данного микроучастка поверхности); в трёхслойной структуре, напротив, заряд противоположного знака переходит с подложки на граничащую с запоминающим слоем поверхность фотополупроводника. В обоих типах структур электростатич. силы притяжения разноимённых зарядов деформируют поверхность мягкого запоминающего слоя (либо сразу, либо после его нагревания — т. н. *тепловое проявление*), образуя рельеф, в к-ром распределение глубины соответствует распределению потока излучения по поверхности, т. е. в получаемом рельефе кодируется оптич. информация. При считывании записанной информации различия толщины рельефа вызывают разл. изменения *фазы* считывающей световой волны. Фазовые различия не воспринимаются глазом или др. *приёмниками оптического излучения*. Поэтому их преобразуют в изменения амплитуды световой волны (т. е. интенсивности считывающего пучка), к-рые регистрируются приёмниками излучения (включая и глаз). Такое преобразование осуществляют гл. обр. *теневым методом*, но в принципе его можно сделать по аналогии с методом *фазового контраста* в микроскопии [см. *Микроскоп*, раздел Методы наблюдения (микроскопия)].

Структуры, применяемые в Ф. р., можно использовать многократно: запись после считывания «стирается» тепловой обработкой. Гл. достоинство Ф. р.— возможность считывания информации в реальном масштабе времени, т. е. сразу после записи, что позволяет применять Ф. р. для практически мгновенной передачи и преобразования изображений (напр., в телевидении). Высокая разрешающая способность и быстрое действие, характеризующие метод Ф. р., делают его перспективным для *голографии*, для использования в ЭВМ (в оперативной памяти, при вводе и выводе информации), для разл. видов оптич. обработки изображений.

● Гуцо Ю. П., Фазовая рельефография, М., 1974.

А. Л. Картужанский.

ФА́ЗОВАЯ СКО́РОСТЬ, скорость перемещения фазы волны в определ. направлении. В случае монохроматич. плоской волны вида $u(x, t)=A\cos\varphi=A\cos(\omega t-kx)$ (где A — амплитуда, φ — фаза, ω — круговая частота, k — волн. число, t — время, x — расстояние, отсчитываемое в направлении распространения) фазовые фронты или плоскости пост. фазы $\varphi=\text{const}$ перемещаются в пр-ве вдоль x с Ф. с. $v_\varphi=v_x=\omega'k$ (рис.). Однако в любом ином направлении ξ, составляющем с x угол α ($\xi=x\cos\alpha$), скорость перемещения фазы превышает v_x, поскольку $v_\xi=v_x/\cos\alpha$. Т. о., в отличие от *волнового вектора* k, Ф. с. не явл. векторной величиной в обычном смысле и может даже произвольно превышать скорость распространения света c. Волны с $v_\varphi>c$ наз. быстрыми, а с $v_\varphi<c$ — медленными. Различаются также прямые волны, фазовые и групповые скорости в к-рых направлены в одну сторону, и обратные волны, в к-рых эти скорости направлены противоположно друг другу.



Зависимость Ф. с. от частоты ω определяет *дисперсию волн*, что приводит к искажению формы передаваемого сигнала конечной длительности, за исключением нек-рых особых случаев, когда эти искажения компенсируются нелинейными эффектами (см. *Солитон*).

● См. лит. при ст. *Волны, Групповая скорость.*

М. А. Миллер.

ФА́ЗОВОЕ ПРОСТРА́НСТВО, геометрический образ, представленный множеством всевозможных состояний физ. системы, наделённых естеств. понятием близости.

Состояние системы в нек-рый момент времени изображается в виде точки в этом пр-ве. Так, напр., состояние груза, вертикально подвешенного на пружине, определяется растяжением пружины s и скоростью груза v. Множество его состояний, представленных в виде точек с координатами s и v, образуют плоскость, к-рая и явл. двухмерным Ф. п. рассматриваемой системы. При этом близким состояниям груза на пружине отвечают близкие точки фазовой плоскости, и наоборот. Ф. п. физ. маятника, состояния к-рого определяются углом φ и угл. скоростью $\dot\varphi$, явл. двухмерным (поверхностью цилиндра). Более сложные физ. системы могут иметь многомерные и бесконечномерные Ф. п. Бесконечномерное Ф. п. имеют распределённые физ. системы, такие, как струна, мембрана, упругая среда, эл.-магн. поле и т. д.

При изменении состояния системы точка, изображающая это состояние в Ф. п., описывает нек-рую кривую, наз. *фазовой траекторией*. Через каждую точку Ф. п. проходит, вообще говоря, одна, и только одна, фазовая траектория, поэтому Ф. п. разбивается на непересекающиеся фазовые траектории, соответствующие всевозможным состояниям системы. Этот геом. образ — Ф. п., заполненное непересекающимися фазовыми траекториями, наз. *фазовым портретом* системы. Его можно трактовать как изображение течения нек-рой воображаемой фазовой жидкости, отдельные ч-цы к-рой движутся по фазовым траекториям.

Представлением о Ф. п. широко пользуются в *статистической физике* и *колебаний и волн теории*. Для статистич. физики важнейшим является св-во сохранения *фазового объёма* при течении фазовой жидкости, её несжимаемость, имеющая место для консервативных систем; для теории колебаний — фазовая трактовка отд. движений, их св-в и зависимости от параметров. Так, состояние равновесия изображается фазовой траекторией, состоящей из одной точки. Периодич. движение изображается замкнутой фазовой траекторией, обегаемой фазовой точкой за время, равное периоду изменения состояния физ. системы. Св-ву устойчивости состояния равновесия или периодич. движения физ. системы соответствует определённая картина поведения фазовых траекторий, близких к изображающим эти движения фазовым траекториям: близкие фазовые траектории при $t\to+\infty$ от них не удаляются.

Матем. изучение фазовых портретов, как геом. изображения всех решений дифференц. ур-ний, описывающих состояние физ. системы, было начато в 19 в. А. Пуанкаре. Многие физ. колебательные явления — *автоколебания*, мягкий и жёсткий режимы возбуждения колебаний, захватывание, затягивание и синхронизация, удвоение периода и модуляция автоколебаний — получили адекватное матем. описание на фазовых портретах. Соответствующая матем. дисциплина наз. качественной теорией дифференц. ур-ний (или более общо — теорией динамич. систем).

● Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1959; Неймарк Ю. И., Метод точечных отображений в теории нелинейных колебаний, М., 1972, гл. 2; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, М., 1974.

Ю. И. Неймарк.

ФА́ЗОВОЕ ПРОСТРА́НСТВО в статистической физике, многомерное пространство, осями которого служат все *обобщённые координаты* q_i и импульсы p_i ($i=1, 2, \ldots, N$) механич. системы с N степенями свободы. Т. о., Ф. п. имеет размерность $2N$. Состояние системы изображается в Ф. п. точкой с координатами $q_1, p_1, \ldots, q_N, p_N$, а изменение состояния системы во времени — движением точки вдоль линии, наз. фазовой траекторией. Точки, соответствующие определённому значению энергии $\mathcal{E}$ системы, образуют в Ф. п. $(2N-1)$-мерную поверхность, делящую пр-во на две части — более высоких и более низких значений энергии. Поверхности разл. значений энергии не пересекаются. Траектории замкнутой системы (с пост. $\mathcal{E}$) лежат на этих поверхностях. В принципе траектория может быть рассчитана на основе законов механики, это возможно и практически, если число ч-ц не слишком велико. Для стати-

стич. описания состояния системы из многих ч-ц вводится понятие *фазового объёма* (элемента объёма Ф. п.) и ф-ции распределения системы — вероятности пребывания точки, изображающей состояние системы, в любом элементе фазового объёма. Понятие Ф. п.— основное для классич. статистич. механики, изучающей ф-ции распределения системы многих ч-ц.

Д. Н. Зубарев.

ФА́ЗОВОЕ РАВНОВЕ́СИЕ, одновременное существование термодинамически равновесных *фаз* в многофазной системе: жидкости со своим насыщенным паром, воды и льда при темп-ре плавления, двух несмешивающихся жидкостей (смесь воды с триэтиламином), отличающихся концентрациями. В равновесии могут находиться (в отсутствие внеш. магн. поля) две фазы *ферромагнетика* с одинаковой осью намагничивания, но разл. направлением намагниченности; нормальная и сверхпроводящая фазы металла во внеш. магн. поле и т. д.

При переходе в условиях равновесия ч-цы из одной фазы в другую энергия системы не меняется (т. е. *химические потенциалы* каждого компонента в разл. фазах одинаковы). Отсюда следует *Гиббса правило фаз*: в в-ве, состоящем из k компонентов, одновременно может существовать не более чем $k+2$ равновесных фаз. Число термодинамич. степеней свободы, т. е. физ. параметров системы, к-рые можно изменять, не нарушая условий Ф. р., равно $k+2-\varphi$, где φ — число фаз, находящихся в равновесии. Напр., три фазы двухкомпонентной системы могут находиться в равновесии при разных темп-рах, но давление и концентрации компонентов полностью определяются заданной темп-рой.

Изменение темп-ры *фазового перехода* (кипения, плавления и др.) при бесконечно малом изменении давления определяется *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Графики, изображающие зависимость одних термодинамич. переменных от других в условиях Ф. р. наз. линиями (поверхностями) равновесия, а их совокупность — *диаграммами состояния*. Линия Ф. р. может либо пересечься с др. линией равновесия (*тройная точка*), либо кончиться *критической точкой*.

В тв. телах из-за медленности процессов диффузии, приводящих к термодинамич. равновесию, возникают неравновесные фазы, к-рые могут существовать наряду с равновесными. В этом случае правило фаз может не выполняться. Правило фаз не выполняется и в критич. точке, где фазы не отличаются друг от друга.

В массивных образцах в отсутствие дальнодействующих сил между ч-цами число границ между равновесными фазами минимально. Напр., в случае двухфазного равновесия имеется лишь одна поверхность раздела фаз. Если же в одной из фаз существует дальнодействующее поле (электрич. или магнитное), выходящее из в-ва, то энергетически более выгодны равновесные состояния с большим числом периодически расположенных фазовых границ (*домены* ферромагнитные и сегнетоэлектрические, промежуточное состояние сверхпроводников) и таким расположением фаз, чтобы дальнодействующее поле не выходило из тела. Форма границы раздела фаз определяется условием минимальности *поверхностной энергии*. Так, в двухкомпонентной смеси при условии равенства плотностей фаз граница раздела имеет сферич. форму. Огранка *кристаллов* определяется теми плоскостями, поверхностная энергия к-рых минимальна.

● Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М., Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, 2 изд., М., 1969; Френкель Я. И., Статистическая физика, М.— Л., 1948.

В. Л. Покровский.

ФА́ЗОВЫЙ КОНТРА́СТ, метод получения изображений микроскопич. объектов, основанный на регистрации различий в сдвигах *фазы* разных участков световой волны при её прохождении через эти объекты. Применяется в тех случаях, когда *поглощательная способность* и показатель преломления разл. элементов рассматриваемой структуры настолько близки, что при обычных методах наблюдения и получения изображений по поглощению и рассеянию эти элементы оказываются неразличимыми. Вместе с тем сдвиги фаз, вносимые такими элементами, могут заметно отличаться, образуя «фазовый рельеф» у проходящей световой волны. Для визуализации или регистрации с помощью фотоприёмников фазовый рельеф сначала преобразуется вспомогат. оптич. устройствами в изменение интенсивностей (амплитуд) разл. участков световой волны, т. н. «амплитудный рельеф».

Метод Ф. к. разработан голл. физиком Ф. Цернике в 1935. Подробнее см. в ст. *Микроскоп*, раздел Методы наблюдения (микроскопия), а также лит. при этой статье.

ФА́ЗОВЫЙ ОБЪЁМ, объём в *фазовом пространстве*. Для механич. системы с N степенями свободы элементарный Ф. о. равен: $dpdq=dp_1dq_1\ \dots\ dp_Ndq_N$, где $q_1, \dots, q_N$ — *обобщённые координаты*, а $p_1, \dots, p_N$ — *обобщённые импульсы* системы. Ф. о. конечной фазовой области G равен $2N$-мерному интегралу $\int_G dpdq$. Если система описывается ур-ниями Гамильтона (см. *Канонические уравнения механики*), то при движении ч-ц Ф. о. остаётся неизменным (*Лиувилля теорема*). Это позволяет ввести нормированные *функции распределения* в фазовом пространстве.

ФА́ЗОВЫЙ ПЕРЕХО́Д (фазовое превращение), в широком смысле — переход в-ва из одной *фазы* в другую при изменении внеш. условий — темп-ры, давления, магн. и электрич. полей и т. д.; в узком смысле — скачкообразное изменение физ. св-в при непрерывном изменении внеш. параметров. Различие двух трактовок термина «Ф. п.» видно из след. примера. Переход в-ва из газовой фазы в плазменную (см. *Плазма*) в узком смысле слова не явл. Ф. п., т. к. *ионизация* газа происходит постепенно, но в широком смысле — это Ф. п. В данной статье термин «Ф. п.» рассматривается в узком смысле.

Значение темп-ры, давления или к.-л. др. физ. величины, при к-ром происходит Ф. п., наз. т о ч к о й п е р е х о д а. Различают Ф. п. двух родов. При Ф. п. I р о д а скачком меняются такие термодинамич. хар-ки в-ва, как плотность, концентрация компонентов; в единице массы выделяется или поглощается вполне определённое кол-во теплоты, наз. *теплотой фазового перехода*. При Ф. п. II р о д а нек-рая физ. величина, равная нулю с одной стороны от точки перехода, постепенно растёт (от нуля) при удалении от точки перехода в другую сторону, при этом плотность изменяется непрерывно, теплота не выделяется и не поглощается.

Ф. п. I рода — широко распространённое в природе явление. К ним относятся: испарение и конденсация, плавление и затвердевание, сублимация и конденсация в тв. фазу, нек-рые структурные переходы в тв. телах, напр. образование мартенсита в сплаве железо—углерод. В чистых сверхпроводниках достаточно сильное магн. поле вызывает Ф. п. I рода из сверхпроводящего в норм. состояние (см. *Сверхпроводимость*).

При абс. нуле темп-ры и фиксиров. объёме термодинамически равновесной явл. фаза с наинизшим значением энергии. Ф. п. I рода в этом случае происходит при тех же значениях плотности и внеш. полей, при к-рых энергии двух разных фаз сравниваются. Если зафиксировать не объём тела V, а давление p, то в состоянии термодинамич. равновесия минимальной явл. *Гиббса энергия* G, а в точке перехода в фазовом равновесии находятся фазы с одинаковыми значениями G.

Мн. в-ва при малых давлениях кристаллизуются в неплотноупакованные структуры. Напр., крист. водород состоит из молекул, находящихся на сравнительно больших расстояниях друг от друга; структура графита представляет собой ряд далеко отстоящих слоёв атомов углерода. При достаточно высоких давлениях таким рыхлым структурам соответствуют бо́льшие значения энергии Гиббса. Меньшим значениям G в этих условиях отвечают равновесные плотноупакованные фазы. Поэтому при больших давлениях графит переходит в алмаз, а мол. крист. водород должен перейти в атомарный (металлический). *Кван-*

товые жидкости ^{3}He и ^{4}He при норм. давлении остаются жидкими вплоть до самых низких из достигнутых темп-р ($T\sim0{,}001$ К). Причина этого в слабом вз-ствии ч-ц и большой амплитуде их колебаний при темп-рах, близких к абс. нулю (т. н. нулевых колебаний; см. *Нулевая энергия*). Однако повышение давления (до ~20 атм при $T\approx0$ К) приводит к затвердеванию жидкого гелия.

Для Ф. п. I рода характерно существование области метастабильного равновесия вблизи кривой Ф. п. I рода (напр., жидкость можно нагреть до темп-ры выше точки кипения или переохладить ниже точки замерзания; см. *Метастабильное состояние*).

К **Ф. п. II рода** относятся: переход парамагнетик — ферромагнетик, сопровождаемый появлением макроскопич. магн. момента; переход парамагнетик — антиферромагнетик, сопровождаемый появлением антиферромагн. упорядочения; переход параэлектрик — сегнетоэлектрик с появлением самопроизвольной (спонтанной) поляризации в-ва; переход металлов и сплавов из норм. в сверхпроводящее состояние, переход ^{3}He и ^{4}He в сверхтекучее состояние и т. д.

Л. Д. Ландау предложил (1937) общую трактовку всех Ф. п. II рода как точек изменения симметрии: выше точки перехода система, как правило, обладает более высокой симметрией, чем ниже точки перехода. Напр., в магнетике выше точки перехода направления спиновых магн. моментов (см. *Спин*) ч-ц распределены хаотически, поэтому одноврем. вращение всех спинов вокруг одной и той же оси на одинаковой для всех спинов угол не меняет физ. св-ва системы. Ниже точки перехода спины имеют преимуществ. ориентацию, и одновременный их поворот в указанном выше смысле изменяет направление магн. момента системы. Др. пример: в двухкомпонентном сплаве, атомы к-рого A и B расположены в узлах простой кубической крист. решётки, неупорядоченное состояние характеризуется хаотич. распределением атомов A и B по узлам решётки, так что сдвиг решётки на один период не меняет её св-в. Ниже точки перехода атомы сплава располагаются упорядоченно: $...ABAB...$ Сдвиг такой решётки на период приводит к замене всех атомов A на B и наоборот. В результате установления порядка в расположении атомов симметрия решётки уменьшается, т. к. подрешётки становятся неэквивалентными.

Симметрия появляется и исчезает скачком, однако величина, характеризующая нарушение симметрии (параметр порядка), может изменяться непрерывно. При Ф. п. II рода параметр порядка равен нулю выше точки перехода и в самой точке перехода. Подобным образом ведёт себя, напр., намагниченность ферромагнетика, электрич. поляризация сегнетоэлектрика, плотность сверхтекучей компоненты в жидком ^{4}He, вероятность обнаружения атома A в соответствующем узле крист. решётки двухкомпонентного сплава и т. д.

Для Ф. п. II рода характерно отсутствие скачков плотности в-ва, концентрации компонентов, теплоты перехода. Но точно такая же картина наблюдается и в критич. точке на кривой Ф. п. I рода (см. *Критические явления*). Сходство оказывается очень глубоким. Ок. критич. точки состояние в-ва можно характеризовать величиной, играющей роль параметра порядка. Напр., в случае критич. точки на кривой равновесия жидкость—пар — это отклонение плотности от ср. значения. При движении по критич. *изохоре* со стороны высоких темп-р газ однороден, и отклонение плотности от среднего значения равно нулю. Ниже *критической температуры* в-во расслаивается на две фазы, в каждой из к-рых отклонение плотности от критической не равно нулю. Поскольку вблизи точки Ф. п. II рода фазы мало отличаются друг от друга, возможно образование зародышей большого размера одной фазы в другой фазе (*флуктуация*), точно так же, как вблизи критич. точки. С этим связаны многие критич. явления при Ф. п. II рода: бесконечный рост *магнитной восприимчивости* ферромагнетиков и *диэлектрической восприимчивости* сегнетоэлектриков (аналогом явл. рост сжимаемости вблизи критич. точки жидкость—пар), бесконечный рост теплоёмкости, аномальное рассеяние эл.-магн. волн [световых в системе жидкость—пар (см. *Опалесценция критическая*), рентгеновских в тв. телах], нейтронов в ферромагнетиках. Существенно меняются и динамич. явления, что связано с очень медленным рассасыванием образовавшихся флуктуаций. Напр., вблизи критич. точки жидкость—пар сужается линия рэлеевского рассеяния света, вблизи *Кюри точки* ферромагнетиков и *Нееля точки* антиферромагнетиков замедляется спиновая диффузия (происходящее по законам диффузии распространение избыточной намагниченности) и т. д. Ср. размер флуктуаций (радиус корреляций) R растёт по мере приближения к точке Ф. п. II рода и становится в этой точке бесконечно большим.

Совр. достижения теории Ф. п. II рода и критич. явлений основаны на гипотезе подобия. Предполагается, что если принять R за единицу измерения длины, а ср. величину параметра порядка в кубике с ребром R — за единицу измерения параметра порядка, то вся картина флуктуаций не будет зависеть ни от близости к точке перехода, ни от конкретного в-ва. Все термодинамич. величины, определяющие Ф. п. II рода, оказываются степенными функциями R. Показатели степеней наз. критическими размерностями (индексами). Они не зависят от конкретного в-ва и определяются лишь хар-ром параметра порядка. Напр., размерности в точке Кюри изотропного материала, параметром порядка к-рого явл. намагниченность, отличаются от размерностей в критич. точке жидкость—пар или в точке Кюри одноосного магнетика, где параметр порядка — скалярная величина.

Ок. точки перехода *уравнение состояния* имеет характерный вид закона *соответственных состояний*. Напр., вблизи критич. точки жидкость—пар отношение $\frac{\rho-\rho_к}{\rho_ж-\rho_г}$ зависит только от $\frac{p-p_к}{\rho_ж-\rho_г}\cdot K_T$. Здесь ρ — плотность, $\rho_к$ — критич. плотность, $\rho_ж$ — плотность жидкости, $\rho_г$ — плотность газа, p — давление, $p_к$ — критич. давление, K_T — изотермич. сжимаемость, причём вид зависимости при подходящем выборе масштаба один и тот же для всех жидкостей.

Достигнуты большие успехи в теор. вычислении критич. размерностей и ур-ний состояния в хорошем согласии с эксперим. данными. Приближённые значения критич. размерностей приведены в табл.:

КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Величина	$T-T_к^{1}$	Теплоёмкость	Восприимчивость [2]	Напряжённость магн. поля, H	Магн. момент, M	Ширина линии рэлеевского рассеяния
Размерность	$-3/2$	$3/16$	2	$-5/2$	$-1/2$	$-5/2$

[1] $T_к$ — критич. темп-ра. [2] Производная плотности по давлению, намагниченности по напряжённости магн. поля и др.

Дальнейшее развитие теории Ф. п. II рода связано с применением методов квант. теории поля, в особенности метода ренормализац. группы. Метод ренормгруппы состоит в последоват. суммировании по всевозможным флуктуациям с масштабами, меньшими нек-рого l, при фиксиров. флуктуациях с размерами, большими l. Изменяя затем масштабы измерения длин, возвращаемся к системе с первонач. линейными параметрами, но с несколько изменённой энергией. Такое преобразование энергии носит назв. преобразования ренормировки. Условие неизменности энергии при преобразовании ренормировки, когда масштаб l стремится к бесконечности, определяет критич. точку. Законы изменения энергии при малых отклонениях от критич. точки определяют критич.

индексы. Этот метод позволяет в принципе найти критич. индексы с любой требуемой точностью.

Деление Ф. п. на два рода несколько условно, т. к. бывают Ф. п. I рода с малыми скачками теплоёмкости и др. величин и малыми теплотами перехода при сильно развитых флуктуациях. Ф. п.— коллективное явление, происходящее при строго определённых значениях темп-ры и др. величин только в системе, имеющей в пределе сколь угодно большое число частиц.

● Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976 (Теоретическая физика, т. 5); Стенли Г., Фазовые переходы и критические явления, пер. с англ., М., 1973; Анисимов М. А., Исследования критических явлений в жидкостях, «УФН», 1974, т. 114, в. 2; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, М., 1975; Квантовая теория поля и физика фазовых переходов. Сб. статей, пер. с англ., М., 1975; Вильсон К., Когут Дж., Ренормализационная группа и ε-разложение, пер. с англ., М., 1975. *В. Л. Покровский.*

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХО́Д ДИЭЛЕ́КТРИК — МЕТА́ЛЛ, наблюдается в ряде тв., жидких и газообразных тел при изменении темп-ры, давления или состава; проявляется в изменении электропроводности σ и её температурной зависимости, оптич. и др. свойств. При Ф. п. д.— м. σ может изменяться как непрерывно, так и скачкообразно (*фазовый переход* I рода), причём скачок σ может достигать 10^{14} раз. Ф. п. д.— м. наблюдается, напр., при изменении темп-ры в Sn (переход белое — серое олово) в соединениях *переходных металлов* (V_2O_3, NiS, Fe_3O_4), в соединениях редкоземельных металлов (легированные SmS, EuO).

Во мн. тв. телах Ф. п. д.— м. происходит под давлением. Предполагается, что при достаточно высоких давлениях все в-ва должны металлизоваться; эта проблема важна для понимания состояния в-ва во внутр. слоях Земли.

Фазовый переход полупроводник — металл имеет место при плавлении нек-рых полупроводников (Ge, Si; см. *Жидкие полупроводники*, *Жидкие металлы*), а также в ряде неупорядоченных и аморфных систем (сильно легированные и *аморфные полупроводники*, жидкие и газообразные металлы, в частности вблизи критич. точки).

Ф. п. д.— м. вызывается разными факторами: пересечением энергетич. зон, перестройкой решётки, межэлектронными корреляциями (переход Мотта), локализацией эл-нов в неупорядоченных системах (переход Андерсона). Разл. факторы часто действуют совместно.

Ф. п. д.— м. позволяют глубже понять природу различий между *металлами* и *диэлектриками* или *полупроводниками*. Резкое изменение электрич. и оптич. св-в и возможность управлять ими используются в тиристорах, переключателях, устройствах для записи и хранения информации, приёмниках излучения, индикаторных устройствах и т. п. *Д. И. Хомский.*

ФАЗО́МЕТР, прибор для измерений разности фаз двух электрич. колебаний или коэфф. мощности при высоких значениях силы тока в электрич. цепях. Применяется в энергетике, электротехнике, радиотехнике, а как составная часть измерит. систем — в радионавигации, радиотелеметрии, при контроле размеров деталей и др.

Осн. часть простейших Ф.— *логометр*, рамки к-рого включены в электрич. схему, обеспечивающую пропорциональность отклонения подвижной части прибора углу сдвига фаз электрич. колебаний. Показания Ф. с электроизмерит. механизмом существенно зависят от частоты электрич. колебаний. Поэтому для измерений в широком диапазоне частот применяют электронные или цифровые Ф., действующие по принципу измерения времени между последоват. переходом амплитуд исследуемых электрич. колебаний через нулевое значение. Для измерений на высоких частотах применяют Ф., действующие на основе компенсац. метода измерений. Осн. часть таких Ф.— измерит. фазовращатель, на вход к-рого подаётся одно из двух электрич. колебаний. Плавно регулируя сдвиг фазы выходного сигнала фазовращателя относительно входного, производят отсчёт фазового угла по шкале Ф. в момент совпадения (или сдвига на 180°) фазы выходного сигнала с фазой второго электрич. колебания, о чём судят по индикатору нулевой разности фаз.

Ф. с электроизмерит. механизмом характеризуются следующими данными: верхний предел измерений от 90° до 360°, осн. погрешность в % от диапазона измерений до 0,2%, частота до 8 кГц. У электронных (в т. ч. цифровых) Ф. верхний предел измерений — от 25° до 360°, осн. погрешность измерений до 0,2%, частотный диапазон от 10^{-3} до 10^9 Гц, соотношение уровней сравниваемых электрич. колебаний до 1 : 1000. Технич. требования к Ф. стандартизованы в ГОСТе 22261—76 и ГОСТе 8039—60 (Ф. с электроизмерит. механизмом).

● Электрические измерения, М., 1972; Галахова О. П., Колтик Е. Д., Кравченко С. А., Основы фазометрии, Л., 1976. *В. П. Кузнецов.*

ФАЗО́Н, см. в ст. *Флуктуон.*

ФАЗОТРО́Н (синхроциклотрон), циклич. резонансный ускоритель тяжёлых заряж. ч-ц (протонов, ионов), в к-ром управляющее маги. поле постоянно во времени, а частота ускоряющего ВЧ электрич. поля меняется. Движение ч-ц в Ф. происходит по раскручивающейся спирали (как в циклотроне). См. *Ускорители.*

ФА́ЗЫ РАССЕ́ЯНИЯ, вещественные параметры, характеризующие упругое рассеяние ч-ц; см. *Рассеяние микрочастиц.*

ФА́КЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД, возникает при повышении тока и частоты (>10^6 Гц) в ВЧ *коронном разряде*. При давлениях $p \gtrsim 1$ атм Ф. р. имеет форму, близкую к форме пламени свечи. С понижением давления факел постепенно превращается в равномерное диффузное свечение. Как и коронный разряд, Ф. р. наиболее легко зажигается на электродах с большой кривизной — на остриях, тонких проволоках и т. п.

● См. лит. при ст. *Коронный разряд*, *Электрические разряды в газах.*

ФАРА́Д (Ф, F), единица СИ электрич. ёмкости, названа в честь англ. физика М. Фарадея (M. Faraday). 1Ф равен ёмкости конденсатора, между обкладками к-рого при заряде 1 Кл возникает электрич. напряжение 1 В. 1Ф=8,99·10^{11} см (ед. симметричной *СГС системы единиц* и СГСЭ)= =10^{-9} ед. СГСМ. Чаще применяются дольные единицы: микрофарад (мкФ, μF), равный 10^{-6} Ф, и пикофарад (пФ, pF), равный 10^{-12} Ф.

ФАРА́Д НА МЕТР (Ф/м, F/m), единица СИ абс. диэлектрич. проницаемости; 1Ф/м равен абс. диэлектрич. проницаемости среды, в к-рой при напряжённости электрич. поля 1В/м возникает электрическое смещение 1 Кл/м². Абс. диэлектрич. проницаемость вакуума (электрич. постоянная) $\varepsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi \cdot c^2} = 8{,}85419 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

ФАРАДЕ́Й (F), внесистемная единица кол-ва электричества, обычно применяется в электрохимии. Названа в честь М. Фарадея. 1Ф.=9,6485×$\times 10^4$ *кулонов.*

ФАРАДЕ́Я ЗАКО́Н электромагнитной индукции, см. *Электромагнитная индукция.*

ФАРАДЕ́Я ЗАКО́НЫ электролиза, см. *Электролиз.*

ФАРАДЕ́Я ПОСТОЯ́ННАЯ (Фарадея число), фундаментальная физическая константа, равная произведению *Авогадро постоянной* N_A на элем. электрич. заряд e (заряд эл-на):

$$F = N_A \cdot e = 96484{,}56(27)\ \text{Кл}\cdot\text{моль}^{-1}.$$

Ф. п. широко применяется в электрохимических расчётах. Названа в честь М. Фарадея, открывшего основные законы электролиза. Значение F определялось на основе измерений электрохим. эквивалента серебра.

ФАРАДЕ́Я ЭФФЕ́КТ, один из эффектов *магнитооптики*. Заключается во *вращении плоскости поляризации* линейно поляризов. света, распространяющегося в в-ве вдоль пост. магн. поля, в к-ром находится это в-во. Открыт М. Фарадеем в 1845 и явился первым доказательством прямой связи оптич. и эл.-магн. явлений.

Феноменологич. объяснение Ф. э. заключается в том, что в общем случае намагниченное в-во нельзя охарактеризовать одним показателем преломления n.

Под действием маги. поля показатели преломления (n_+ и n_-) для циркулярно право- и левополяризован-

ного света становятся различными. Вследствие этого при прохождении через среду (вдоль магн. поля) линейно поляризов. излучения его циркулярно лево- и правополяризованные составляющие распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от *оптической длины пути*. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного монохроматич. света с длиной волны λ, прошедшего в среде путь l, поворачивается на угол $\theta=\pi l(n_+-n_-)/\lambda$. В области не очень сильных магн. полей разность (n_+-n_-) линейно зависит от напряжённости магн. поля и в общем виде угол фарадеевского вращения описывается соотношением $\theta=VHl$, где константа пропорциональности V зависит от св-в в-ва, длины волны излучения и темп-ры и наз. *Верде постоянной*.

Ф. э. по своей природе тесно связан *с Зеемана эффектом*, обусловленным расщеплением уровней энергии атомов и молекул магн. полем. При продольном относительно магн. поля наблюдении спектр. компоненты зеемановского расщепления оказываются циркулярно поляризованными. Соответствующую циркулярную анизотропию обнаруживает и спектр. ход показателя преломления в области зеемановских переходов. Т. о., в наиболее простом виде Ф. э. явл. следствием зеемановского расщепления кривых дисперсии показателя преломления для двух циркулярных поляризаций.

В Ф. э. ярко проявляется специфич. характер вектора напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{H}$ — осевой вектор, «псевдовектор»). Знак угла поворота плоскости поляризации при Ф. э. (в отличие от случая естественной оптич. активности) не зависит от направления распространения света (по полю или против поля). Поэтому многократное прохождение света через среду, помещённую в магн. поле, приводит к возрастанию угла поворота плоскости поляризации в соответствующее число раз. Эта особенность Ф. э. нашла применение при конструировании т. н. невзаимных оптич. и радиомикроволновых устройств. Ф. э. широко используется в научных исследованиях.

В. С. Запасский.

ФАРАДМЕ́ТР, то же, что *ёмкости измеритель*.

ФАРВИТРО́Н, см. в ст. *Масс-спектрометр*.

ФАРЕНГЕ́ЙТА ШКАЛА́, *температурная шкала*, в к-рой температурный интервал между точками таяния льда и кипения воды (при норм. атм. давлении) разделён на 180 частей — градусов Фаренгейта (°F), причём точке таяния льда присвоено значение 32 °F, а точке кипения воды 212 °F. Ф. ш. предложена в 1724 нем. физиком Д. Г. Фаренгейтом (D. G. Fahrenheit), традиционно применяется в ряде стран (в частности, в США). Перевод темп-ры по Ф. ш. (t_Φ) в темп-ру по *Цельсия шкале* (t) осуществляется по ф-ле:

$$t=\frac{5}{9}\ (t_\Phi-32^\circ\mathrm{F}).$$

ФЕ́ЙНМАНА ДИАГРА́ММЫ, графич. метод представления решений нелинейных ур-ний квант. теории поля и теории тв. тела с помощью *возмущений теории*; предложен амер. физиком Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1949. Решения линейных ур-ний в этом методе изображаются линиями, соединяющими две точки и символизирующими распространение свободной частицы. С ними сопоставляются определённые ф-ции, зависящие от координат начальных и конечных точек. Каждый акт вз-ствия (нелинейное слагаемое в ур-нии) изображается вершиной, в к-рой встречаются лин. линий. Соответствующее вершине матем. выражение пропорц. параметру, характеризующему величину нелинейного слагаемого, — константе вз-ствия, или *константе связи*. Теория возмущений при этом сводится к последоват. учёту всё более сложных диаграмм, содержащих всё большее число вершин.

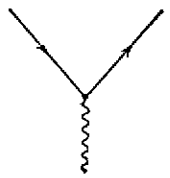


Рис. 1.

В *квантовой электродинамике*, напр., каждый акт вз-ствия изображается вершиной (рис. 1), к-рая в зависимости от направления времени обозначает либо испускание эл-ном (сплошная линия) фотона (волнистая линия), либо его поглощение, либо испускание или поглощение фотона позитроном (сплошная линия, направленная «вспять во времени»), либо рождение фотоном пары электрон-позитрон или её аннигиляцию в один фотон (в силу *теоремы CPT* поглощение ч-цы эквивалентно испусканию античастицы, поэтому каждому из этих процессов отвечает одно и то же матем. выражение, пропорц. безразмерному параметру $e/\sqrt{\hbar c}\approx\sqrt{1/137}$). Для реальных ч-ц каждый из этих процессов запрещён законами сохранения импульса и энергии, поэтому хотя бы одна из ч-ц должна быть *виртуальной частицей*. Амплитуда рассеяния двух эл-нов, напр., в первом приближении определяется диаграммой рис. 2, *а*, представляющей собой обмен виртуальным γ-квантом. След. приближение соответствует учёту *радиационных поправок*, обусловленных обменом двумя виртуальными γ-квантами (рис. 2, *б*, *в*), вз-ствием каждого из эл-нов со своим полем (рис. 2, *г*, *д*) и вз-ствием с виртуальной электрон-позитронной парой из-за *поляризации вакуума* (рис. 2, *е*). Каждая из диаграмм 2, *б*—*е* содержит две дополнит. вершины по сравнению с рис. 2, *а*, и поэтому соответствующие им амплитуды подавлены в $\hbar c/e^2\approx137$ раз. След. порядок содержит ещё одну дополнит. виртуальную фотонную линию и т. д. В нек-рых случаях выражение, определяющее Ф. д. (напр., рис. 2, *г*, *д*, *е*), оказывается бесконечно большим (расходящимся) и, чтобы выделить из него конечную часть, необходима процедура *перенормировки*.

Малая величина радиац. поправки — непременное условие применимости теории возмущений. Поэтому Ф. д. оказываются полезными не только в квант. электродинамике, но и в квант. теории тв. тела, теории *слабого взаимодействия* и даже в *квантовой хромодинамике* при описании процессов, происходящих на расстояниях, меньших размеров адрона, где *эффективный заряд* мал.

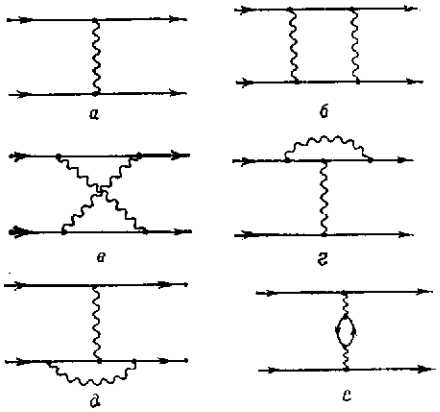


Рис. 2.

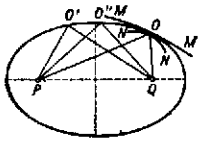
● Биленький С. М., Введение в диаграммную технику Фейнмана, М., 1971; Фейнман Р., Теория фундаментальных процессов, пер. с англ., М., 1978.

А. В. Ефремов.

ФЕМТО... (от дат. femten — пятнадцать), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *дольной единицы*, равной 10^{-15} от исходной. Сокращённые обозначения: ф, *f*. Пример: 1 фКл (фемтокулон) $=10^{-15}$ Кл.

ФЕРМА ПРИ́НЦИП, основной принцип *геометрической оптики*. Простейшая форма Ф. п.— утверждение, что луч света всегда распространяется в пр-не между двумя точками по тому пути, вдоль к-рого время его прохождения меньше, чем вдоль любого из др. путей, соединяющих эти точки. Время прохождения светом расстояния l в среде с показателем преломления n пропорц. оптической длине пути (ОДП) S. Для однородной среды $S=ln$, а для неоднородной $S=\int_l ndl$. Т. о., в этой форме Ф. п. есть принцип наименьшей ОДП. В первонач. формулировке франц. учёного П. Ферма (P. Fermat; ок. 1660) принцип имел смысл наиболее общего закона распространения света, из к-рого следовали все (к тому

времени уже известные) законы геом. оптики: для однородной среды он приводит к закону прямолинейности светового луча (в соответствии с положением о том, что прямая есть наименьшее расстояние между двумя точками), а для случая падения луча на границу раздела между средами с разными n из Ф. п. можно получить законы зеркального отражения света и преломления света. В более строгой формулировке Ф. п. представляет собой т. н. вариационный принцип, утверждающий, что реальный луч света распространяется от одной точки к другой по линии, вдоль к-рой время его прохождения э к с т р е м а л ь н о или о д и н а к о в о по сравнению с временами прохождения вдоль всех др. линий, соединяющих данные точки. Это означает, что ОДП луча может быть не только минимальной, но и максимальной, либо равной всем остальным возможным путям между двумя точками. Примеры миним. пути — упомянутые распространение света в однородной среде и прохождение им границы раздела двух сред с разными n. Все три случая (минимальности, максимальности и стационарности пути) можно проиллюстрировать, рассматривая отражение луча света от вогнутого зеркала (рис.). Если зеркало имеет форму эллипсоида вращения, а свет распространяется от одного его фокуса P к другому Q (причём путь без отражения невозможен), то ОДП луча $PO'+O'Q$ по св-вам эллипсоида равна всем остальным возможным, напр. $PO''+O''Q$; если на пути между теми же точками свет отражается от зеркала меньшей, чем у эллипсоида, кривизны (MM), реализуется миним. путь, если же большей (зеркало NN) — максимальный. Условие экстремальности ОДП сводится к требованию, чтобы была равна нулю вариация от интеграла $\delta\int_A^B ndl=0$, где A и B — точки, между к-рыми распространяется свет.



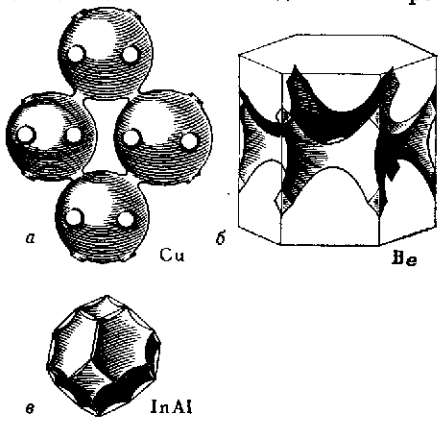
В *волновой оптике* Ф. п. представляет собой предельный случай *Гюйгенса — Френеля принципа* и применим, когда можно пренебречь *дифракцией света* (когда длина световой волны мала по сравнению с наименьшими характерными для задачи размерами): рассматривая лучи как нормали к в о л н о в ы м п о в е р х н о с т я м, легко показать, что при всяком распространении света ОДП будут иметь экстремальные значения. Во всех случаях, когда необходимо учитывать дифракцию, Ф. п. (как и геом. оптика вообще) перестаёт быть применим.

● F e r m a t P., Oeuvres, t. 1—5, P., 1891—1922; К р а у ф о р д Ф., Волны, пер. с англ., М., 1974 (Берклеевский курс физики, т. 3). См. также лит. при ст. *Геометрическая оптика*.

А. П. Гагарин.

ФЕ́РМИ, внесистемная ед. длины, равная 10^{-15} м; применяется в яд. физике. Названа в честь итал. физика Э. Ферми (E. Fermi).

ФЕ́РМИ ПОВЕ́РХНОСТЬ, изоэнергетич. поверхность в пространстве *квазиимпульсов* $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})=\mathcal{E}_F$, отделяющая область занятых электронных состояний металла от области, в к-рой при $T=0$К электронов нет. Электроны, имеющие энергию $\mathcal{E}_F$, расположены на Ф. п. Большинство свойств металлов определяют электроны на Ф. п. и в узкой области пространства квазиимпульсов вблизи неё. Это связано с высокой концентрацией электронов в металле, плотно заполняющих уровни в зоне проводимости (см. *Вырожденный газ, Зонная теория*). Каждый металл характеризуется своей Ф. п., формы поверхностей разнообразны (рис.). Для «газа свободных электронов» Ф. п.— сфера (см. *Ферми энергия*). Объём, ограниченный Ф. п. Ω_F (приходящийся на 1 *элементарную ячейку* в пространстве квазиимпульсов), определяется концентрацией n электронов проводимости в металле: $2\Omega_F/(2\pi\hbar)^3=n$. Размеры Ф. п. для хороших металлов $\sim\hbar/a$, где a — постоянная решётки, обычно $n\sim1/a^3$. У большинства металлов, кроме большой Ф. п., обнаружены малые полости. У *полуметаллов* и вырожденных полупроводников объём Ф. п. мал по сравнению с объёмом элементарной ячейки в пространстве квазиимпульсов.



Если занятые электронами состояния находятся внутри Ф. п., то она наз. электронной, если же внутри Ф. п. электронные состояния свободны, то такая поверхность наз. дырочной. Возможно одновременное существование Ф. п. обоих типов. Напр., у Bi Ф. п. состоит из 3 электронных и 1 дырочного эллипсоидов. В Ф. п. находит отражение *симметрия кристаллов*, в частности они периодичны с периодом $2\pi\hbar\boldsymbol{b}$, где $\boldsymbol{b}$ — вектор *обратной решётки*. Все Ф. п. обладают центром симметрии. Если Ф. п. непрерывно проходит через всё пространство квазиимпульсов, она наз. открытой. Если Ф. п. распадается на полости, каждая из к-рых помещается в одной элементарной ячейке пространства квазиимпульсов, она наз. замкнутой, напр. у Li, Au, Cu, Ag — открытые Ф. п., у K, Na, Rb, Cs — замкнутые. Иногда Ф. п. состоит из открытых и замкнутых полостей. Встречаются Ф. п. сложной топологии, к-рые одновременно являются и электронными и дырочными (напр., у графита). Скорости электронов, расположенных на Ф. п. (Фермиевская скорость): $v_F=10^8$ см/с, вектор $\boldsymbol{v}_F$ направлен по нормали к Ф. п.

Геом. характеристики Ф. п. (форма, кривизна, пл. сечений и т. п.) связаны с физ. свойствами металлов, что позволяет строить Ф. п. по эксперим. данным. Напр., *магнетосопротивление* металла зависит от того, открыта или замкнута Ф. п., а знак константы Холла (см. *Холла эффект*) зависит от того, электронная она или дырочная. Период осцилляций магн. момента (см. *Де Хааза — ван Альфена эффект*) определяется экстремальной (по проекции квазиимпульса на магн. поле) площадью сечения Ф. п. Поверхностный импеданс металлов в условиях аномального *скин-эффекта* зависит от ср. кривизны Ф. п. и др.

● К а г а н о в М. И., Ф и л а т о в А. П., Поверхность Ферми, М., 1969; К а г а н о в М. И., Электроны на поверхности Ферми, «Природа», 1981, № 8.

М. И. Каганов.

ФЕ́РМИ У́РОВЕНЬ, нек-рый условный уровень энергии системы *фермионов*, в частности электронов твёрдого тела, соответствующий Ферми энергии.

ФЕ́РМИ ЭНЕ́РГИЯ, значение энергии, ниже к-рой все состояния системы ч-ц, подчиняющихся *Ферми — Дирака статистике* (ф е р м и о н о в), при абс. нуле темп-ры заняты. Существование Ф. э.— следствие *Паули принципа*, согласно к-рому в одном состоянии не может находиться более одной ч-цы — фермиона.

Для идеального вырожденного газа фермионов Ф. э. совпадает со значением *химического потенциала* при $T=0$К и может быть выражена через число N ч-ц газа в единице объёма:

$$\mathcal{E}_F=[(2\pi\hbar)^2/2m]\,[3N/(2S+1)\,4\pi]^{2/3},$$

где m и S — масса и *спин* ч-цы. Величина $p_F=\sqrt{2m\mathcal{E}_F}=2\pi\hbar[3N(2S+1)\times4\pi]^{1/3}$ наз. ф е р м и - и м п у л ь с о м. При $T=0$К все состояния с импульсами $p<p_F$ заняты, а с $p>p_F$ свободны. Иными словами, при $T=0$К фермионы занимают в импульсном пространстве состояния внутри сферы $p^2=2m\mathcal{E}_F$ с радиусом p_F (ферми-сферы). Величина $v_F=p_F/m$, наз. ф е р м и - с к о р о с т ь ю (или граничной скоростью), определяет верхнюю границу скоростей фермионов при $T=0$К.

Газ электронов проводимости в *металлах* и в *вырожденных полупро-*

водниках при $T=0$К заполняет в импульсном пространстве поверхности более сложной формы (см. *Ферми поверхность*). В собств. *полупроводниках* хим. потенциал электронов при $T=0$К численно равен энергии середины запрещённой зоны. Его часто наз. Ф. э., хотя он не имеет смысла энергии Ферми. *Квазичастицы* ферми-жидкости (см. *Гелий жидкий*) при $T=0$К также заполняют в импульсном пространстве сферу радиуса p_F. Ферми-скорость в этом случае равна: $v_F=p_F/m^*$, где m^* — *эффективная масса* квазичастиц (отличие m^* от m вызвано взаимодействием ч-ц жидкости).

Понятие о Ф. э. используется в физике твёрдого тела, в ядерной физике, в астрофизике и т. д. Величина Ф. э. существенно зависит от физ. свойств системы. В металлах обычно $\mathcal{E}_F/k \sim 10^5$ К, в полупроводниках $\sim 10^2$ К, в ^{3}He ок. 1 К, а в звёздной материи может достигать миллионов К.

При отличной от нуля, но низкой по сравнению с Ф. э. темп-ре состояние системы фермионов отличается от основного тем, что существует небольшое число ч-ц в состояниях с энергией, большей Ф. э., и равное число свободных мест в состояниях с энергией, меньшей Ф. э. (дырки).

М. И. Каганов.

ФЕ́РМИ—БО́ЗЕ СИММЕ́ТРИЯ, то же, что *суперсимметрия*.

ФЕ́РМИ-ГАЗ (газ Ферми), газ из ч-ц с полуцелым (в ед. $\hbar$) *спином*, подчиняющийся *Ферми — Дирака статистике*. Ф.-г. из невзаимодействующих ч-ц наз. идеальным Ф.-г. К Ф.-г. относятся эл-ны в металлах и полупроводниках, эл-ны в атомах с большими ат. номерами, нуклоны в тяжёлых ат. ядрах, газы *квазичастиц* с полуцелым спином. При темп-ре $T=0$К идеальный Ф.-г. находится в осн. состоянии и его ч-цы заполняют все квант. состояния с энергией вплоть до нек-рой максимальной, зависящей от плотности газа и наз. энергией Ферми ($\mathcal{E}_F$), а состояния с энергией $\mathcal{E}>\mathcal{E}_F$ — свободны (полное квант. вырождение Ф.-г.). При $T\neq 0$ К ср. число заполнения квант. состояния идеального Ф.-г. описывается *Ферми — Дирака распределением*. Для неидеального Ф.-г. также существует граничная энергия Ферми, хотя его ч-цы не находятся в определённых квант. состояниях, как у идеального Ф.-г. В неидеальном Ф.-г. эл-нов в металле при очень низких темп-рах вследствие притяжения эл-нов с равными противоположно направленными импульсами и спинами возможно образование коррелированных пар эл-нов (*Купера эффект*) и переход металла в сверхпроводящее состояние.

Д. Н. Зубарев.

ФЕ́РМИ — ДИРА́КА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ, ф-ла, описывающая распределение по энергетич. уровням тождеств. ч-ц с полуцелым *спином* ($^1/_2, ^3/_2, \ldots$, в ед. $\hbar$) при условии, что вз-ствие слабо и им можно пренебречь, т. е. для идеального газа. В случае статистич. равновесия ср. число $\bar{n}_i$ таких ч-ц в состоянии с энергией $\mathcal{E}_i$ определяется Ф.—Д. р.:

$$\bar{n}_i = 1/(e^{(\mathcal{E}_i-\mu)/kT}+1),$$

где i — набор квант. чисел, характеризующих состояние ч-цы, μ — *химический потенциал*. При темп-ре абс. нуля все уровни энергии ниже некрой максимальной (*Ферми энергии*) заполнены, а состояния выше её — свободны.

Д. Н. Зубарев.

ФЕ́РМИ—ДИРА́КА СТАТИ́СТИКА, квант. статистика, применимая к системам тождеств. ч-ц с полуцелым (в ед. $\hbar$) *спином*. Ф. — Д. с. предложена итал. физиком Э. Ферми в 1926; в том же году англ. физик П. Дирак выяснил её квантовомеханич. смысл. В квант. механике состояние системы описывается *волновой функцией*, зависящей от координат и спинов всех её ч-ц. Для системы ч-ц, подчиняющихся Ф.— Д. с. (*фермионов*), волн. функция антисимметрична, т. е. меняет знак при перестановке любой пары тождеств. ч-ц (их координат и спинов). В 1940 швейц. физик В. Паули доказал, что тип статистики однозначно связан со спином ч-ц (в отличие от ч-ц с полуцелым спином совокупность ч-ц с целым спином подчиняется *Бозе — Эйнштейна статистике*). Согласно Ф.— Д. с., в каждом квант. состоянии может находиться не более одной ч-цы (*Паули принцип*). Для идеального газа фермионов (*ферми-газа*) в случае равновесия ср. число $\bar{n}_i$ ч-ц в состоянии с энергией $\mathcal{E}_i$ определяется ф-цией распределения Ферми — Дирака: $\bar{n}_i = 1/(e^{(\mathcal{E}_i-\mu)/kT}+1)$, где буквой i помечен набор квант. чисел, характеризующих состояние ч-цы; μ — *химический потенциал*. Ф.— Д. с. применима к ферми-газам и *ферми-жидкостям*.

Д. Н. Зубарев.

ФЕ́РМИ-ЖИДКОСТЬ, *квантовая жидкость*, в к-рой элементарные возбуждения (*квазичастицы*) обладают полуцелым (в ед. $\hbar$) спином (*фермионы*) и подчиняются *Ферми — Дирака статистике* (примеры: жидкий ^{3}He, эл-ны в металле). В отличие от *ферми-газа* функция взаимодействия квазичастиц в Ф.-ж. не равна нулю. При низких темп-рах Ф.-ж. может перейти в состояние *сверхтекучести*, к-рое в случае эл-нов в металле определяет его *сверхпроводимость*.

ФЕРМИО́Н (ферми-частица), ч-ца или элем. возбуждение квант. системы мн. ч-ц — *квазичастица*, обладающая полуцелым *спином* (в ед. $\hbar$). К Ф. относятся *кварки* (и состоящие из кварков барионы — протон, нейтрон, гипероны и др.) и *лептоны* (эл-н, мюон, τ-лептон, все виды нейтрино) с их античастицами, а также такие квазичастицы, как, напр., электронное и дырочное возбуждение в тв. теле. Связанные системы из нечётного числа Ф. (напр., атомные ядра с нечётным ат. номером, атомы с нечётной разностью ат. номера и числа эл-нов) тоже явл. Ф. Для Ф. справедлив *Паули принцип*; соответственно системы тождеств. Ф. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*.

ФЕ́РМИ-ЧАСТИ́ЦА, то же, что *фермион*.

ФЕРРИМАГНЕТИ́ЗМ, магнитоупорядоченное состояние в-ва, в к-ром магн. моменты атомных носителей магнетизма образуют неск. *подрешёток магнитных* с магн. моментами $\boldsymbol{M}_i$, направленными навстречу друг другу или имеющими более сложную пространств. ориентацию; отличная от нуля векторная сумма намагниченностей подрешёток определяет самопроизвольную намагниченность в-ва $\boldsymbol{J}_s$. Обычно подрешётки различаются тем, что содержат ионы иной валентности или ионы другого металла. Простейшая модель ферримагнитной упорядоченности в-ва показана на рис. 1. Ф. устанавливается при темп-рах

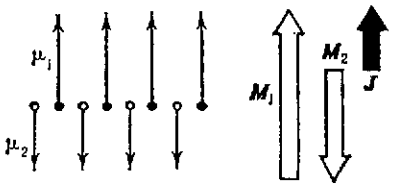


Рис. 1. Схематическое изображение ферримагнитного упорядочения линейной цепочки магн. ионов разных сортов с элементарными магн. моментами μ_1 и μ_2. $M_1=N\mu_1$ и $M_2=N\mu_2$ — магнитные моменты 1-й и 2-й подрешёток (N — число ионов данного сорта в единице объёма). Суммарная намагниченность $J=M_1-M_2$.

T ниже критич. темп-ры Кюри θ (см. *Кюри точка*). В-ва, в к-рых установился ферримагнитный порядок, наз. *ферримагнетиками*.

Ф. можно рассматривать как наиболее общий случай магн. упорядоченного состояния. С этой точки зрения *ферромагнетизм* есть частный случай Ф., когда в в-ве имеется только одна подрешётка, *антиферромагнетизм* — частный случай Ф., когда все подрешётки состоят из одинаковых магн. ионов и $J_s=0$. Термин «ферримагнетизм» был введён франц. физиком Л. Неелем (1948) и происходит от слова феррит — названия большого класса окислов переходных элементов, в к-рых это явление было впервые обнаружено. Часто термином Ф. называют совокупность физ. св-в в-в в указанном выше состоянии.

Магн. подрешётки ферримагнетиков образованы магн. моментами ионов элементов с незаполненной (d- или f-) электронной оболочкой, обладающей собств. магн. моментом. Между ионами разл. подрешёток существует отрицательное *обменное взаимодействие*, стремящееся установить их

магн. моменты антипараллельно. Как правило, это взаимодействие явл. косвенным обменным взаимодействием, при к-ром отсутствует прямое перекрытие *волновых функций* магн. ионов. Учёт перекрытия волновых функций диамагнитных анионов (F^-, O^{2-}, S^{2-}, Se^{2-}) с волновыми функциями магн. катионов переходных металлов (напр., Fe^{3+} или Mn^{2+}) приводит к возможности обменного взаимодействия через виртуальные, возбуждённые состояния. Простейшая схема такого взаимодействия показана на рис. 2. В основном состоянии (*а*) 2*p*-оболочка иона кислорода полностью заполнена и, несмотря на перекрытие волновых функций (*p*-орбиталей O^{2-} и *d*-орбиталей Fe^{3+}), обменное взаимодействие отсутствует. В возбуждённом состоянии (*б*) один из *p*-электронов кислорода переходит на 3*d*-оболочку иона железа. По правилу Хунда, перейти должен тот электрон, спин к-рого антипараллелен спинам электронов в наполовину заполненной оболочке иона Fe^{3+}. Оставшийся на 2*p*-оболочке электрон за счёт отрицательного обменного взаимодействия ориентирует спины электронов соседнего иона железа так, как показано на рис. 2. В результате возникает косвенное обменное антиферромагнитное взаимодействие между катионами железа. Изложенная схема относится лишь к одной из возможных моделей косвенного обмена. Существуют и др., более сложные модели. Интенсивность косвенного взаимодействия растёт с увеличением перекрытия электронных оболочек анионов и катионов, т. е. с усилением ковалентной связи. Т. к. ковалентные связи не явл. центрально симметричными, то и косвенное обменное взаимодействие достигает часто макс. значения, когда три взаимодействующих иона не находятся на одной прямой.

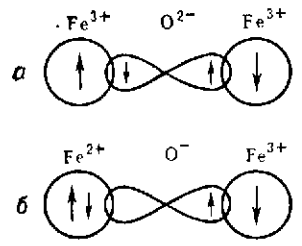


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая косвенное обменное взаимодействие в системе $Fe^{3+}—O^{2-}—Fe^{3+}$: *а* — основное состояние; *б* — возбуждённое состояние.

При высоких темп-рах, когда энергия теплового движения много больше обменной энергии, в-во обладает парамагн. св-вами (см. *Парамагнетизм*). Температурная зависимость *магнитной восприимчивости* парамагнетиков, в к-рых при низких темп-рах возникает Ф., обладает характерными особенностями, показанными на рис. 3. Величина, обратная восприимчивости, у таких в-в следует *Кюри — Вейса закону* с отрицат. константой $\theta = \Delta$ при высоких темп-рах, а при понижении темп-ры T эта величина круто спадает, стремясь к нулю при $T \to \theta$. В *Кюри точке* θ, когда энергия обменного взаимодействия становится равной энергии теплового движения в в-ве, возникает ферримагн. упорядоченность. В большинстве случаев переход в упорядоченное состояние является *фазовым переходом* II рода и сопровождается характерными аномалиями теплоёмкости, линейного расширения, гальваномагнитных и др. св-в.

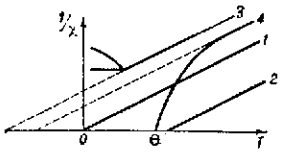


Рис. 3. Температурная зависимость величины, обратной магн. восприимчивости, $1/\chi$: *1* — парамагнетика с $\chi = C/T$; *2* — ферромагнетика с $\chi = C/(T-\theta)$; *3* — антиферромагнетика с $\chi = C/(T+\theta)$; *4* — ферримагнетика.

Возникающая ферримагн. упорядоченность атомных магн. моментов описывается определённой магн. структурой, т. е. разбиением кристалла на магн. подрешётки, величиной и направлением векторов намагниченностей подрешёток. Магн. структура может быть определена методами *нейтронографии*. Образование той или иной магн. структуры зависит от крист. структуры в-ва и соотношения величин обменных взаимодействий между разл. магн. ионами. Обменное взаимодействие определяет только ориентацию векторов намагниченности подрешёток друг относительно друга. Др. их параметр — ориентация относительно осей кристалла — определяется энергией *магнитной анизотропии*, к-рая на неск. порядков меньше обменной энергии.

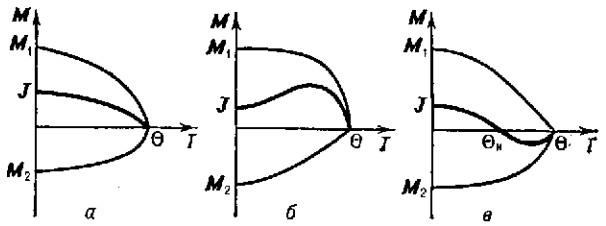


Рис. 4. Различные типы температурной зависимости намагниченности подрешёток (M_1 и M_2) и спонтанной намагниченности (J) для ферримагнетика с двумя магн. подрешётками.

Существование в ферримагнетике нескольких разл. подрешёток приводит к более сложной температурной зависимости спонтанной намагниченности J, чем в обычном ферромагнетике. Это связано с тем, что зависимости $J(T)$ для подрешёток могут различаться (рис. 4). В результате самопроизвольная намагниченность, являющаяся в простейшем случае разностью намагниченностей двух подрешёток, с ростом темп-ры от абс. нуля может: 1) убывать монотонно (рис. 4, *а*), как в обычном ферромагнетике; 2) возрастать при низких темп-рах и в дальнейшем проходить через максимум (рис. 4, *б*); 3) обращаться в нуль при нек-рой фиксированной темп-ре $\theta_к$. Темп-ру $\theta_к$ наз. точкой компенсации. При $T \gtrsim \theta_к$ самопроизвольная намагниченность отлична от нуля.

Впервые теоретич. описание св-в ферримагнетиков было дано Л. Неелем (1948) в рамках теории молекулярного поля. Оказалось, что теория молекулярного поля может объяснить гораздо больше св-в ферримагнетиков, чем металлич. ферромагнетиков (значение величины J_S при $T=0$, закон Кюри — Вейса при $T>0$ и др.). К ферримагнетикам применима также и теория *спиновых волн*. В согласии с этой теорией намагниченность многих ферримагнетиков при низких темп-рах следует закону Блоха: $J_S = J_{S0}(1-\alpha T^{3/2})$, где α — константа, J_{S0} — значение J_S при $T=0$. Магн. теплоёмкость ферримагнетиков растёт по закону $\sim T^{3/2}$.

Ферримагнетики в не очень сильных магн. полях (много меньше обменных) ведут себя так же, как ферромагнетики (см. *Ферромагнетизм*), т. к. такие магн. поля не изменяют магн. структуры. В отсутствие поля они разбиваются на домены, имеют характерную *намагничивания кривую* с насыщением и *гистерезисом*. В них наблюдается *магнитострикция*. В ферримагнетиках с неколлинеарными магн. структурами при доступных эксперименту значениях магн. поля насыщение обычно не наблюдается. Особыми магн. св-вами ферримагнетики обладают вблизи точки компенсации. В самой точке компенсации магн. св-ва ферримагнетика подобны св-вам антиферромагнетика. В магн. полях, бо́льших поля опрокидывания (для кубич. решётки ~ 1 кЭ), магн. моменты подрешёток устанавливаются перпендикулярно полю и намагничивание происходит путём скашивания подрешёток в направлении поля. В непосредственной окрестности $\theta_к$ поведение ферримагнетика оказывается более сложным. Но и здесь также слабые магн. поля вызывают взаимный скос и опрокидывание подрешёток. Вдали от точки компенсации такие изменения магн. структуры происходят в сильных (порядка обменных) полях.

Огромное большинство ферримагнетиков явл. диэлектриками или полупроводниками. С этим связаны воз-

можности их практич. применения в ВЧ- и СВЧ-устройствах, т. к. в них ничтожно малы потери на *вихревые токи* в переменных эл.-магн. полях даже очень высокой частоты (см. *Ферримагнетик* и *Ферриты*).

● Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965; Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; Смоленский Г. А., Леманов В. В., Ферриты и их техническое применение, Л., 1975. См. также лит. при ст. *Антиферромагнетизм*, *Ферромагнетизм*.

А. С. Боровик-Романов.

ФЕРРИМАГНЕ́ТИК, вещество, в к-ром при темп-ре ниже *Кюри точки* T_C существует ферримагн. упорядочение магн. моментов ионов (см. *Ферримагнетизм*). Значит. часть Ф.— это диэлектрич. или полупроводниковые ионные кристаллы, содержащие магн. ионы разл. элементов или одного элемента, но находящиеся в разных кристаллографич. позициях (в неэквивалентных узлах кристаллич. решётки). Среди них наиболее обширный класс хорошо изученных и широко используемых Ф. образуют ферриты (шпинели, гранаты и гексаферриты). О технич. использовании ферродиэлектриков см. в ст. *Ферриты*. Другую группу диэлектрич. Ф. образуют двойные фториды (типа $RbNiF_3$), в к-рых из шести магн. подрешёток намагниченность четырёх направлена в одну сторону, а намагниченность двух других — в противоположную. Двойные фториды прозрачны в видимой области спектра. К Ф. принадлежит также ряд сплавов и интерметаллич. соединений. В большинстве — это в-ва, содержащие атомы редкоземельных элементов (R) и элементов группы железа (Me). Их магн. структура состоит из двух магн. подрешёток: атомов Me и R соответственно. Интерметаллич. соединения типа RFe_2 обладают рекордной *магнитострикцией* ($\sim 10^{-3}$ в полях 10—15 кГс) и могут быть использованы в качестве *пьезоэлектрических преобразователей*. Др. тип редкоземельных интерметаллидов имеет ф-лу, близкую к RMe_5. Эти соединения имеют большую энергию анизотропии и значит. коэрцитивную силу. Из них изготавливают *магниты постоянные* с рекордной величиной $BH_{макс}$ ($\sim 10^7$ Гс·Э). В табл. приведены нек-рые хар-ки типичных Ф.: темп-ра Кюри T_C, магн. индукция насыщения $4\pi J_s$ и эффективный магн. момент $P_{эфф}$ в *магнетонах Бора* μ_B (последние две величины для $T=0$ К).

СВОЙСТВА ТИПИЧНЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

Вещество	Тип крист. структуры	T_C, К	$4\pi J_s$, Гс	$P_{эфф}$, μ_B
Fe_3O_4	шпинель	858	6400	4,1
$MgFe_2O_4$	шпинель	713	1800	1,1
$CoFe_2O_4$	шпинель	793	6000	3,9
$Y_3Fe_5O_{12}$	гранат	560	2470	5,0
$Gd_3Fe_5O_{12}$	гранат	564	7250	16
$Ho_3Fe_5O_{12}$	гранат	567	7400	15
$BaFe_{12}O_{19}$	гексагональная	730	5220	27
$Ba_2Co_2Fe_{24}O_{41}$	гексагональная	680	3350	31
$RbNiF_3$	гексагональная	139	1080	—
$TlNiF_3$	гексагональная	111	620	—
$CsNiF_3$	кубическая	150	620	—
$GdFe_2$	фаза Лавеса	789	692	3,7
$TbFe_2$	фаза Лавеса	698	1080	5,6
$DyFe_2$	фаза Лавеса	635	1300	5,6
$PrCo_5$	гексагональная	912	1150	10,8
$SmCo_5$	гексагональная	1020	937	8,7

● Таблицы физических величин. Справочник под ред. И. К. Кикоина, М., 1976. См. также лит. при ст. *Ферримагнетизм*.

А. С. Боровик-Романов.

ФЕРРИМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС, одна из разновидностей электронного *магнитного резонанса*. Ф. р. проявляется как резкое возрастание поглощения *ферримагнетиком* энергии эл.-магн. поля при определ. (резонансных) значениях частоты ω и определ. напряжённости приложенного (внешнего) магн. поля $\boldsymbol{H}$. Наличие в ферримагнетиках неск. *подрешёток магнитных* приводит к существованию неск. ветвей Ф. р. Каждая ветвь Ф. р., характеризующаяся определённой зависимостью $\omega(H)$, соответствует возбуждению определённого типа резонансных колебаний векторов намагниченности подрешёток как относительно друг друга, так и относительно вектора $\boldsymbol{H}$. Низкочастотная ветвь Ф. р. соответствует возбуждению прецессии вектора самопроизвольной намагниченности ферримагнетика $\boldsymbol{J}_s$ в эффективном поле $\boldsymbol{H}_{эфф}$, к-рое определяется внеш. полем, полями магнитной анизотропии и размагничивающими полями. Прецессия происходит т. о., что антипараллельность векторов намагниченности подрешёток не нарушается; тогда $\omega=\gamma_{эфф}H_{эфф}$. Этот вид Ф. р. ничем не отличается от *ферромагнитного резонанса*, и поэтому часто Ф. р. наз. ферромагнитным резонансом. Специфика Ф. р. проявляется здесь лишь в изменении значения *магнитомеханического отношения* $\gamma_{эфф}$. В простейшем случае ферримагнетика с двумя подрешётками, имеющими намагниченности M_1 и M_2, $\gamma_{эфф}=(M_1-M_2)/(M_1/\gamma_1-M_2/\gamma_2)$ (здесь γ_1 и γ_2 — магнитомехапич. отношения для подрешёток).

Высокочастотные ветви Ф. р. соответствуют таким видам прецессии векторов намагниченности подрешёток, при к-рых нарушается их антипараллельность. Эти ветви Ф. р. иногда наз. обменными резонансами. Их частоты пропорц. обменным полям, действующим между подрешётками: $\omega=\gamma\alpha\,\boldsymbol{J}$, где α — константа обменного взаимодействия. Эти частоты расположены в инфракрасном диапазоне эл.-магн. спектра. Более сложен и менее изучен Ф. р. в ферримагнетиках с неколлинеарным расположением векторов намагниченности подрешёток, а также Ф. р. вблизи точки компенсации (т. е. вблизи темп-ры, при которой самопроизвольная намагниченность ферримагнетика равна нулю).

● См. лит. при ст. *Ферримагнетизм*, *Ферромагнитный резонанс*.

А. С. Боровик-Романов.

ФЕРРИ́ТЫ (от лат. ferrum — железо), в прямом смысле — хим. соединения окиси железа Fe_2O_3 с окислами др. металлов; в более широком понимании — сложные окислы, содержащие железо и др. элементы. Большинство Ф. являются *ферримагнетиками* и сочетают ферромагнитные и полупроводниковые или диэлектрич. свойства, благодаря чему они получили широкое применение как *магнитные материалы* в радиотехнике, радиоэлектронике, вычислит. технике.

В состав Ф. входят анионы кислорода O^{2-}, образующие остов их кристаллич. решётки; в промежутках между ионами кислорода располагаются катионы Fe^{3+}, имеющие меньший радиус, чем анионы O^{2-}, и катионы Me^{k+} металлов, к-рые могут иметь разл. ионные радиусы и разные валентности k. В результате косвенного обменного взаимодействия катионов Fe^{3+} и Me^{k+} в Ф. возникает ферримагнитное упорядочение с высокими значениями намагниченности и точек Кюри. Различают Ф.-шпинели, Ф.-гранаты, ортоферриты и гексаферриты.

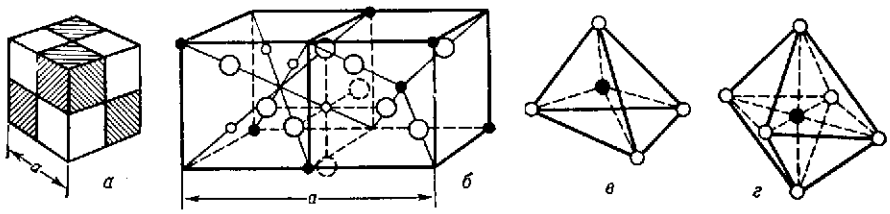


Рис. 1. Крист. структура ферритов-шпинелей: *а* — схематич. изображение элементарной ячейки шпинельной структуры (её удобно делить на 8 равных частей — октантов); *б* — расположение ионов в смежных октантах ячейки: белые кружки — ионы O^{2-}, образующие остов, чёрные — ионы металла в октаэдрич. и тетраэдрич. промежутках; *в* — ион металла в тетраэдрич. промежутке; *г* — ион металла в октаэдрич. промежутке.

Ферриты-шпинели имеют структуру минерала шпинели с общей ф-лой $MeOFe_2O_3$, где Me— Ni^{2+}, Co^{2+}, Fe^{2+}, Mn^{2+}, Mg^{2+}, Li^{1+}, Cu^{2+}. Элементарная ячейка Ф.-шпинели представляет собой куб, образуемый 8 молекулами $MeOFe_2O_3$ и состоящий из 32 анионов O^{2-}, между к-рыми имеются 64 тетраэдрич. (A) и 32 октаэдрич. (B) позиции, частично заселённые катионами Fe^{3+} и Me^{2+} (рис. 1). В зависимости от того, какие ионы и в каком порядке занимают по-

зиции A и B, различают нормальные шпинели и обращённые шпинели. В обращённых шпинелях половина ионов Fe^{3+} находится в тетраэдрич. позициях, а в октаэдрич. позициях — 2-я половина ионов Fe^{3+} и ионы Me^{2+}. При этом намагниченность (магн. момент) M_A октаэдрич. подрешётки больше тетраэдрической M_B, что приводит к возникновению ферримагнетизма.

Ферриты-гранаты элементов R^{3+}(Sm^{3+}, Eu^{3+}, Gd^{3+}, Tb^{3+} Dy^{3+}, Ho^{3+}, Er^{3+}, Tm^{3+}, Yb^{3+}, Lu^{3+} и Y^{3+}) имеют кубич. структуру граната с общей ф-лой $R_3Fe_5O_{12}$. Элементарная ячейка Ф.-гранатов содержит 8 молекул $R_3Fe_5O_{12}$; в неё входят 96 ионов O^{2-}, 24 иона R^{3+} и 40 ионов Fe^{3+}. В Ф.-гранатах имеется три типа позиций, в к-рых размещаются катионы: большая часть ионов Fe^{3+} занимает тетраэдрические (d), меньшая часть ионов Fe^{3+} — октаэдрические (a) и ионы R^{3+} — додекаэдрич. позиции (c). Соотношение величин и направлений намагниченностей катионов, занимающих позиции d, a, c, показано на рис. 2.

Рис. 2. Схематич. изображение величин и направлений векторов намагниченности катионов, образующих магн. подрешётки d, a и c в ферритах-гранатах.

Ортоферритами наз. группу Ф. с орторомбической крист. структурой. Их образуют редкоземельные элементы по общей ф-ле $RFeO_3$. Ортоферриты имеют структуру минерала перовскита. При не очень низких темпрах в ортоферритах упорядочиваются только магн. моменты ионов железа. Ортоферриты явл. антиферромагнетиками и обладают *слабым ферромагнетизмом*. Только при очень низких темп-рах (порядка неск. К и ниже) в ортоферритах упорядочиваются магн. моменты редкоземельных ионов, и они становятся ферримагнетиками.

Ферриты гексагональной структуры (гексаферриты) представляют собой сложные окисные соединения, напр. $PbFe_{12}O_{19}$, $Ba_2Zn_2Fe_{12}O_{22}$ и др. Ячейка гексаферритов построена из шпинельных блоков, разделённых блоками гексагональной структуры, содержащей ионы Pb^{2+}, Ba^{2+} или Sr^{2+}.

Нек-рые гексаферриты обладают высокой *коэрцитивной силой* и применяются для изготовления пост. магнитов. Большинство Ф. со структурой шпинели, феррит-гранат иттрия и нек-рые гексаферриты используются как *магнитно-мягкие материалы*. Синтез поликрист. Ф. осуществляется по технологии изготовления керамики. Из смеси исходных окислов прессуют изделия нужной формы, к-рые подвергают затем спеканию при темпрах от 900 до 1500°С на воздухе или в спец. газовых средах. Монокрист. Ф. выращиваются методами Чохральского, Вернейля и др. (см. *Монокристалл*, *Кристаллизация*). Ф. нашли широкое применение в радиотехнике — ферритовые антенны, сердечники радиочастотных контуров; в СВЧ-технике — вентили и циркуляторы, использующие принцип невзаимного распространения эл.-магн. волны в волноводе, заполненном ферродиэлектриком; в вычислительной технике — элементы оперативной памяти; в магнитофонах и видеомагнитофонах — покрытие плёнок и дисков. Ф. применяют также для изготовления небольших постоянных магнитов.

● Рабкин Л. И., Соскин С. А., Эпштейн Б. Ш., Ферриты. Строение, свойства, технология производства, Л., 1968; Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Таблицы физических величин. Справочник, М., 1976.

К. П. Белов.

ФЕРРОДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ, см. *Электродинамический измерительный механизм.*

ФЕРРОЗОНД, прибор для измерения *напряжённости магнитных полей* (в осн. постоянных или медленно меняющихся) и их градиентов. Действие Ф. основано на смещении петли перемагничивания *магнитно-мягких материалов* под влиянием внеш. магн. полей. В простейшем варианте Ф. состоит из стержневого ферромагн. сердечника и находящихся на нём двух катушек: катушки возбуждения, питаемой перем. током, и измерит. (сигнальной) катушки. В отсутствие измеряемого магн. поля сердечник под действием перем. магн. поля, создаваемого током в катушке возбуждения, перемагничивается по симметричному циклу. Изменение магн. потока в сигнальной катушке, вызванное перемагничиванием сердечника по симметричному циклу, индуцирует в сигнальной катушке эдс, изменяющуюся по гармонич. закону. Если одновременно на сердечник действует измеряемое пост. или слабо меняющееся магн. поле, то кривая перемагничивания сдвигается и становится несимметричной. При этом изменяются величина и гармоничность эдс индукции в сигнальной катушке. В частности, появляются чётные гармонич. составляющие эдс, величина к-рых пропорциональна напряжённости измеряемого поля (они отсутствуют при симметричном цикле перемагничивания). Как правило, Ф. состоит из двух сердечников с обмотками, к-рые соединены так, что нечётные гармонич. составляющие практически компенсируются. Тем самым упрощается измерит. аппаратура и повышается чувствительность Ф. Наиболее распространённые феррозондовые установки включают: генератор перем. тока, питающий обмотку возбуждения; фильтр для нечётных гармонич. составляющих эдс, подключённый на выходе измерит. катушки; усилитель чётных гармоник и выходной измерит. прибор. Ф. обладают очень высокой чувствительностью к магн. полю (до 10^{-4}—10^{-5} А/м). Ф. применяют для измерения магн. поля Земли и его вариаций (в частности, при поисках полезных ископаемых, создающих локальные аномалии геомагн. поля); для измерения магн. полей Луны, планет и межпланетного пространства; для обнаружения ферромагн. предметов и ч-ц в неферромагнитной среде (в частности, в хирургии при извлечении металлич. осколков), в магн. дефектоскопии и т. д.

● Афанасьев Ю. В., Феррозонды, Л., 1969; Афанасьев Ю. В., Студенцов П. В., Щелкин А. П., Магнитометрические преобразователи, приборы, установки, Л., 1972.

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ, магнитоупорядоченное состояние в-ва, при к-ром все магн. моменты ат. носителей магнетизма в в-ве параллельны и оно обладает самопроизвольной намагниченностью.

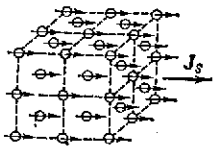


Рис. 1. Ферромагнитная (коллинеарная) атомная структура гранецентрированной кубич. решётки ниже точки Кюри θ; стрелками обозначены направления ат. моментов; J_s — вектор суммарной намагниченности ед. объёма.

Параллельная ориентация магн. моментов (рис. 1) устанавливается при темп-рах T ниже критич. темп-ры Кюри θ (см. *Кюри точка*). Часто Ф. наз. совокупность физ. св-в в-ва в указанном выше состоянии. В-ва, в к-рых установился ферромагн. порядок атомных магн. моментов, наз. *ферромагнетиками*. *Магнитная восприимчивость* $\varkappa$ ферромагнетиков положительна ($\varkappa>0$) и достигает значений 10^4—10^5; их *намагниченность* J и

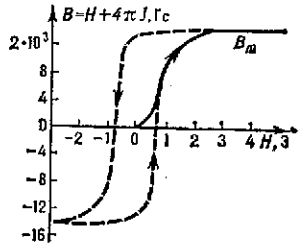


Рис. 2. Кривая безгистерезисного намагничивания ($0B_m$) и цетля гистерезиса поликрист. железа. Значению индукции B_m соответствует намагниченность насыщения J_s.

магнитная индукция $B=H+4\pi J$ (в *СГС системе единиц*) или $B=(H+J)/\mu_0$ (в ед. СИ) растут с увеличением напряжённости магн. поля H нелинейно (рис. 2) и в полях до 100 Э ($7{,}96\cdot10^3$ А/м) достигают предельного значения J_s — *магнитного насыщения* и B_m. Значение J зависит от «магн. предыстории» образца, это делает за-

висимость J от H неоднозначной (наблюдается магн. *гистерезис*). При намагничивании ферромагнетиков изменяются их размеры и форма (см. *Магнитострикция*). Имеется и обратный эффект — кривые намагничивания и петли гистерезиса зависят от внеш. механич. напряжений. В ферромагн. монокристаллах наблюдается *магнитная анизотропия* (рис. 3) — различие

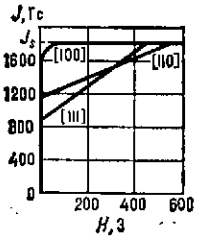


Рис. 3. Зависимость намагниченности J от напряжённости магн. поля H для трёх главных кристаллографич. осей монокристалла железа (тип решётки — объёмно центрированная кубическая, [100] — ось лёгкого намагничивания).

магн. свойств по разным кристаллографич. направлениям. В поликристаллах с хаотич. распределением ориентаций кристаллич. зёрен анизотропия в среднем по образцу отсутствует, но при неоднородном распределении ориентаций она может наблюдаться (*текстура магнитная*).

Магн. и др. физ. свойства ферромагнетиков обладают специфич. зависимостью от темп-ры. Намагниченность насыщения J_s имеет наибольшее значение при $T=0$ К (J_{s0}) и монотонно уменьшается до нуля при темп-ре, равной темп-ре Кюри ($T=\theta$-рис. 4). Выше θ ферромагнетик переходит в парамагн. состояние (см. *Парамагнетизм*), а в нек-рых случаях (редкоземельные металлы) — в антиферромагнитное. При $H=0$ переход ферромагнетик — парамагнетик, как правило, явл. *фазовым переходом* II рода. Температурный ход *магнитной проницаемости* μ (или восприимчивости $\varkappa$) ферромагнетиков имеет явно выраженный максимум вблизи θ. При $T>\theta$ восприимчивость $\varkappa$ обычно следует *Кюри — Вейса закону*. Наблюдаются также аномалии в величине и температурной зависимости упругих постоянных, теплоёмкости, коэфф. линейного и объёмного расширения. При адиабатич. намагничивании и размагничивании ферромагнетики изменяют свою темп-ру (см. *Магнетокалорический эффект*). Перечисленные особенности немагн. св-в ферромагнетиков достигают макс. величины вблизи $T=\theta$.

Рис. 4. Схематич. изображение температурной зависимости намагниченности насыщения J_s ферромагнетика; θ — точка Кюри.

Необходимым условием Ф. явл. наличие постоянных (независящих от H) магн. (спиновых или орбитальных или обоих вместе) моментов электронных оболочек атомов в-ва. Это условие выполняется в кристаллах, построенных из магн. атомов переходных элементов (атомов с недостроенными внутр. электронными слоями). Различают 4 осн. случая: 1) металлич. кристаллы (чистые металлы, сплавы и интерметаллич. соединения) на основе переходных элементов с недостроенными d-оболочками (в первую очередь 3 d-оболочками у элементов группы железа); 2) металлич. кристаллы на основе переходных элементов с недостроенными f-оболочками (редкоземельные элементы с недостроенными $4f$-оболочками); 3) неметаллич. крист. соединения при наличии в качестве хотя бы одного компонента переходного d- или f-элемента; 4) сильно разбавленные растворы переходных d- или f-металлов в диамагн. металлич. матрице. Появление в этих 4 случаях ат. магн. порядка обусловлено *обменным взаимодействием*. Однако в разных случаях встречаются разл. типы обменного взаимодействия. В неметаллич. в-вах (случай 3) чаще всего встречается косвенное обменное взаимодействие, при к-ром магн. порядок электронов недостроенных d- или f-оболочек в ближайших соседних магн. ионах устанавливается при активном участии электронов внеш. замкнутых оболочек магнитно-нейтральных ионов (напр., O^{2-}, S^{2-}, Se^{2-} и т. п.), расположенных обычно между магнитно-активными ионами (см. *Ферримагнетизм*). Как правило, здесь возникает антиферромагн. порядок, к-рый приводит либо к антиферромагнетизму, если в каждой элементарной ячейке кристалла суммарный магн. момент всех ионов равен нулю, либо к ферримагнетизму, если этот суммарный момент не равен нулю. Возможны случаи, когда взаимодействие в неметаллич. кристаллах носит ферромагн. характер (все ат. магн. моменты параллельны), напр. EuO, $EuSiO_4$, $CrBr_3$.

Общим для кристаллов типа 1, 2, 4 явл. наличие в них системы коллективизир. электронов проводимости. В отсутствие магн. ионов электроны проводимости обладают *парамагнетизмом* паулиевского типа, если он не подавлен более сильным диамагнетизмом ионной решётки. Возникающий в металлах, содержащих ионы переходных металлов, магн. порядок в случаях 1, 2 и 4 имеет разл. происхождение. Во 2-м случае магнитноактивные $4f$-оболочки имеют очень малый радиус по сравнению с постоянной крист. решёткой. Поэтому здесь невозможна прямая обменная связь даже у ближайших соседних ионов и обменное взаимодействие носит косвенный характер (косвенное обменное взаимодействие через электроны проводимости). В 4-м типе ферромагнетиков (в отличие от случаев 1, 2, 3) магн. порядок не обязательно связан с крист. ат. порядком. Часто эти ферромагнетики представляют собой в магн. отношении аморфные системы с неупорядоченно распределёнными по кристаллич. решётке ионами, обладающими ат. магн. моментами (т. н. спиновые стёкла). В спиновых стёклах мы встречаемся ещё с одним типом косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости — осциллирующим по знаку взаимодействием Рудермана — Киттеля (РККИ). Ф. наблюдался также у ряда металлов и сплавов, находящихся в аморфном (метастабильном) состоянии. Особенно интересны т. н. метглассы — аморфные *металлические стёкла*, напр. сплав Fe (80%) с B (20%).

Наконец, в кристаллах 1-го типа электроны, принимающие участие в создании ат. магн. порядка, состоят из бывших $3d$- и $4s$-электронов изолированных атомов. В отличие от $4f$-оболочек редкоземельных ионов, имеющих очень малый радиус, более близкие к периферии $3d$-электроны атомов группы Fe испытывают практически полную коллективизацию и совместно с $4s$-электронами образуют общую систему электронов проводимости. Однако, в отличие от нормальных (непереходных) металлов, эта система в d-металлах обладает гораздо большей плотностью энергетич. уровней, что благоприятствует действию обменных сил и приводит к появлению намагнич. состояния в Fe, Co, Ni и в их многочисл. сплавах. Следует заметить, что во многих случаях в результате обменного взаимодействия s- и d-электронов их магн. моменты упорядочиваются антипараллельно.

Конкретные теоретич. расчёты различных св-в ферромагнетиков проводятся как в квазиклассич. феноменологич. приближении, так и с помощью более строгих квантовомеханич. атомных моделей. В первом случае обменное взаимодействие, приводящее к Ф., учитывается введением эффективного молекулярного поля $H_{эфф}=AJ_s$ (рус. учёный Б. Л. Розинг, 1897; франц. физик П. Вейс, 1907). Энергия обменного взаимодействия U квадратично зависит от J_s:

$$U=-H_{эфф}J_s=-AJ_s^2,$$

где A — постоянная молекулярного поля ($A>0$), J_s — намагниченность насыщения. Уточнение этой трактовки Ф. дала квантовая механика, раскрыв электрич. обменную природу постоянной A (Я. И. Френкель, нем. физик В. Гейзенберг, 1928). Теория молекулярного поля даёт хорошее согласие с опытом при высоких темп-рах ($T\sim\theta$). При низких темп-рах описание св-в ферромагнетиков возможно только с помощью квантовомеханич. теории спиновых волн, согласно к-рой самопроизвольная намагниченность должна

убывать с ростом темп-ры по закону Блоха (установлен амер. физиком Ф. Блохом в 1930):

$$J_s = J_{s0}(1 - \alpha T^{3/2}),$$

где J_{s0} — намагниченность насыщения при $T = 0$ К. По закону $\sim T^{3/2}$, согласно теории, должна возрастать магн. теплоёмкость. Опыт показывает, что этот закон выполняется хорошо только в диэлектрич. ферромагнетиках. Наличие коллективизир. электронов приводит к дополнит. членам в законе Блоха. Следует отметить, что в теории Ф. металлов с коллективизир. электронами до сих пор много незавершённого, и она продолжает активно развиваться.

В отсутствие внеш. магн. поля ферромагн. образец разбит на *домены* — области однородной намагниченности. В простейшем случае доменная структура представляет собой чередующиеся слои с взаимно противоположным направлением намагниченности. Образование доменов — результат конкуренции двух типов взаимодействия: обменного и магнитного (диполь-дипольного взаимодействия магн. моментов). Первое — близкодействующее, оно стремится установить магн. моменты параллельно и ответственно за однородную намагниченность в домене. Второе, дальнодействующее, ориентирует антипараллельно векторы намагниченности соседних доменов. Теория Ф. качественно удовлетворительно объясняет размеры и форму доменов (Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, 1935). Между доменами существуют переходные слои конечной толщины, в к-рых J_s непрерывно меняет своё направление. При некрых критически малых размерах ферромагн. образцов образование в них неск. доменов может стать энергетически невыгодным, и тогда такие мелкие ферромагн. частицы оказываются при $T < 0$ однородно намагниченными (см. *Однодоменные ферромагнитные частицы*).

Кривые намагничивания и петли гистерезиса в ферромагнетиках определяются изменениями объёма доменов с разл. ориентациями J_s в них за счёт смещения границ доменов, а также вращения векторов J_s доменов (см. *Намагничивание*). Магн. восприимчивость ферромагнетиков можно приближённо представить в виде суммы $\varkappa = \varkappa_{\text{смещ}} + \varkappa_{\text{вращ}}$. Анализ кривых намагничивания $J(H)$ показывает, что в слабых полях $\varkappa_{\text{смещ}} \gg \varkappa_{\text{вращ}}$, а в сильных, после крутого подъёма кривой $J(H)$, $\varkappa_{\text{вращ}} \gg \varkappa_{\text{смещ}}$. Особый характер имеют процессы намагничивания и распределение намагниченности в тонких магнитных плёнках. Из-за чувствительности доменной структуры и процессов намагничивания к строению кристаллов общая количеств. теория кривых намагничивания ферромагнетиков пока находится в незавершённом состоянии. Обычно для определения зависимости $J(H)$ пользуются качеств. физ. представлениями. Лишь в случае идеальных монокристаллов в области, где $\varkappa_{\text{вращ}} \gg \varkappa_{\text{смещ}}$, возможен строгий количеств. расчёт (Н. С. Акулов, 1928). Теория кривых намагничивания и петель гистерезиса важна для создания новых и улучшения существующих *магнитных материалов*.

Связь Ф. с многими немагнитными св-вами в-ва позволяет по данным измерений магн. св-в получить информацию о разл. тонких специфич. особенностях электронной структуры кристаллов. Поэтому Ф. интенсивно исследуют на электронном и ядерном уровнях, используя электронный *ферромагнитный резонанс*, *ядерный магнитный резонанс*, *Мёссбауэра эффект*, рассеяние на ферромагн. кристаллах разл. типов пучков частиц, обладающих магн. моментом.

● Акулов Н., Ферромагнетизм, М.— Л., 1939; Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб. статей, пер. с англ., М., 1963; Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах, пер. с англ., М., 1970; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978. *С. В. Вонсовский.*

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ СЛАБЫЙ, см. *Слабый ферромагнетизм*.

ФЕРРОМАГНЕ́ТИК, вещество, в к-ром ниже определённой темп-ры (*Кюри точки* θ) устанавливается ферромагн. порядок *магнитных моментов* атомов или ионов (в неметаллич. кристаллах) или магн. моментов коллективизир. электронов (в металлич. кристаллах; см. *Ферромагнетизм*). Среди хим. элементов ферромагнитны переходные элементы Fe, Co и Ni (3*d*-металлы) и редкоземельные металлы Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm (табл. 1).

Табл. 1. ФЕРРОМАГНИТНЫЕ МЕТАЛЛЫ

Металлы	θ, К	J_{s0}, Гс *
Fe	1043	1735,2
Co	1403	1445
Ni	631	508,8
Gd	289	1980
Tb	219 **	2713
Dy	87 **	1991,8
Ho	20 **	3054,6
Er	19,6 **	1872,6
Tm	25 **	

* J_{s0} — намагниченность ед. объёма при абс. нуле темп-ры.

** Точка перехода из ферромагн. в антиферромагн. состояние.

Для 3*d*-металлов и Gd характерна коллинеарная ферромагн. атомная структура, а для остальных редкоземельных Ф.— неколлинеарная (спиральная, циклоидальная и синусоидальная; см. *Магнитная структура атомная*). Ферромагнитны также многочисл. металлич. бинарные и более сложные (многокомпонентные) сплавы и соединения упомянутых металлов между собой и с др. неферромагн. элементами, сплавы и соединения Cr и Mn с неферромагн. элементами (Гейслеровы сплавы), соединения $ZrZn_2$ и $Zr_xM_{1-x}Zn_2$ (где M — это Ti, Y, Nb или Hf, $0 \leqslant x \leqslant 1$), Au_4V, Sc_3In и др. (табл. 2), а также неск-рые соединения группы актинидов (напр., UH_3).

Табл. 2. ФЕРРОМАГНИТНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ

Соединения	θ, К	Соединения	θ, К
Fe_3Al	743	TbN	43
Ni_2Mn	773	DyN	26
$FePd_3$	705	EuO	77
$MnPt_3$	350	MnB	578
$CrPt_3$	580	$ZrZn_2$	35
$ZnCMn_3$	353	Au_4V	42—43
$AlCMn_3$	275	Sc_3In	5—6

Особую группу Ф. образуют сильно разбавленные растворы замещения парамагн. атомов, напр. Fe или Co в диамагн. матрице Pd. В этих в-вах атомные магн. моменты распределены неупорядоченно (при наличии ферромагн. порядка отсутствует ат. порядок). Ферромагн. порядок обнаружен также в аморфных (метастабильных) металлич. сплавах и соединениях (см. *Металлические стёкла*), в *аморфных полупроводниках*, в обычных органич. и неорганич. стёклах, халькогенидах (сульфидах, селенидах, теллуридах) и т. п. Число известных неметаллич. Ф. пока невелико. Это, напр., ионные соединения типа $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ ($0{,}4 > x > 0{,}2$), EuO, Eu_2SiO_4, EuS, EuSe, EuI_2, $CrBr_3$ и т. п. У большинства из них точка Кюри лежит ниже 1 К. Только у соединений Eu, халькогенидов, CrB_3 значение $\theta \sim 100$ К.

Ф. по величине *коэрцитивной силы* H_c делятся на магнитно-мягкие и магнитно-жёсткие. Первые обладают малой H_c и значит. *магнитной проницаемостью*. Вторые имеют большие значения H_c и остаточной намагниченности J_r. Ф. играют огромную роль в самых разных областях совр. техники: *магнитно-мягкие материалы* используются в электротехнике (трансформаторы, электромоторы, генераторы и т. д.), в слаботочной технике связи и радиотехнике; магнитно-жёсткие материалы применяются для изготовления постоянных магнитов.

● См. лит. при ст. *Ферромагнетизм*.

С. В. Вонсовский.

ФЕРРОМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС, разновидность электронного *магнитного резонанса* в ферромагнетиках и ферримагнетиках; проявляется в избирательном поглощении ферромагнетиком энергии эл.-магн. поля при определ. (резонансных) значениях частоты ω_0 и внеш. магн. поля H_0. При Ф. р. возбуждается резонансная прецессия намагниченности J_s ферромагнетика в эффективном магн. поле $H_{\text{эфф}}$.

Возбуждение производится магн. СВЧ-полем $\boldsymbol{H}_\perp$, перпендикулярным внеш. пост. полю $\boldsymbol{H}_0$. Однородный Ф. р. можно рассматривать как возбуждение *спиновых волн* с волновым вектором $k=0$. Ф. р., как и *электронный парамагнитный резонанс* (ЭПР), обнаруживают методами магн. радиоспектроскопии. Поскольку поглощаемая в-вом при резонансе эл.-магн. энергия пропорц. намагниченности в-ва, то при Ф. р. поглощение на неск. порядков больше, чем при ЭПР. Теория Ф. р. приводит к след. выражению для резонансной частоты $\omega_0=\gamma H_{эфф}$, где $\gamma=g\mu_Б/\hbar$ — магнетомеханическое отношение, g — *Ланде множитель* (g-фактор), $\mu_Б$ — магнетон Бора.

Поле $H_{эфф}$ существенно отличается от внеш. поля H_0. Оно зависит от полей магнитной анизотропии H_A, констант магнитоупругого вз-ствия, размагничивающих полей. Последнее обстоятельство приводит к тому, что $H_{эфф}$ зависит от формы образца. Напр., для образца эллипсоидальной формы, помещённого в поле H_0, параллельное оси координат z, $H_{эфф}=\sqrt{[H_1+(N_y-N_z)J][H_1+(N_x-N_z)J]}$, где N_x, N_y, N_z — *размагничивающие факторы* вдоль соответствующих главных осей эллипсоида, $H_1=H_0+H_A$. Приведённая ф-ла справедлива для одноосного ферромагнетика с осью анизотропии вдоль оси z и без учёта магнитоупругой энергии. Доменная структура усложняет Ф. р. В частности, возможно наблюдение Ф. р. в отсутствии внеш. поля.

Основными хар-ками Ф. р. являются: 1) зависимость частоты ω_0 от внеш. поля; 2) форма и ширина (ΔH_0) линии поглощения (обычно наблюдается при фиксированной частоте и изменяющемся поле). Из экспериментальной зависимости $\omega_0(H)$ можно определить поля анизотропии и g-фактор. Данные об изменении положения линии Ф. р. под давлением позволяют определить магнитоупругие константы. Ширина линии даёт информацию о процессах *релаксации*. Для релаксац. процессов при Ф. р. необходимо учитывать наряду с однородной прецессией намагниченности ($k=0$) существование сплошного спектра спиновых волн ($k\neq0$). С квантовой точки зрения процессы релаксации описываются как рассеяние спиновых волн друг на друге, на тепловых колебаниях решётки (фононах) и на электронах проводимости (в металлах). Напр., при однородном Ф. р. релаксация проявляется в уширении линии поглощения на величину $\Delta\omega_0=(\partial\omega_0/\partial H)\times\Delta H_0=2/\tau_0$, где τ_0 — время релаксации, т. е. ср. «время жизни» спиновой волны с $k=0$. Ширина линии ΔH_0 для разл. ферромагнетиков меняется от 0,1 до 10^3 Э (от 8 до 79 600 А/м). Осн. роль в уширении линии играют статич. неоднородности: примесные атомы, поры, дислокации, мельчайшие шероховатости на поверхности образца. Наиболее узкая линия (с $\Delta H_0\approx0{,}2$ Э) наблюдалась в монокристалле $Y_3Fe_5O_{12}$ — иттриевом *феррите* со структурой минерала граната. В металлич. ферромагнетиках один из гл. механизмов уширения линий Ф. р. связан со *скин-эффектом*: СВЧ-поле из-за вихревых токов становится неоднородным и поэтому возбуждает широкий спектр спиновых волн. Существ. роль в рассеянии спиновых волн в металлич. ферромагнетиках играет также их взаимодействие с электронами проводимости. Ширина наиболее узкой линии Ф. р. в металлич. ферромагнетиках ~10 Э.

Часто наблюдается неоднородный Ф. р.— возбуждение СВЧ-полем неоднородных по объёму образца колебаний намагниченности $\boldsymbol{J}_s$, они проявляются в виде магнетостатич. колебаний в сферич. образцах и дисках (*моды* Уокера) и в виде стоячих спиновых волн (с $k\neq0$) в тонких плёнках (спин-волновой резонанс). Наблюдение спин-волнового резонанса позволяет определить константу в законе дисперсии спиновых волн.

Нелинейные эффекты Ф. р. определяются связью между однородной прецессией магн. моментов и неоднородными колебаниями моментов, к-рые отсутствуют при ЭПР. Из-за указанной связи при увеличении амплитуды напряжённости магн. поля $H_\perp$ до нек-рой критич. величины $H_{\perp,\,кр}$ начинается очень быстрый (экспоненциальный) рост числа спиновых волн с определ. волновыми векторами (т. н. параметрич. возбуждение спиновых волн). Это приводит к «преждевременному» насыщению Ф. р. Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнетиках могут привести к параметрич. возбуждению колебаний кристаллич. решётки.

Эксперименты по наблюдению параметрич. возбуждения спиновых волн и фононов позволяют определить время жизни этих квазичастиц с заданным значением k.

На явлении Ф. р. основаны многие СВЧ-устройства: резонансные вентили и фильтры, параметрич. усилители, преобразователи частоты, ограничители мощности и линии задержки. Во всех этих устройствах используется Ф.р. в ферритах.

Впервые на резонансный характер поглощения сантиметровых эл.-магн. волн ферромагнетиками указал в 1911—13 В. К. Аркадьев.

● Ферромагнитный резонанс и поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях. Сб. статей, пер. с англ., М., 1952; Ферромагнитный резонанс, М., 1961; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Сликтер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Моносов Я. А., Нелинейный ферромагнитный резонанс, М., 1971.

С. В. Вонсовский.

ФЕРРОМЕТР, устройство для определения мгновенных значений индукции (B_t) и напряжённости (H_t) магн. поля в ферромагн. образцах при их циклическом перемагничивании. Ф. позволяет по точкам строить симметричные динамич. петли перемагничивания ферромагн. образцов (см. *Намагничивания кривые*) переменным периодич. магн. полем (обычно пром. частоты), а также осуществлять запись петель перемагничивания двухкоординатным самописцем на бумаге или на экране осциллографа.

Принцип действия Ф. основан на том, что мгновенные значения B_t и H_t пропорциональны ср. значениям их производных за определ. промежуток времени. Производная индукции dB/dt находится по эдс e в измерит. катушке, навитой на исследуемый образец: $e=-w_2S(dB/dt)$, где w_2 — число витков катушки, S — сечение образца. Значение H_t рассчитывается по величине тока i, производная к-рого определяется по эдс e_M во вторичной обмотке катушки взаимной индуктивности (её первичная обмотка включена последовательно в намагничивающую цепь): $e_M=-M(di/dt)$, где M — коэфф. взаимной индуктивности катушки.

Для построения динамич. петли перемагничивания обычно B_t и H_t определяют через равные доли периода изменения магн. поля.

Осн. кривую намагничивания получают как геом. место вершин симметричных динамич. петель перемагничивания.

Иногда Ф. ошибочно наз. осциллографич. приборы — феррографы, на экране к-рых также воспроизводится петля перемагничивания, но эти приборы позволяют производить калибровку и определение параметров только вершин петель перемагничивания.

● См. лит. при ст. *Магнитные измерения.*

ФЕРРОЭЛЕКТРИКИ, то же, что *сегнетоэлектрики* (в англоязычной лит.).

ФИАНИТЫ [от назв. Физ. ин-та Академии наук СССР (ФИАН), где Ф. впервые синтезированы], синтетич. кристаллы на основе окислов Zr и Hf с добавлением неск. % примесей — стабилизаторов (окислов Ca, U и др.), а также окислов редкоземельных элементов, элементов группы Fe и др. Ф. имеют кубич. крист. решётку. Получаются *кристаллизацией* из расплава. Ф. могут быть бесцветными или окрашенными (примесями) в разнообразные цвета. Ф.— лучший имитант *алмаза*. Ф. обладают уникальной совокупностью свойств, высокими темп-рой плавления и твёрдостью (7,5—8,5 по шкале Мооса), слабой испаряемостью при высоких темп-рах, показателем преломления света $n=2{,}15$—$2{,}25$, плотностью 6,5—10 г/см^3, устойчивостью к действию кислот и щелочей. Из Ф. изготавливают высо-

котемпературные оптич. линзы и «окна»; они используются в качестве конструкц. материалов, способных противостоять высоким темп-рам и химически агрессивным средам, а также в качестве лазерных материалов.

Илл. см. на вкл. к стр. 528.

ФИЗИКА, наука, изучающая простейшие и вместе с тем наиболее общие закономерности явлений природы, св-ва и строение материи и законы её движения. Понятия Ф. и её законы лежат в основе всего естествознания. Ф. относится к точным наукам и изучает количеств. закономерности явлений.

Слово «Ф.» происходит от греч. phýsis — природа. В эпоху античной культуры наука охватывала всю совокупность знаний о природных явлениях. По мере дифференциации знаний и методов исследований из неё выделились отд. науки, в т. ч. и Ф. Границы, отделяющие Ф. от др. естеств. наук, в значит. мере условны и меняются с течением времени.

Ф.— эксперим. наука: её законы базируются на фактах, установленных опытным путём. Законы Ф. представляют собой количеств. соотношения и формулируются на матем. языке. Различают экспериментальную Ф.— опыты, проводимые для обнаружения новых фактов и проверки известных физ. законов, и теоретическую Ф., цель к-рой состоит в формулировке законов природы и объяснении конкретных явлений на основе этих законов, а также в предсказании новых явлений. При изучении любого явления опыт и теория в равной мере необходимы и взаимосвязаны.

В соответствии с многообразием исследуемых объектов и форм движения материи Ф. подразделяется на ряд дисциплин (разделов), в той или иной мере связанных друг с другом; это деление не однозначно, и его можно проводить, руководствуясь разл. критериями. По изучаемым объектам Ф. делится на Ф. элем. ч-ц, Ф. ядра, Ф. атомов и молекул, Ф. газов и жидкостей, Ф. тв. тела, Ф. плазмы. Др. критерий — изучаемые процессы или формы движения материи. Соответственно в Ф. выделяют: механику материальной точки и тв. тела, механику сплошных сред (включая акустику), термодинамику и статистич. механику, электродинамику (включая оптику), теорию тяготения, квант. механику и квант. теорию поля. Указанные разделы Ф. частично перекрываются вследствие глубокой внутр. взаимосвязи между объектами материального мира и процессами, в к-рых они участвуют. По целям исследования выделяют также прикладную Ф. (напр., прикладная оптика).

Особо выделяют в Ф. учение о колебаниях и волнах, что обусловлено общностью закономерностей колебат. процессов разл. физ. природы и методов их исследования. Здесь рассматриваются механич., акустич., электрич. и оптич. колебания и волны с единой точки зрения.

Совр. Ф. содержит небольшое число фундам. физ. теорий, охватывающих все разделы Ф. Эти теории представляют собой квинтэссенцию знаний о характере физ. процессов и явлений, приближённое, но наиболее полное отображение разл. форм движения материи.

Основные этапы развития физики

Физ. явления издавна привлекали внимание людей. В 6 в. до н. э.— 2 в. н. э. впервые зародились идеи об ат. строении в-ва (Демокрит, Эпикур, Лукреций), была разработана геоцентрич. система мира (Птолемей), установлены простейшие законы статики (правило рычага), открыты закон прямолинейного распространения и закон отражения света, сформулированы начала гидростатики (закон Архимеда), наблюдались простейшие проявления электричества и магнетизма. Итог приобретённых знаний в 4 в. до н. э. был подведён Аристотелем. Признавая значение опыта, Аристотель не считал его гл. критерием достоверности знания, отдавая предпочтение умозрит. представлениям. В средние века учение Аристотеля было канонизировано церковью, что надолго затормозило развитие науки.

Развитие Ф. как науки в совр. смысле этого слова началось в 17 в. и связано в первую очередь с именем итал. учёного Г. Галилея, к-рый понял необходимость матем. описания движения. Он показал, что воздействие на данное тело окружающих тел определяет не скорость, как считалось в учении Аристотеля, а ускорение тела. Это утверждение — первая формулировка закона инерции. Галилей открыл принцип относительности в механике, доказал независимость ускорения свободного падения тел от их плотности и массы, обосновывал теорию Коперника и получил значит. результаты в астрономии, в изучении оптич., тепловых и др. явлений. Ученик Галилея итал. учёный Э. Торричелли установил существование атм. давления и создал первый барометр. Англ. учёный Р. Бойль и франц. учёный Э. Мариотт исследовали упругость газов и сформулировали первый газовый закон, носящий их имя. Голл. учёный В. Снелль и франц. учёный Р. Декарт открыли закон преломления света, был создан микроскоп. В 1600 англ. учёный У. Гильберт разграничил электрич. и магн. явления и доказал, что Земля — гигантский магнит.

Осн. достижение Ф. 17 в.— создание классич. механики; И. Ньютон в труде «Математические начала натуральной философии» (1687) сформулировал все осн. законы этой науки (см. *Ньютона законы механики*). С появлением механики Ньютона было окончательно понято, что задача науки состоит в отыскании наиболее общих количественно формулируемых законов природы. Фундам. значение имело введение Ньютоном понятия состояния, к-рое стало одним из осн. для всех физ. теорий. Состояния систем тел в механике полностью определяются координатами и импульсами тел системы. Если известны силы вз-ствия тел, а также значения координат и импульсов в нач. момент времени, то из ур-ния движения (второй закон Ньютона) можно однозначно установить значения координат и импульсов в любой последующий момент.

Исходя из законов движения планет, установленных И. Кеплером, Ньютон открыл закон всемирного тяготения, с помощью к-рого удалось с замечат. точностью рассчитать движение Луны, планет и комет, объяснить приливы и отливы в океане. Им были впервые чётко сформулированы классич. представления об абсолютном пр-ве как вместилище материи, не зависящем от её св-в и движения, и абсолютном равномерно текущем времени. Вплоть до создания теории относительности эти представления не претерпели изменений. В это же время голл. учёный Х. Гюйгенс и нем. учёный Г. Лейбниц сформулировали закон сохранения кол-ва движения; Гюйгенс создал теорию физ. маятника, построил часы с маятником. Началось развитие физ. акустики.

Со 2-й пол. 17 в. быстро развивается геом. оптика применительно к конструированию телескопов и др. оптич. приборов. Были заложены и основы физ. оптики: итал. физик Ф. Гримальди открыл дифракцию света, а Ньютон провёл фундам. исследования дисперсии света. В 1676 дат. астроном О. К. Рёмер впервые измерил скорость света. Почти одновременно возникли и начали развиваться корпускулярная и волновая теории света (см. *Оптика*).

В работах Л. Эйлера и др. учёных была разработана динамика абсолютно тв. тела. Параллельно с развитием механики ч-ц и тв. тела шло развитие механики жидкости и газа. Трудами швейц. учёного Д. Бернулли, Эйлера, франц. учёного Ж. Лагранжа и др. в 1-й пол. 18 в. были заложены основы гидродинамики идеальной жидкости. В «Аналитической механике» (1788) Лагранжа ур-ния механики представлены в столь обобщённой форме, что в дальнейшем их удалось применить и к немеханическим, в частности эл.-магн., процессам. Была создана единая механич. картина мира, согласно к-рой всё богатство и многообразие мира — результат различия движения ч-ц (атомов), слагающих тела, движения, подчиняюще-

гося законам Ньютона. Объяснение физ. явления считалось науч. и полным, если его удавалось свести к действию законов механики.

В др. областях Ф. происходило накопление опытных данных и формулировались простейшие эксперим. законы. Франц. физик Ш. Ф. Дюфе открыл существование двух родов электричества и установил характер их вз-ствия. Амер. учёный Б. Франклин установил закон сохранения электрич. заряда. Англ. учёный Г. Кавендиш и независимо франц. физик Ш. Кулон открыли осн. закон электростатики, определяющий силу вз-ствия неподвижных электрич. зарядов (*Кулона закон*). Трудами франц. учёного П. Бугера и нем. учёного И. Ламберта начала создаваться фотометрия. Было открыто инфракрасное (англ. учёные В. Гершель и У. Волластон) и ультрафиолетовое (нем. учёный И. Риттер, Волластон) излучения.

Заметный прогресс произошёл в исследовании тепловых явлений; было сформулировано понятие теплоёмкости, начато изучение теплопроводности и теплового излучения. Трудами М. В. Ломоносова, Бойля, англ. физика Р. Гука, Бернулли и др. были заложены основы мол.-кинетич. теории теплоты.

В нач. 19 в. борьба между корпускулярной и волн. теориями света завершилась победой волн. теории. Этому способствовало успешное объяснение англ. учёным Т. Юнгом и франц. учёным О. Ж. Френелем явления интерференции и дифракции света с помощью волн. теории. Было получено решающее доказательство поперечности световых волн (Френель, франц. учёный Д. Ф. Араго, Юнг). Рассматривая свет как поперечные волны в упругой среде (эфире), Френель установил количеств. закон, определяющий интенсивность преломлённых и отражённых световых волн.

Большое значение для развития Ф. имело открытие итал. учёными Л. Гальвани и А. Вольтой электрич. тока и создание гальванич. батарей. Было исследовано хим. действие тока (англ. учёные Г. Дэви, М. Фарадей), получена электрич. дуга (В. В. Петров). Открытие дат. физиком Х. К. Эрстедом (1820) действия электрич. тока на магн. стрелку доказало связь между электрич. и магн. явлениями. В том же году франц. физик А. М. Ампер пришёл к выводу, что все магн. явления обусловлены движущимися заряж. ч-цами — электрич. током, и экспериментально установил закон, определяющий силу вз-ствия электрич. токов (*Ампера закон*). В 1831 Фарадей открыл явление *электромагнитной индукции*. Ранее Фарадей высказал гипотезу, согласно к-рой эл.-магн. вз-ствия осуществляются посредством промежуточного агента — эл.-магн. поля. Это послужило началом формирования новой науки о св-вах и законах поведения особой формы материи — эл.-магн. поля.

К 1-й пол. 19 в. были накоплены фактич. данные о макроскопич. св-вах тв. тел и установлены эмпирич. законы поведения тв. тела под влиянием механич. сил, темп-ры, электрич. и магн. полей, света и др. Исследование упругих св-в привело к открытию *Гука закона* (1660), электропроводности металлов — к установлению *Ома закона* (1826), тепловых св-в — закона теплоёмкостей (*Дюлонга и Пти закона*). Были открыты осн. магн. св-ва тв. тел, построена общая теория упругих св-в тв. тел (франц. учёные Л. М. Навье, О. Л. Коши).

Важнейшее значение для Ф. и всего естествознания имело открытие (нем. учёные Ю. Р. Майер, Г. Гельмгольц, англ. физик Дж. Джоуль) закона сохранения энергии, связавшего воедино все явления природы. В сер. 19 в. опытным путём была доказана эквивалентность кол-ва теплоты и работы и т. о. установлено, что теплота представляет собой особую форму энергии. Закон сохранения энергии стал осн. законом теории тепловых явлений (термодинамики) и получил название первого начала термодинамики. Фундам. закон теории теплоты — второе начало термодинамики — был сформулирован нем. физиком Р. Клаузиусом в 1850 (на основе результатов, полученных франц. учёным С. Карно в 1824) и англ. физиком У. Томсоном в 1851. Он является обобщением опытных данных, свидетельствующих о необратимости процессов в природе, и определяет направление возможных энергетических превращений. Значит. роль в построении термодинамики сыграли исследования франц. учёного Ж. Л. Гей-Люссака, на основе к-рых франц. физиком Б. Клапейроном было установлено ур-ние состояния идеальных газов, обобщённое в дальнейшем Д. И. Менделеевым.

Одновременно с развитием термодинамики развивалась и мол.-кинетич. теория тепловых процессов; были открыты физ. законы нового типа — статистические, в к-рых все связи между физ. величинами носят вероятностный характер. В 1859 англ. физик Дж. Максвелл, впервые введя в Ф. понятие вероятности, нашёл закон распределения молекул по скоростям (*Максвелла распределение*). Возможности мол.-кинетич. теории необычайно расширились, что привело в дальнейшем к созданию статистич. механики. Австр. физик Л. Больцман построил *кинетическую теорию газов* и дал статистич. обоснование законов термодинамики. Осн. проблема, к-рую удалось в значит. степени решить Больцману, заключается в согласовании обратимого во времени движения молекул с очевидной необратимостью макроскопич. процессов. Большое значение имела доказанная им теорема о равномерном распределении ср. кинетич. энергии по степеням свободы. Классич. статистич. механика была завершена в работах амер. физика Дж. У. Гиббса (1902), создавшего метод расчёта ф-ций распределения для любых систем в состоянии термодинамич. равновесия. Всеобщее признание статистич. механика получила в 20 в. после создания А. Эйнштейном и польск. физиком М. Смолуховским (1905—06) на основе мол.-кинетической теории количеств. теории броуновского движения, подтверждённой опытами франц. физика Ж. Б. Перрена.

Во 2-й пол. 19 в. процесс изучения эл.-магн. явлений завершился созданием Максвеллом классич. электродинамики. В своей осн. работе «Трактат об электричестве и магнетизме» (1873) он установил ур-ния для эл.-магн. поля (носящие его имя), к-рые объясняли все известные в то время факты с единой точки зрения и позволяли предсказывать новые явления. Эл.-магн. индукцию Максвелл интерпретировал как процесс порождения перем. магн. полем вихревого электрич. поля. Затем он предсказал обратный эффект — порождение магн. поля перем. электрич. полем (*ток смещения*). Важнейшим результатом теории Максвелла был вывод о конечности скорости распространения эл.-магн. вз-ствий, равной скорости света. Эксперим. обнаружение эл.-магн. волн нем. физиком Г. Герцем (1886—89) подтвердило справедливость этого вывода. Из теории Максвелла вытекало, что свет имеет эл.-магн. природу. Тем самым оптика стала одним из разделов электродинамики. В 1899 П. Н. Лебедев экспериментально обнаружил и измерил давление света, предсказанное теорией Максвелла. В 1895 А. С. Попов впервые использовал эл.-магн. волны для беспроволочной связи.

В 1859 трудами нем. учёных Г. Кирхгофа и Р. Бунзена заложены основы спектрального анализа. Продолжалось развитие механики сплошных сред. В акустике была разработана теория упругих колебаний и волн (Гельмгольц, англ. физик Рэлей). Возникла техника получения низких темп-р. Были получены в жидком состоянии все газы, кроме гелия. В 1908 голл. физику Х. Камерлинг-Оннесу удалось ожижить и гелий.

Новый этап в развитии Ф. связан с открытием англ. физиком Дж. Томсоном в 1897 эл-на. Выяснилось, что атомы не элементарны, а представляют собой сложные системы, в состав к-рых входят эл-ны. В кон. 19 — нач. 20 вв. голл. физик Х. А. Лоренц заложил основы электронной теории. Им были сформулированы ур-ния, описывающие элем. эл.-магн. процессы (*Лоренца — Максвелла уравнения*), к-рые связывают движение отд. заряж. ч-ц с создаваемым ими

эл.-магн. полем. Электронная теория Лоренца дала возможность рассчитывать значения эл.-магн. хар-к в-ва в зависимости от частоты, темп-ры и т. д.

В нач. 20 в. стало ясно, что электродинамика требует коренного пересмотра представлений о пр-ве и времени, лежащих в основе классич. механики Ньютона. В 1905 Эйнштейн создал частную (специальную) *относительности теорию* — новое учение о пр-ве и времени. Эта теория исторически была подготовлена трудами Лоренца и франц. учёного А. Пуанкаре. Частная теория относительности показала, что свести эл.-магн. процессы к механич. процессам в гипотетической среде (эфире) невозможно. Стало ясно, что эл.-магн. поле представляет собой особую форму материи, поведение к-рой не подчиняется законам механики. В 1916 Эйнштейн построил общую теорию относительности — физ. теорию пр-ва, времени и тяготения. Эта теория ознаменовала новый этап в развитии теории *тяготения*.

На рубеже 19—20 вв. было положено начало величайшей революции в области Ф., связанной с возникновением и развитием квант. теории. В кон. 19 в. выяснилось, что распределение энергии теплового излучения по спектру, выведенное из закона классич. статистич. Ф. о равномерном распределении энергии по степеням свободы, противоречит опыту. Выход был найден в 1900 нем. физиком М. Планком, показавшим, что результаты теории согласуются с опытом, если предположить, что атом испускает эл.-магн. энергию не непрерывно, а отд. порциями — квантами. Энергия каждого такого кванта прямо пропорциональна частоте, а коэфф. пропорциональности явл. квант действия $h=6{,}626\cdot10^{-34}$ Дж·с, получивший впоследствии назв. постоянной Планка.

В 1905 Эйнштейн развил гипотезу Планка, предположив, что излучаемая порция эл.-магн. энергии поглощается также только целиком, т. е. ведёт себя подобно ч-це (позднее она была назв. фотоном). На основе этой гипотезы Эйнштейн объяснил закономерности фотоэффекта, не укладывающиеся в рамки классич. электродинамики. Т. о., на новом качеств. уровне была возрождена корпускулярная теория света. Свет ведёт себя подобно потоку ч-ц; но одновременно ему присущи и волн. св-ва (дифракция, интерференция). Следовательно, несовместимые с точки зрения классич. Ф. волн. и корпускулярные св-ва присущи свету в равной мере (дуализм света). «Квантование» излучения приводило к выводу, что энергия внутриатомных движений также изменяется только скачкообразно (дат. физик Н. Бор, 1913). К этому времени англ. физик Э. Резерфорд исследовал рассеяние альфа-частиц в-вом и на основе результатов эксперимента установил существование ат. ядра и построил планетарную модель атома. Однако, согласно электродинамике Максвелла, такой атом неустойчив: эл-ны, двигаясь по круговым (эллиптическим) орбитам, испытывают ускорение, а следовательно, должны непрерывно излучать эл.-магн. волны, терять энергию и, постепенно приближаясь к ядру, за время $\sim10^{-8}$ с упасть на ядро. Планетарная модель атома в рамках классич. Ф. приводила к неустойчивости атомов, а их линейчатые спектры оставались необъяснимыми. Для решения этой проблемы Бор постулировал существование в атомах стационарных состояний, находясь в к-рых эл-н не излучает. При переходе из одного такого состояния в другое он может испускать или поглощать энергию. Дискретность энергии атома была подтверждена экспериментально (*Франка — Герца опыт*, 1913—14). Бор построил для атома водорода количеств. теорию спектров, согласующуюся с опытом.

Представление о кристалле как о совокупности атомов, упорядоченно расположенных в пр-ве и удерживаемых в положении равновесия силами вз-ствия, окончательно сформировалось в нач. 20 в. В 1890—91 Е. С. Фёдоров заложил основы теор. кристаллографии. В 1912 нем. физик М. Лауэ с сотрудниками открыл дифракцию рентг. лучей на кристаллах. На основе этого открытия был разработан метод эксперим. определения расположения атомов в кристалле и измерения межатомных расстояний, что положило начало *рентгеновскому структурному анализу* (Г. В. Вульф и англ. физики У. Л. Брэгг и У. Г. Брэгг). В 1907—14 была разработана динамич. теория крист. решёток, уже существенно учитывающая квант. представления. В 1907 Эйнштейн на модели кристалла как совокупности квант. гармонич. осцилляторов одинаковой частоты объяснил наблюдаемое падение теплоёмкости тв. тел при понижении темп-ры. Динамич. теория крист. решётки как совокупности гармонич. осцилляторов разл. частот была построена голл. физиком П. Дебаем (1912), нем. физиком М. Борном и амер. учёным Т. Карманом (1913), австр. физиком Э. Шрёдингером (1914) в форме, близкой к современной. Новый этап развития Ф. тв. тела начался после создания квант. механики.

Созданный Бором первый вариант квант. теории атома был внутренне противоречивым: используя для описания движения эл-нов законы механики Ньютона, Бор в то же время накладывал на возможные движения эл-нов квант. ограничения, чуждые классич. механике. Достоверно установленная дискретность действия и её количеств. мера постоянная Планка h — универсальная мировая постоянная, играющая роль естеств. масштаба явлений природы, требовали радикальной перестройки механики и электродинамики. Классич. законы оказались справедливыми лишь при рассмотрении тел достаточно большой массы, для к-рых величина действия велика по сравнению с h и дискретностью действия можно пренебречь.

В 20-е гг. 20 в. была создана квант., или волновая, механика — последовательная, логически завершённая нерелятивистская теория движения микрочастиц, к-рая позволила также объяснить мн. св-ва макроскопич. тел и происходящие в них явления. В основу её легли идея квантования Планка — Эйнштейна — Бора и выдвинутая в 1923 франц. физиком Л. де Бройлем гипотеза о двойственной корпускулярно-волновой природе любых видов материи. В 1927 впервые была обнаружена дифракция эл-нов (а позднее и др. микрочастиц, включая молекулы), экспериментально подтвердившая наличие у них волновых св-в. В 1926 Шрёдингер, пытаясь получить дискр. значения энергии атома из ур-ния волн. типа, сформулировал осн. ур-ние квант. механики, назв. его именем. В. Гейзенберг и Борн (Германия, 1925) построили квант. механику в др. матем. форме — т. н. матричную механику. Состояние микрообъекта в квант. механике характеризуется волновой ф-цией, эволюция к-рой определяется ур-нием Шрёдингера. Волновая ф-ция имеет статистич. смысл (Борн, 1926): квадрат её модуля есть плотность вероятности обнаружения ч-цы в данный момент времени в определ. точке пр-ва.

В 1925 амер. физики Дж. Ю. Уленбек и С. А. Гаудсмит на основании спектроскопич. данных открыли существование у эл-на собств. момента кол-ва движения — *спина* (а следовательно, и связанного с ним спинового магн. момента). Швейц. физик В. Паули записал ур-ние движения нерелятивистского эл-на во внеш. эл. магн. поле с учётом вз-ствия спинового магн. момента эл-на с магн. полем. В 1925 он же сформулировал т. н. принцип запрета (*Паули принцип*), согласно к-рому в одном квант. состоянии не может находиться более одного эл-на. Этот принцип сыграл важную роль в построении квант. теории систем мн. одинаковых ч-ц, в частности объяснил закономерности заполнения эл-нами оболочек и слоёв в многоэлектронных атомах и т. о. дал теор. объяснение периодич. системе элементов Менделеева.

В 1928 англ. физик П. Дирак получил квант. релятив. ур-ние движения эл-на (*Дирака уравнение*), из к-рого естественно вытекало наличие у эл-на спина. На основании этого ур-ния Дирак в 1931 предсказал существование позитрона — первой античасти-

цы, открытой в 1932 амер. физиком К. Д. Андерсоном в косм. лучах (антипротон и антинейтрон были экспериментально открыты соответственно в 1955 и 1956).

Параллельно с квант. механикой развивалась квант. статистика — квант. теория поведения физ. систем, состоящих из огромного числа микрочастиц. В 1924 инд. физик Ш. Бозе, применив принцип квант. статистики к фотонам (их спин равен 1), вывел ф-лу Планка для распределения энергии в спектре равновесного излучения, а Эйнштейн — ф-лу распределения энергии для идеального газа молекул (*Бозе — Эйнштейна статистика*). В 1926 Дирак и итал. физик Э. Ферми показали, что совокупность эл-нов (и др. одинаковых ч-ц со спином $^1/_2$), для к-рых справедлив принцип Паули, подчиняется др. статистич. законам (*Ферми — Дирака статистике*). В 1940 Паули теоретически установил связь спина со статистикой. Квант. статистика сыграла важную роль в развитии Ф. конденсированных сред и в первую очередь Ф. тв. тела. В 1929 И. Е. Тамм предложил рассматривать тепловые колебания атомов кристалла как совокупность квазичастиц — *фононов*. Такой подход позволил объяснить, в частности, спад теплоёмкости металлов ($\sim T^3$) с понижением темп-ры T в области низких темп-р, а также показал, что осн. причина электрич. сопротивления металлов — рассеяние эл-нов на фононах. Позднее были введены др. квазичастицы. Метод квазичастиц оказался весьма эффективным в Ф. конденсированных сред.

В 1928 нем. физик А. Зоммерфельд применил ф-цию распределения Ферми — Дирака для описания процессов переноса в металлах, что создало основу для дальнейшего развития квант. теории электро- и теплопроводности, термоэлектрич., гальваномагн. и др. кинетич. явлений в тв. телах. В работах Ф. Блоха и Х. А. Бете в Германии и Л. Бриллюэна во Франции 1928—34) была разработана зонная теория энергетич. структуры кристаллов, к-рая дала естеств. объяснение различию в электрич. св-вах металлов и диэлектриков.

В 1928 Я. И. Френкель и Гейзенберг показали, что в основе ферромагнетизма лежит квант. *обменное взаимодействие*; в 1932—33 франц. физик Л. Неель и независимо Л. Д. Ландау предсказали антиферромагнетизм.

Открытия *сверхпроводимости* Камерлинг-Оннесом (1911) и *сверхтекучести* П. Л. Капицей (1938) стимулировали развитие новых методов в квант. статистике. Феноменологич. теория сверхтекучести была построена Ландау (1941); дальнейшим шагом явилась феноменологич. теория сверхпроводимости Ландау и В. Л. Гинзбурга (1950). В 50-х гг. были развиты новые методы расчёта в статистич. квант. теории многочастичных систем, одним из наиболее ярких достижений к-рых явилось создание Дж. Бардином, Л. Купером и Дж. Шриффером (США) и Н. Н. Боголюбовым микроскопич. теории сверхпроводимости.

На основе квант. теории вынужденного излучения, созданной Эйнштейном в 1917, в 50-х гг. возникла новая область радиофизики — *квантовая электроника*. Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым (и независимо Ч. Таунсом, США) осуществлены генерация и усиление эл.-магн. волн с помощью построенного ими *мазера*. В 60-х гг. был создан квант. генератор света — *лазер*.

Во 2-й четв. 20 в. происходило дальнейшее революц. преобразование Ф., связанное с познанием структуры ат. ядра и происходящих в нём процессов, а также с созданием Ф. элем. ч-ц. Открытию Резерфордом ат. ядра предшествовало открытие *радиоактивности* (А. Беккерель, П. и М. Кюри, Франция). В 1903 Резерфорд и Ф. Содди (Великобритания) объяснили радиоактивность как самопроизвольное превращение элементов, сопровождающееся излучением заряж. ч-ц. В 1919 Резерфорд, продолжая опыты по рассеянию альфа-частиц, добился превращения ядер азота в ядра кислорода. Открытие нейтрона в 1932 англ. физиком Дж. Чедвиком привело к созданию совр. протонно-нейтронной модели ядра (Д. Д. Иваненко, Гейзенберг). В 1934 франц. физики И. и Ф. Жолио-Кюри открыли искусств. радиоактивность.

Создание ускорителей заряженных ч-ц позволило изучать разл. яд. реакции. Важнейшим результатом этого этапа явилось открытие деления ат. ядра. В 1939—45 была впервые освобождена яд. энергия с помощью цепной реакции деления ^{235}U. Впервые яд. энергия в мирных целях была использована в СССР. В 1954 в СССР была построена первая ат. электростанция (г. Обнинск). В 1952 была осуществлена реакция термоядерного синтеза (термоядерный взрыв). Одновременно с Ф. ат. ядра с 30-х гг. 20 в. начала быстро развиваться Ф. элем. ч-ц. Первые большие успехи в этой области были связаны с исследованием косм. лучей. Были открыты мюоны, π-мезоны, К-мезоны, первые гипероны. После создания ускорителей заряж. ч-ц на высокие энергии началось планомерное изучение элем. ч-ц, их св-в и вз-ствий. Было экспериментально доказано существование двух типов нейтрино и открыто много новых элем. ч-ц, в т. ч. крайне нестабильные ч-цы — резонансы. Обнаружена универсальная взаимопревращаемость элем. ч-ц.

Успехи теоретической и экспериментальной физики

Квантовая теория поля (КТП) — закономерный этап в развитии физ. теории — распространила квант. принципы на системы с бесконечным числом степеней свободы. Первоначально КТП была построена применительно к вз-ствию эл-нов, позитронов и фотонов (*квантовая электродинамика*, 1929). Вз-ствие между заряж. ч-цами, согласно этой теории, осуществляется путём обмена фотонами. Несмотря на то, что все выводы теории находятся в полном согласии с опытом, она встретила ряд трудностей. Так, теор. значения масс и зарядов ч-ц получаются бесконечно большими. Чтобы избежать противоречий, используют технику перенормировок, заключающуюся в том, что бесконечно большие в теории значения масс и зарядов ч-ц заменяются их наблюдаемыми значениями.

Идеи, положенные в основу квант. электродинамики, были использованы для описания процессов β-распада радиоактивных ат. ядер с помощью нового типа вз-ствия, назв. *слабым взаимодействием*.

Дальнейшим плодотворным применением идей КТП явилась гипотеза о том, что вз-ствие между нуклонами (протонами и нейтронами) возникает вследствие обмена мезонами. Короткодействующий хар-р яд. сил объясняется наличием у мезонов сравнительно большой массы покоя. Мезоны с предсказанными св-вами (пи-мезоны) были обнаружены в 1947. Вз-ствие их с нуклонами оказалось частным случаем *сильных взаимодействий*. Трудности сильных вз-ствий связаны с тем, что из-за большой константы связи приближённые методы теории возмущений оказываются здесь неприменимыми.

В кон. 60-х гг. была построена перенормируемая теория слабых вз-ствий. Успех был достигнут на основе т. н. калибровочных теорий. Создана объединённая модель слабых и эл.-магн. вз-ствий, согласно к-рой, наряду с фотоном — переносчиком эл.-магн. вз-ствий, должны существовать переносчики слабых вз-ствий — промежуточные векторные бозоны с массами в неск. десятков протонных масс. Наряду с заряженными (W^+ и W^-) бозонами должны существовать и нейтральные (Z^0). В 1973 впервые экспериментально наблюдались процессы, к-рые можно объяснить существованием нейтральных бозонов (*нейтральные токи*), а в 1983 все эти бозоны были экспериментально обнаружены.

Большие успехи достигнуты в систематике сильно взаимодействующих ч-ц (адронов), позволившие предсказать существование неск. элем. ч-ц, открытых позднее экспериментально. Систематику адронов можно сделать наглядной, если предположить, что все адроны «построены» из небольшого числа (в первоначальном варианте из трёх) фундам. ч-ц — кварков с

дробными электрич. зарядами и соответствующих антикварков. Открытие в 1975—76 нового класса ч-ц (J/ψ-мезонов) потребовало введения ещё одного кварка. Сделаны попытки построения теории сильных вз-ствий с учётом новых эксперим. данных (см. *Квантовая хромодинамика*).

Существ. черта совр. эксперим. Ф.— неизмеримо возросшая роль измерит. и вычислит. техники. Совр. эксперим. исследования в области ядра и элем. ч-ц, радиоастрономии, квант. электроники и Ф. тв. тела обычно ведутся на больших установках и требуют значительных материальных затрат. Огромную роль в развитии яд. Ф. и Ф. элем. ч-ц сыграли разработка методов наблюдения и регистрации отд. актов превращений элем. ч-ц и создание ускорителей элем. ч-ц, положившее начало развитию Ф. высоких энергий.

Подлинная революция в эксперим. исследовании вз-ствий элем. ч-ц связана с применением ЭВМ для обработки информации, получаемой от регистрирующих устройств. Это позволило фиксировать крайне редкие процессы и анализировать десятки тысяч фотографий треков элем. ч-ц.

Развитие радиофизики получило новое направление после создания в 1939—45 радиолокац. устройств. Были сооружены гигантские радиотелескопы, улавливающие излучение косм. тел с ничтожно малой спектральной плотностью потока энергии (до $\sim 10^{-26}$ эрг·см$^{-2}$с$^{-2}$ Гц$^{-1}$), открыты с их помощью радиозвёзды и радиогалактики с мощным радиоизлучением, а в 1963 — наиболее удалённые от нас квазизвёздные объекты с большой светимостью — *квазары*. Исследование радиоизлучения небесных тел помогло установить источники первичных косм. лучей (протонов, более тяжёлых ядер и эл-нов). Ими оказались вспышки сверхновых звёзд. Было открыто *реликтовое излучение*, существование к-рого вытекало из модели горячей Вселенной. В 1967 открыты *пульсары* — быстро вращающиеся нейтронные звёзды. Пульсары создают направленное излучение в радио-, видимом и рентг. диапазонах. Интенсивность этого излучения периодически меняется за доли секунды из-за вращения звёзд.

Развитие традиц. направлений Ф. тв. тела привело к неожиданным открытиям новых физ. явлений и материалов с существенно новыми св-вами.

Успехи Ф. полупроводников совершили переворот в технике и радиотехнике. С заменой электровакуумных ламп полупроводниковыми приборами повысилась надёжность радиотехн. устройств и ЭВМ, существенно уменьшилась потребляемая ими мощность. Появились интегральные схемы, сочетающие на одном небольшом (площадью в десятки мм^2) кристалле тысячи и более электронных элементов. Небольшие ЭВМ изготовляются на одном кристалле.

Большое значение как для самой науки, так и для практич. применений имеют результаты, полученные при исследовании в-ва в экстремальных условиях: при очень низких или очень высоких темп-рах, сверхвысоких давлениях или глубоком вакууме, сверхсильных магн. полях и т. д.

Основные нерешённые проблемы физики

Физика элементарных частиц. Наиболее фундам. проблемой Ф. было и остаётся исследование материи на уровне элем. ч-ц. Ещё далеко не все положения новых теорий получили прямое эксперим. подтверждение. Остаётся нерешённым вопрос о возможности существования кварков и глюонов (ч-ц, осуществляющих связь между кварками) в свободном состоянии.

Не удалось достигнуть б. или м. завершённого теоретич. обобщения обширного эксперим. материала с единой точки зрения. Не решена задача о теор. определении спектра масс элем. ч-ц. Неясно, существует ли верхняя граница для масс кварков и др. фундам. ч-ц. Не создана непротиворечивая теория вз-ствия элем. ч-ц, к-рая не приводила бы к бесконечным значениям масс и др. физ. величин. Наконец, не решена задача построения квант. теории тяготения. Лишь намечалось построение теории, объединяющей четыре фундам. вз-ствия (суперобъединение).

Астрофизика. Развитие Ф. элем. ч-ц и ат. ядра позволило приблизиться к пониманию таких сложных проблем, как эволюция Вселенной на ранних стадиях её развития, эволюция звёзд и образования хим. элементов. Однако, несмотря на огромные достижения, перед совр. астрофизикой стоят нерешённые проблемы. Остаётся неясным, каково состояние материи при огромных плотностях и давлениях внутри нейтронных звёзд и «чёрных дыр». Не выяснены до конца природа квазаров и радиогалактик, причины вспышек сверхновых звёзд и появления всплесков γ-излучения. Непонятно, почему число регистрируемых нейтрино, испускаемых Солнцем при термоядерных реакциях, меньше предсказываемого теорией. Не выявлен полностью механизм ускорения заряж. ч-ц (косм. лучей) при вспышках сверхновых звёзд и механизм эл.-магн. излучения пульсаров и т. д. Наконец, положено лишь начало решению проблемы эволюции Вселенной в целом.

Физика ядра. После создания протонно-нейтронной модели ядра был достигнут большой прогресс в понимании структуры ат. ядер, построены разл. приближённые модели ядра. Однако последоват. теории ат. ядра, позволяющей, в частности, рассчитать энергию связи нуклонов в ядре и уровни энергии ядра, пока нет. Успех в этом направлении может быть достигнут лишь после построения теории сильных вз-ствий. Эксперим. исследование вз-ствий нуклонов в ядре — ядерных сил — сопряжено с очень большими трудностями из-за предельно сложного хар-ра этих сил. Они зависят от расстояния между нуклонами, от скоростей нуклонов и ориентаций их спинов.

Значит. интерес представляет возможность эксперим. обнаружения долгоживущих элементов с ат. номерами ок. 114 и 126 (т. н. островов стабильности), к-рые предсказываются теорией.

Одна из важнейших задач, к-рую предстоит решить,— проблема *управляемого термоядерного синтеза* (УТС), широко ведутся эксперим. и теор. исследования по созданию горячей дейтерий-тритиевой плазмы, необходимой для термоядерной реакции. Установки типа «токамак», впервые разработанные в СССР, являются, по-видимому, самыми перспективными в этом отношении. Разрабатываются и др. возможности решения проблемы УТС; в частности, для нагрева крупинок из смеси дейтерия с тритием можно использовать лазерное излучение, электронные и ионные пучки, получаемые в мощных импульсных ускорителях.

Квантовая электроника. Излучение квант. генераторов уникально по своим св-вам. Оно когерентно и может достигать в узком спектр. интервале огромной мощности: 10^{12}—10^{13} Вт, причём расходимость светового пучка составляет всего ок. 10^{-4} рад. Напряжённость электрич. поля излучения лазера может превышать напряжённость внутриатомного поля. Создание лазеров вызвало появление и быстрое развитие нового раздела — *нелинейной оптики*. В сильном лазерном излучении становятся существенными нелинейные эффекты вз-ствия эл.-магн. волны со средой. Эти эффекты: перестройка частоты излучения, самофокусировка пучка и др.— представляют большой теор. и практич. интерес.

Почти строгая монохроматичность лазерного излучения позволила получать с помощью интерференции волн объёмное изображение объектов (голограммы). Лазерное излучение применяют для разделения изотопов, для испарения и сварки металлов в вакууме, в медицине и т. д. Ведётся поиск возможностей применения лазеров для нагрева в-ва до термоядерных темп-р, осуществления связи в космосе и т. д.

Гл. проблемы, к-рые предстоит решить,— это дальнейшее повышение мощности и расширение диапазона длин волн лазерного луча с плавной перестройкой по частоте. Ведутся поисковые работы по созданию рентг. и гамма-лазеров.

Физика твёрдого тела. Ф. тв. тела принадлежит ведущая роль в исследовании возможностей получения материалов с экстремальными св-вами в отношении механич. прочности, теплостойкости, электрич., магн. и оптич. хар-к.

С 70-х гг. 20 в. ведутся активные поиски нефононных механизмов сверхпроводимости. Решение этой задачи, возможно, позволило бы создать высокотемпературные сверхпроводники, что, в частности, решило бы проблему передачи электроэнергии на большие расстояния практически без потерь. Разрабатываются принципиально новые физ. методы получения более надёжных и миниатюрных полупроводниковых устройств, методы получения более высоких давлений, сверхнизких темп-р и т. п. Большое значение имеет изучение Ф. полимеров с их необычными механич. и термодинамич. св-вами, в частности биополимеров.

Физика плазмы. Важность изучения плазмы связана с двумя обстоятельствами. Во-первых, в плазменном состоянии находится подавляющая часть в-ва Вселенной. Во-вторых, именно в высокотемпературной плазме имеется возможность осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Осн. ур-ния, описывающие плазму, известны, однако процессы в плазме столь сложны, что предсказать её поведение в разл. условиях весьма трудно. Гл. проблема, стоящая перед Ф. плазмы,— разработка эффективных методов её разогрева до темп-ры $\sim 10^9$ К и удержание её в этом состоянии в течение времени, достаточного для протекания термоядерной реакции в большей части рабочего объёма. Решение проблемы устойчивости плазмы играет важную роль также в обеспечении работы ускорителей на встречных пучках и в разработке т. н. коллективных методов ускорения ч-ц. Исследование эл.-магн. и корпускулярного излучения плазмы имеет решающее значение для объяснения ускорения заряж. ч-ц при вспышках сверхновых звёзд, излучения пульсаров и др.

Разумеется, проблемы совр. Ф. не сводятся только к перечисленным; свои задачи имеются во всех разделах Ф., и общее число их столь велико, что они не могут быть здесь приведены.

● Энгельс Ф., Диалектика природы, М., 1975; Ленин В. И., Материализм и эмпириокритицизм, Полн. собр. соч., 5 изд., т. 18; его же, Философские тетради, там же, т. 29; Дорфман Я. Г., Всемирная история физики, т. 1—2, М., 1974—79; Кудрявцев П. С., История физики, т. 1—3, М., 1948—71; Марков М. А., О природе материи, М., 1976; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Калашников С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977; Кикоин А. К., Кикоин И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976; Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика, 2 изд., М., 1980; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., 2 изд., в. 1—9, М., 1967—78; Берклеевский курс физики, пер. с англ., т. 1—6, М., 1971—74; Астахов А. В., Широков Ю. М., Курс физики, т. 1—2, М., 1977—1980; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 1—4], М., 1979—80; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 3 изд., М., 1973 (Теоретич. физика, т. 1); их же, Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретич. физика, т. 2); их же, Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974 (Теоретич. физика, т. 3); Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; (Теоретич. физика, т. 4); Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976 (Теоретич. физика, т. 5); Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978 (Теоретич. физика, т. 9); их же, Физическая кинетика, М., 1979 (Теоретическая физика, т. 10); Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, М., 1982 (Теоретич. физика, т. 8); Физический энциклопедический словарь, т. 1—5, М., 1960—1966.

А. М. Прохоров.

ФИЗИОЛОГИ́ЧЕСКАЯ АКУ́СТИКА, психофизиологическая акустика, раздел акустики, изучающий устройство и работу звуковоспринимающих и звукообразующих органов у человека и животных. Методы Ф. а. могут быть как физическими — аппаратурный анализ звуков биологич. происхождения, изучение прохождения звуков из среды к рецепторным клеткам (напр., у наземных млекопитающих через наружное и среднее ухо к кортиеву органу внутр. уха) или от звукоизлучающих структур в среду (напр., от гортани через ротовую полость в воздух), так и психофизиологическими — исследование реакции человека и животных в ответ на звук, регистрация соответствующих биоэлектрич. потенциалов.

Изучение осознанных двигательных реакций человека, как, напр., словесный отчёт, выявляет интегральные свойства слуха человека и позволяет измерять абс. и дифф. пороги слуха (см. *Порог слышимости*), оценивать субъективные качества звука — его громкость, высоту, тембр и т. п. и способности человека обнаруживать на фоне помех и распознавать разл. акустич. сигналы. Исследование у человека и животных условнорефлекторных реакций на звук (напр., изменение частоты дыхания и пульса, электрич. потенциала кожи и т. д.) позволяет измерять пороги слуха и оценивать способности человека и животных обнаруживать и различать на слух звуковые сигналы по их физ. характеристикам, таким, как интенсивность, спектральная и временна́я структура и т. п.

Исследование биоэлектрич. потенциалов выявляет способность отдельных нейронов (нервных клеток) слуховой системы и их совокупностей перерабатывать информацию, содержащуюся в акустич. сигналах (перекодирование параметров звуковых колебаний в последовательность нервных импульсов, выделение характерных признаков опознавания звуков, сравнение данного слухового образа с хранящимся в памяти эталоном и т. д.). Установление взаимосвязи между реакциями нейронов и реакциями слуховой системы в целом — одна из важнейших задач Ф. а.

Физич. анализ и функции органов звукоизлучения у человека важен для решения задач синтеза речи, создания устройств общения человека с машиной и для разработки устройств автоматич. распознания речи. Исследование звукоизлучающих структур у животных существенно для понимания акустич. принципов эхолокации, ориентации, коммуникации в животном мире. Наряду с непосредств. излучением органов приёма и излучения звука в Ф. а. широко применяются методы механич., электрич. и математич. *моделирования*.

● Айрапетьянц Э. Ш., Константинов А. И., Эхолокация в природе, 2 изд., Л., 1974; Фант Г., Акустическая теория речеобразования, пер. с англ., М., 1964; Физиология сенсорных систем, ч. 2, Л., 1972; Бельковичи В. М., Дубровский Н. А., Сенсорные основы ориентации китообразных, Л., 1976.

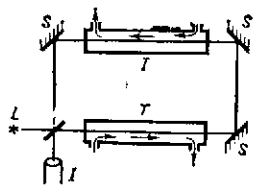
Н. А. Дубровский.

ФИЗИ́ЧЕСКИЙ МАЯ́ТНИК, см. *Маятник*.

ФИЗО́ МЕ́ТОД, метод определения скорости света, предложенный и осуществлённый впервые франц. физиком А. И. Л. Физо (A. H. L. Fizeau) в 1849. Подробнее см. *Скорость света*.

ФИЗО́ ОПЫТ по определению скорости света в движущихся средах (телах) (франц. физик А. И. Л. Физо, 1851) показал, что свет частично увлекается движущейся средой. Скорость света в такой среде равна $c/n \pm \alpha v$, где c/n — скорость света в неподвижной среде, n — показатель преломления среды, v — скорость среды относительно наблюдателя (т. е. в лаб. системе отсчёта), α — коэфф. увлечения, знаки «+» и «—» соответствуют одинаковым и противоположным направлениям света и скорости среды. Ф. о. подтвердил полученную ранее франц. физиком О. Ж. Френелем ф-лу для коэфф. увлечения: $\alpha = 1 - 1/n^2$.

Принципиальная схема Ф. о. приведена на рис. Луч от источника L



разделяется полупрозрачной пластинкой на два луча, один из к-рых, отражаясь от зеркал S, проходит через текущую в трубках T воду по направлению её движения, а второй — против движения. Оба луча направляются в интерферометр I, и наблюдается интерференц. картина. Измерения проводились сначала при неподвижной воде, затем — при движущейся. По смещению интерференц. полос опре-

делялась разность времён прохождения лучей в движущейся воде, а следовательно, и α.

Ф. о. сыграл важную роль при построении *электродинамики движущихся сред*; позднее он явился одним из эксперим. обоснований спец. теории относительности А. Эйнштейна, в к-рой α получается непосредственно из релятив. ф-лы сложения скоростей (см. *Относительности теория*), если ограничиться членами первого порядка по v/c. Учёт дисперсии (зависимости n от дл. волны λ света) даёт слагаемое $\mp (\lambda/n)(\partial n/\partial\lambda)v$ в коэфф. увлечения, что было теоретически получено голл. физиком Х. Лоренцем и в 1914 экспериментально подтверждено голл. физиком П. Зееманом с сотрудниками.

К. И. Погорелов.

ФИ́КА ЗАКО́Н. Первый Ф. з. устанавливает пропорциональность диффузионного потока j в идеальных растворах градиенту концентрации ∇c: $j = -D\nabla c$ (D — коэфф. *диффузии*). Второй Ф. з. получается из первого и ур-ния непрерывности:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{\partial c}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(D\frac{\partial c}{\partial y}\right)+ \frac{\partial}{\partial z}\left(D\frac{\partial c}{\partial z}\right),$$

где t — время, x, y, z — пространств. координаты. Если D = const, то второй Ф. з. имеет вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\Delta c$$

и наз. ур-нием диффузии. Открыты нем. учёным А. Фиком (A. Fick) в 1855.

ФИЛЬТР АКУСТИ́ЧЕСКИЙ, устройство для выделения из сложного звука звуков определённой полосы частот. Является акустич. аналогом электрич. фильтра. Простейший Ф. а.— резонатор Гельмгольца (см. *Резонатор акустический*). Ф. а., пропускающие все частоты от нулевой до нек-рой заданной $f_{гр}$, наз. низкочастотными; высокочастотные Ф. а. пропускают все частоты выше заданной. Ф. а., пропускающие более или менее узкий диапазон частот между двумя заданными частотами, наз. полосовыми.

Низкочастотный Ф. а. (рис. 1, *а*) представляет собой совокупность одинаковых полостей объёмом V, соединённых узкими трубками длиной l и сечением S (электрич. аналог, рис. 1, *б*). В первом приближении можно считать, что вся кинетич. энергия системы сосредоточена в воздухе, движущемся в трубках, а потенциальная — связана с упругой деформацией воздуха в полостях. Верхняя граница пропускания этого Ф. а. $f_{гр}=(c/\pi)\sqrt{S/lV}$, где c — скорость звука.

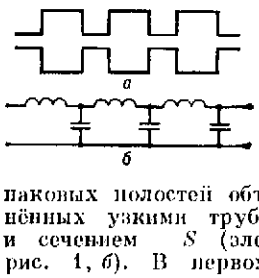


Рис. 1. Схема низкочастотного акустич. фильтра *а* и его электрич. аналога *б*.

Высокочастотный Ф. а. (рис. 2, *а*) состоит из узкой трубы с просверленными в ней на одинаковом расстоянии отверстиями (электрич. аналог, рис. 2, *б*). В этой системе кинетич. энергия сосредоточена в воздухе, движущемся вблизи отверстий, а потенциальная связана с воздухом в трубе. Под действием низкочастотных колебаний воздух в отверстиях интенсивно колеблется, поэтому для этих составляющих происходит «короткое замыкание» и они не проходят по трубе. На высоких частотах колебаний воздуха в отверстиях не происходит, и высокочастотные составляющие свободно проходят по трубе. Комбинацией низкочастотного и высокочастотного Ф. а. можно получить полосовой Ф. а.

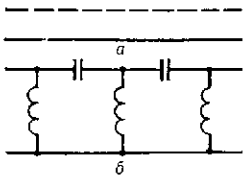


Рис. 2. Схемы высокочастотного акустич. фильтра *а* и его электрич. аналога *б*.

Ф. а. широко применяется в технике для снижения шума, создаваемого потоком отработанного газа в реактивных двигателях и в двигателях внутр. сгорания (напр., автомоб. глушитель). В архитектурной акустике они используются для уменьшения передачи шума по вентиляц. каналам и трубам. Осн. свойством Ф. а.— способностью выделять полосу частот из сложного звука — обладают плоскопараллельные пластинки; они наз. интерференц. Ф. а.

● Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Тартаковский Б. Д., Ультразвуковые интерференционные фильтры с изменяемыми частотами пропускания, «Акустич. ж.», 1957, т. 3, в. 2, с. 183.

ФИЛЬТР МАСС, то же, что квадрупольный *масс-спектрометр*.

ФИЛЬТРА́ЦИЯ, движение жидкости (воды, нефти) или газа (воздуха, природного газа) сквозь пористую среду. Ф. воды, нефти, газа в грунтах имеет большое значение в строительстве гидротехнич. сооружений, в мелиорации, водоснабжении, при добыче нефти и газа. Ф. используется в фильтрах из пористых в-в, применяемых для очистки жидкостей и газов, разделения жидких неоднородных систем, как в лабораторных, так и в пром. условиях (в хим., пищ., нефтеобрабат. и др. областях пром-сти). Для Ф., как процесса, проводимого в пром-сти и лаб. условиях, применяется также термин «фильтрование».

Расход жидкости или газа при Ф. (фильтрац. расход) обычно определяется зависимостью: $Q=kSh_v/L$, а скорость Ф. W — т. н. законом Дарси: $W=kI$, где k — эмпирич. коэфф. Ф., S — полная площадь поперечного сечения фильтрац. потока (не только сечения пор, но и твёрдых частиц), h_v — напор, теряемый по длине пути Ф. L, $h_v/L=I$ — напорный градиент или гидравлич. уклон, показывающий величину падения напора на единицу длины пути Ф. Скорость Ф. меньше действит. скорости жидкости или газа в порах, т. к. движение происходит только через ту часть площади сечения S, к-рая занята порами. Закон Дарси справедлив при ламинарном течении в порах фильтрующей среды, что большей частью и имеет место в действительности (песчаные, глинистые и т. п. грунты, бетон). При Ф. в крупнозернистых материалах, напр. в каменной наброске, где имеет место *турбулентное течение*, скорость Ф. определяется др. зависимостями, напр. $W=k'I^m$, где k' и m — фильтрац. характеристики грунта, причём первая аналогична коэфф. Ф., а вторая меняется от 1 до $^1/_2$.

● Аравин В. И., Нумеров С. Н., Теория движения жидкостей и газов в недеформируемой пористой среде, М., 1953; Полубаринова-Кочина П. Я., Теория движения грунтовых вод, 2 изд., М., 1977; Богомолов Г. В., Гидрогеология с основами инженерной геологии, 3 изд., М., 1975.

ФЛИККЕР-ЭФФЕ́КТ (от англ. flicker — мерцание), медленные флуктуации электрич. токов и напряжений в электровакуумных и газоразрядных электронных приборах, обусловленные испарением атомов в-ва катода; диффузией их из глубинных слоёв к поверхности; бомбардировкой катода положит. ионами, приводящей к *ионному внедрению* и образованию слоёв примесных атомов на поверхности катода; структурными изменениями катода.

● См. лит. при ст. *Флуктуации электрические*.

ФЛУКТУА́ЦИИ (от лат. fluctuatio — колебание), случайные отклонения физ. величин от их ср. значений. Ф. происходят у любых величин, зависящих от случайных факторов. Количеств. хар-ка Ф. основана на методах матем. статистики и теории вероятностей. Простейшей мерой Ф. величины x служит её дисперсия σ_x^2, т. е. ср. квадрат отклонения x от ср. значения $\bar{x}$, $\sigma_x^2=\overline{(x-\bar{x})^2}=\overline{x^2}-\bar{x}^2$, где черта сверху означает статистич. усреднение. Эквивалентной мерой Ф. явл. среднеквадратичное отклонение σ_x, равное корню квадратному из дисперсии, или его относит. величина $\delta_x=\sigma_x/\bar{x}$.

В статистич. физике Ф. вызываются хаотич. тепловым движением образующих систему ч-ц. Наблюдаемые значения физ. величин (т. н. экстенсивных, т. е. пропорциональных объёму системы, напр. энергии) очень близки к их ср. статистич. значениям, т. е. Ф. очень малы: относит. Ф. пропорц. $1/\sqrt{N}$, где N — число ч-ц системы.

Однако для выделенных малых объёмов они могут быть легко обнаружены (особенно вблизи *критических точек*), напр. по рассеянию света, рентг. лучей или медл. нейтронов. Ф. имеют принципиальное значение, ограничивая пределы применимости термодинамич. понятий лишь большими (содержащими много ч-ц) системами, для к-рых Ф. значительно меньше самих флуктуирующих величин. Существование Ф. уточняет смысл *второго начала термодинамики* — утверждение о невозможности вечного двигателя 2-го рода остаётся справедливым, но оказываются возможными Ф. системы из равновесного состояния в неравновесные, обладающие меньшей *энтропией*; однако на основе таких Ф. нельзя построить вечный двигатель 2-го рода. Для ср. величин остаётся справедливым закон возрастания энтропии в изолированной системе.

Основы теории Ф. были заложены в работах амер. физика Дж. У. Гиббса (1902), А. Эйнштейна (1905—06), польск. физика М. Смолуховского (1906).

С помощью *Гиббса распределений* как в классич., так и в квант. случае можно вычислить Ф. в состоянии статистич. равновесия для систем, находящихся в разл. физ. условиях; при этом Ф. выражаются через равновесные термодинамич. параметры и производные *потенциалов термодинамических*. Напр., для системы с пост. объёмом V и пост. числом ч-ц N, находящейся в контакте с термостатом (с темп-рой T), канонич. распределение Гиббса даёт для Ф. энергии ($\mathcal{E}$): $\overline{\Delta\mathcal{E}^2} = (kT)^2 c_V$, где c_V — теплоёмкость при пост. объёме. Такое же выражение для Ф. справедливо и в случае квант. статистики, различаются лишь явные выражения для c_V. В приведённом примере флуктуирует пропорц. объёму (т. н. экстенсивная) величина — энергия. Её относит. квадратичные Ф. $\overline{\Delta\mathcal{E}^2}/\overline{\mathcal{E}}^2$ пропорциональны величине $1/N$ (нормальные Ф.) и, следовательно, очень малы. В точках *фазовых переходов* Ф. сильно возрастают и их относит. величина может убывать с увеличением N медленнее. Для более детальной хар-ки Ф. нужно знать ф-цию распределения их вероятностей.

Можно найти не только Ф. величины x_i, но и корреляции между ними $\overline{\Delta x_i \Delta x_k}$, определяющие их взаимное влияние (лишь для статистически независимых величин $\overline{\Delta x_i \Delta x_k} = \overline{\Delta x_i} \times \overline{\Delta x_k} = 0$); примером могут служить корреляции объёма и давления: $\overline{\Delta V \Delta p} = -kT$. Для физ. величин $A(x, t)$, $B(x, t)$, зависящих от координат (x) и времени (t), вообще говоря, имеют место пространственно-временны́е корреляции между их Ф. в разл. точках пр-ва в разл. моменты времени:

$$\overline{\Delta A(x_1, t_1)\, \Delta B(x_2, t_2)} = F(x_1 - x_2, t_1 - t_2);$$

ф-ции F наз. пространственно-временны́ми корреляц. (или коррелятивными) ф-циями, в состоянии статистич. равновесия они зависят лишь от разностей координат и времени.

Ф. связаны с *неравновесными процессами*. Такие неравновесные хар-ки системы, как кинетич. коэффициенты (электропроводность, вязкость и пр.), пропорциональны интегралам по времени от временны́х корреляц. ф-ций потоков физ. величин. Напр., электропроводность пропорциональна интегралу от корреляц. ф-ций плотностей токов, коэфф. теплопроводности, вязкости, диффузии пропорциональны соответственно интегралам от корреляц. ф-ций плотностей потоков тепла, импульса и диффузного потока; это справедливо как для классич., так и для квант. систем, однако в последнем случае ф-лы неск. усложняются.

В общем случае существует связь между Ф. физ. величин в равновесном состоянии и неравновесными св-вами системы при внешн. возмущении, определяемая *флуктуационно-диссипативной теоремой*.

Ф. в системах заряж. ч-ц проявляются как хаотич. изменения потенциалов, токов или зарядов; они обусловлены как дискретностью электрич. заряда, так и тепловым движением носителей заряда. Эти Ф. явл. причиной электрич. шумов и определяют предел чувствительности приборов для регистрации слабых электрич. сигналов (см. *Флуктуации электрические*).

Ф. можно наблюдать по рассеянию света: случайные изменения плотности среды из-за Ф. вызывают случайные изменения по объёму показателя преломления, и в однородной по составу среде или даже в химически чистом в-ве рассеяние света может происходить так же, как в мутной среде. Это явление особенно заметно в бинарных растворах при темп-ре, близкой к критич. темп-ре растворения,— т. н. критич. рассеяние света. Ф. также очень велики в критич. точке равновесия жидкость — пар (см. *Критические явления*). Ф. давления проявляются в *броуновском движении* взвешенных в жидкости (или газе) малых ч-ц под влиянием нескомпенсированных точно ударов молекул окружающей среды.

В *квантовой теории поля* Ф. вакуума, связанные с возможностью рождения и поглощения *виртуальных частиц*, приводят к изменению значений массы и заряда ч-ц.

● См. лит. при ст. *Статистическая физика*.

Д. Н. Зубарев.

ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ, хаотич. изменения потенциалов, токов и зарядов в электрич. цепях и *линиях передачи*, вызываемые тепловым движением носителей заряда и др. физ. процессами в в-ве, обусловленными дискретной природой электричества (естеств. Ф. э.), а также случайными изменениями и нестабильностью характеристик цепей (технич. Ф. э.). Ф. э. возникают в проводниках, в электронных и ионных приборах, а также в атмосфере, где происходит *распространение радиоволн*. Ф. э. приводят к появлению ложных сигналов — шумов на выходе усилителей электрич. сигналов, ограничивают их чувствительность и помехоустойчивость, уменьшают стабильность генераторов и устойчивость систем автоматич. регулирования и т. д.

В проводниках в результате теплового движения носителей заряда возникает флуктуирующая разность потенциалов (т е п л о в о й ш у м). В металлах из-за большой концентрации электронов проводимости и малой длины их свободного пробега тепловые скорости электронов во много раз превосходят скорость направленного дрейфа) в электрич. поле. Поэтому Ф. э. в металлах зависят от темп-ры, но не зависят от приложенного напряжения (см. *Найквиста формула*). При комнатной температуре интенсивность тепловых Ф. э. остаётся постоянной до частот $\omega \sim 10^{12}$ Гц. Хотя тепловые Ф. э. возникают только в активных сопротивлениях, наличие в цепи реактивных элементов (конденсаторов и катушек индуктивности) может изменить частотный спектр Ф. э.

В неметаллич. проводниках Ф. э. увеличиваются за счёт медленной случайной перестройки структуры проводника под действием тока (при $\omega \leqslant 1$кГц). Эти Ф. э. на неск. порядков превышают тепловые.

Ф. э. в электровакуумных и ионных приборах связаны гл. обр. со случайным характером электронной эмиссии с катода (*дробовой шум*). Интенсивность дробовых Ф. э. практически постоянна для $\omega = 10^8$ Гц. Она зависит от присутствия остаточных ионов и величины пространств. заряда. Дополнит. источники Ф. э. в этих приборах — *вторичная электронная эмиссия* с анода и сеток электронных ламп, динодов фотоэлектронных умножителей и т. п., а также случайное перераспределение тока между электродами. Наблюдаются также медленные Ф. э., связанные с разл. процессами на катоде (см. *Фликкер-эффект*). В газоразрядных приборах низкого давления Ф. э. возникают из-за теплового движения электронов.

В полупроводниковых приборах Ф. э. обусловлены случайным характером процессов генерации и рекомбинации электронов и дырок (г е н е р а ц и о н н о - р е к о м б и н а ц и о н н ы й ш у м) и диффузии носителей заряда (д и ф ф у з и о н н ы й ш у м). Оба процесса дают вклад как в тепловой, так и в дробовой шумы полупроводниковых приборов. Частотный спектр этих Ф. э. определяется временами жизни и дрейфа носителей. В полупроводни-

ковых приборах на НЧ наблюдаются также Ф. э., обусловленные «улавливанием» электронов и дырок дефектами кристаллич. решётки (м о д у л я ц и о н н ы й ш у м).

В приборах квантовой электроники Ф. э. ничтожно малы и обусловлены спонтанным излучением (см. *Квантовый усилитель*).

Т. п. технич. Ф. э. связаны с температурными изменениями параметров цепей и их «старением», нестабильностью источников питания, с помехами от пром. установок, вибрацией и толчками, с нарушениями электрич. контактов и т. п.

Ф. э. в генераторах электрических колебаний вызывают модуляцию амплитуды и частоты колебаний (см. *Модуляция колебаний*), что приводит к появлению непрерывного частотного спектра колебаний и к уширению спектральной линии генерируемых колебаний до 10^{-7}—10^{-12} от несущей частоты.

● Б о и ч - Б р у е в и ч А. М., Радиоэлектроника в экспериментальной физике, М., 1966; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1, М., 1976; М а л а х о в А. Н., Флуктуации в автоколебательных системах, М., 1968; В а н д е р З и л А., Шум, пер. с англ., М., 1973; С у х о д о е в И. В., Шумы электрических цепей, М., 1975; Р о б и н с о н Ф. Н. Х., Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях, пер. с англ., М., 1980. *И. Т. Трофименко.*

ФЛУКТУАЦИО́ННО-ДИССИПАТИ́ВНАЯ ТЕОРЕ́МА, теорема статистич. физики, определяющая связь между флуктуациями системы в равновесном состоянии и её неравновесными св-вами. Установлена Х. Калленом и Т. Уэлтоном (США, 1951). Реакция системы на пек-рое возмущение под влиянием силы f (зависящей от времени t как $\cos \omega t$), входящее как дополнит. член $-f\hat{x}$ в гамильтониан системы ($\hat{x}$ — оператор, соответствующий физ. величине x), приводит к изменению ср. значения ($\bar{x}$) величины x на $\delta\bar{x}=\alpha(\omega)f$; $\alpha(\omega)$ наз. обобщённой восприимчивостью системы и определяет её неравновесные св-ва. Согласно Ф.-д. т., фурье-образ корреляц. ф-ции (см. *Флуктуации*)

$$\varphi(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}\left[\overline{\Delta x(t)\,\Delta x(0)}+\overline{\Delta x(0)\,\Delta x(t)}\right]$$

связан с $\alpha(\omega)$ соотношением

$$\varphi(\omega)=\hbar\,\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right)\mathrm{Im}\,\alpha(\omega),$$

где T — абс. темп-ра, Im означает мнимую часть. Ф.-д. т. важна для оценки шумов в квант. системах.

Д. Н. Зубарев.

ФЛУКТУО́Н *квазичастица*, представляющая собой возбуждение в гетерофазной системе (напр., в сплавах), связанное с образованием вокруг заряженной ч-цы, напр. электрона, флуктуации концентраций одной из компонент системы, к-рая создаёт для заряженной частицы потенциальную яму. В результате попадания заряженной частицы в потенциальную яму флуктуация становится устойчивой и может перемещаться вместе с заряженной ч-цей. Если гетерофазная среда — смесь разных фазовых состояний одного и того же в-ва, то Ф. наз. ф а з о н о м. В жидком Не Ф.— островки твёрдой фазы («льдинки») вблизи положит. заряженной ч-цы (радиусом ~ 7 Å) и сферич. полости вокруг электронов (радиусом ~ 20 Å).

ФЛУОРЕСЦЕ́НЦИЯ, флюоресценция (от назв. минерала флюорит, у к-рого впервые была обнаружена Ф., и лат. -escent — суффикс, означающий слабое действие), *люминесценция*, затухающая в течение короткого времени. Разделение люминесценции на Ф. и *фосфоресценцию* устарело, приобрело условный смысл качеств. хар-ки её длительности. По механизму преобразования энергии возбуждения Ф., как правило, явл. спонтанной люминесценцией, поэтому её длительность определяется *временем жизни* на возбуждённом уровне энергии (в случае запрещённых переходов Ф. в этом смысле может иметь значит. длительность).

Ф. наблюдается в ат. и мол. газах. Мн. органич. в-ва обладают Ф. в жидких и тв. р-рах, а также в крист. состоянии. Спектры Ф., её поляризация и кинетика связаны со структурой и симметрией *центров люминесценции* или молекул, характером их вз-ствия, зависят от концентрации р-ров, вида возбуждения и т. д. Поэтому с помощью Ф. изучают структуру в-в и физ. процессы, происходящие в них. Ф. используют в *люминесцентном анализе*, *сцинтилляционных счётчиках*, дефектоскопии, микробиологии, медицине, биофизике и т. д.

● См. лит. при ст. *Люминесценция.*

М. Д. Галанин.

ФЛУОРИ́МЕТР, *спектральный прибор* для измерения интенсивности *флуоресценции*. Применяется в *люминесцентном анализе*. Ф., в схему к-рого включён монохроматор, позволяет измерять спектр флуоресценции и наз. с п е к т р о ф л у о р и м е т р о м.

ФЛУОРО́МЕТР, прибор для измерения времени затухания *флуоресценции* (времени $\tau \sim 10^{-8}$—10^{-9} с). Действие Ф. основано на том, что при модулированном с частотой ω возбуждении люминесценции последняя модулирована с той же частотой, а фаза её модуляции отстаёт от фазы модуляции возбуждения на угол φ, зависящий от ω и τ. При синусоидальной модуляции возбуждения с частотой ω и экспоненциальном законе затухания флуоресценции $\varphi=\mathrm{arctg}(\omega\tau)$. При этом амплитуда модуляции возбуждения A_0 и люминесценции A связаны соотношением: $A_0=A\sqrt{1+\omega^2\tau^2}$. Т. о., для определения τ необходимо измерять либо φ, либо отношение A_0/A. Наибольшее распространение получили

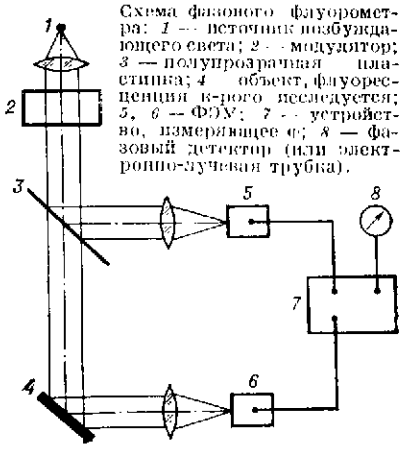


Схема фазового флуорометра: *1* — источник возбуждающего света; *2* — модулятор; *3* — полупрозрачная пластинка; *4* — объект, флуоресценция к-рого исследуется; *5*, *6* — ФЭУ; *7* — устройство, измеряющее φ; *8* — фазовый детектор (или электронно-лучевая трубка).

фазовые Ф., измеряющие φ (см. рис.). Современные приборы для измерения времени затухания флуоресценции основаны на возбуждении флуоресценции короткими импульсами и измерении хода затухания при помощи осциллографа или метода счёта фотонов.

М. Д. Галанин.

ФЛЮКСМЕ́ТР (от лат. fluxus — течение и греч. metréo — измеряю), **веберметр**, прибор для измерения *магнитных потоков*. Наиболее распространены Ф. магнитоэлектрич. и фотоэлектрич. систем. М а г н и т о э л е к т р и ч е с к и й Ф. представляет собой измерит. прибор с *магнитоэлектрическим измерительным механизмом*, у к-рого подвижная часть — лёгкая бескаркасная рамка — находится в равновесии в любом положении (противодействующий вращательный момент очень мал). Отклонение подвижной части Ф. пропорционально изменению потокосцепления $\Delta\Phi$ индукц. измерит. катушки, подключённой к зажимам Ф., с измеряемым магн. потоком: $\Delta\Phi=(C/w)\times(\alpha_2-\alpha_1)$, где w — число витков измерит. катушки, C — постоянная Ф. (Вб/дел), α_1 и α_2 — начальное и конечное положения стрелки прибора в делениях его шкалы. Потокосцепление изменяется при включении (выключении) и изменении направления измеряемого магн. поля (соленоида, электромагнита и т. п.) или при изменении положения измерит. катушки в магн. поле. В отличие от *баллистического гальванометра*, показания Ф. в определ. пределах не зависят от времени изменения магн. потока (до неск. секунд), от сопротивления внеш. цепи. У наиболее чувствительных Ф. этого типа (М 199) $C=5\cdot10^{-6}$ Вб/дел.

Ф о т о э л е к т р и ч е с к и й Ф. представляет собой магнитоэлектрич. гальванометр с зеркальцем на подвижной рамке, к к-рой подключается измерит. катушка. Световой зайчик, отражённый от зеркальца, освещает два одинаковых включённых встречно фотоэлемента. При нейтральном положении рамки токи фотоэлементов ком-

пенсируются. При повороте рамки гальванометра (из-за появления эдс в измерит. катушке) компенсация нарушается и возникающее напряжение, связанное с разбалансировкой электрич. схемы, подаётся на вход усилителя. В усилителе оно компенсируется напряжением *обратной связи*, пропорц. току в измерителе. При этом наблюдаемое изменение тока ΔI в измерителе пропорц. изменению потокосцепления: $\Delta\Phi = (C/w)\Delta I$. Фотоэлектрич. компенсац. Ф. обладают более широким частотным диапазоном и более высокой чувствительностью, чем магнитоэлектрические. Напр., у микровеберметра Ф 190 постоянная прибора $C = 4 \cdot 10^{-8}$ Вб/дел, этот прибор имеет выход на самописец и может вести запись и регистрацию низкочастотных переменных магн. потоков.

● См. лит. при ст. *Магнитные измерения*.

ФЛЮОРИ́Т, природный и синтетич. кристалл CaF_2, точечная группа симметрии $m3m$. Плотность 3,18 г/см³; $T_{пл} = 1360$°С; твёрдость по шкале Мооса 4; молекулярная масса 78,08; оптически анизотропен, для $\lambda = 0{,}656$ мкм показатель преломления $n = 1{,}43$; прозрачен в диапазоне λ 0,125—10 мкм. Ф. без примесей применяется для изготовления оптич. линз и призм, а активированный разл. примесями (в т. ч. редкоземельными элементами) — как лазерный материал (см. *Твердотельные лазеры*) для преобразования ИК-излучения в видимый свет, в качестве фотохромных материалов, твёрдых электролитов с высокой ионной проводимостью (ионы F) и т. д.

ФОКА́ЛЬНАЯ ПЛО́СКОСТЬ, см. *Фокус* в оптике.

ФОКА́ЛЬНАЯ ПОВЕ́РХНОСТЬ, см. *Фокус* в оптике.

ФОКО́Н, фокусирующий конус, полый зеркальный, либо стеклянный монолитный, либо волоконно-оптический, изготовленный из спечённых вместе конич. стеклянных нитей — световодов. Сердцевина каждой нити имеет более высокий показатель преломления, чем оболочка. Изображение, спроецированное на один торец Ф., переносится с соотв. изменением масштаба на др. торец. Ф. могут служить концентраторами света в оптич. системах с малой угл. апертурой.

Н. А. Валюс.

ФО́КУС (от лат. focus — очаг, огонь) в оптике, точка, в к-рой после прохождения параллельным пучком лучей оптич. системы пересекаются лучи пучка (или их продолжения, если система превращает параллельный пучок в расходящийся). Если лучи проходят параллельно оптической оси системы, Ф. находится на этой оси; его наз. главным Ф. В идеальной оптич. системе все Ф. расположены на плоскости, перпендикулярной оси системы и наз. фокальной плоскостью. В реальной системе Ф. могут располагаться на нек-рой иной фокальной поверхности.

ФОКУСИРО́ВКА ЗВУ́КА, создание сходящихся волновых фронтов сферич. или цилиндрич. формы. Ф. з. основана на тех же физ. принципах, что и фокусировка световых волн: активная фокусирующая система — *концентратор акустический* — создаёт непосредственно сходящийся волновой фронт, пассивная — линза или зеркало — изменяет акустич. длину пути kL (k — волновое число, L — геом. длина пути) таким образом, что преобразует плоский или расходящийся фронт в сходящийся. Центр кривизны сходящегося волнового фронта наз. геом. фокусом, а точка, в к-рой концентрация энергии звуковых волн достигает макс. величины, наз. волновым фокусом. Для волновых фронтов, форма к-рых отличается от сферы или прямого кругового цилиндра, геом. и волновой фокус не совпадают. Расстояние от фокуса до поверхности фокусирующей системы в направлении акустич. оси фронта наз. фокусным расстоянием f. В результате дифракции волн в фокусе образуется фокальное пятно или полоса. Для длиннофокусных фронтов радиус фокального пятна или ширина фокальной полосы $r_0 = \beta(\lambda f/R)$, где $R \approx f\omega_m$ — радиус зрачка фронта, ω_m — угол раскрытия фронта, т. е. угол между акустич. осью фронта и его краем, а $\beta = 0{,}61$ для сферич. и $\beta = 0{,}5$ для цилиндрич. фронта.

Сходящиеся волновые фронты при Ф. з. характеризуются, как правило, неравномерным распределением амплитуды и отклонением формы фронта от идеальной сферы или цилиндра, т. н. аберрацией. По сравнению с оптич. фокусировкой при фокусировке в акустике бо́льшую роль играет неравномерность амплитуды и меньшую — аберрация, а также существ. роль играют коэфф. прохождения и коэфф. поглощения в этих фокусирующих устройствах и окружающей их среде.

При Ф. з. осуществляется усиление звукового давления p, *колебательной скорости* частиц v и *интенсивности звука* I. Соответствующие коэфф. усиления K_p, K_v, K_I показывают, во сколько раз возросли величины p, v или I в фокусе по сравнению с их значениями на поверхности волнового фронта фокусирующей системы. Для сферич. фронта $K_p^{(с)} = (f/\lambda)\sin(\omega_m/2)$, для цилиндрич. $K_p^{(ц)} = \sqrt{f/\lambda}\cdot 2\omega_m$. В обоих случаях $K_I = K_p K_v \approx K_p^2$.

Ф. з. используется в устройствах для получения звукового изображения в звуковизорах, *микроскопе* акустическом, системах *голографии акустической* и т. п., в устройствах для формирования заданной диаграммы направленности *электроакустических преобразователей*, напр. в гидро- и рыболокаторах, в системах сканирования УЗ луча в приборах мед. диагностики и т. п.; в устройствах для концентрации УЗ энергии при использовании её в технологич. процессах и УЗ хирургии и т. п.

● Канаевский И. Н., Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977.

И. Н. Канаевский.

ФО́КУСНОЕ РАССТОЯ́НИЕ оптической системы, расстояние от её главного фокуса до ближайшей к нему главной точки (см. *Кардинальные точки* оптической системы).

ФОКУСО́Н, см. в ст. *Дефекты* в кристаллах.

ФОН (от греч. phōnḗ — звук), ед. уровня громкости звука (см. *Громкость звука*). Уровень громкости данного звука в Ф. равен уровню интенсивности звука (звукового давления) в децибелах для чистого тона частотой 1000 Гц, громкость к-рого при сравнении на слух равна громкости данного звука.

ФОНО́Н, *квазичастица*, сопоставляемая волне смещений атомов (ионов) и молекул кристалла из положений равновесия (см. *Колебания кристаллической решётки*). Энергия Ф. $\mathcal{E} = \hbar\omega(\boldsymbol{k})$, квазиимпульс $\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k}$, где ω — частота колебаний атомов, $\boldsymbol{k}$ — квазиволновой вектор. Колебат. энергия кристалла приближённо равна сумме энергий Ф. В энергию Ф. не принято включать энергию нулевых колебаний решётки. Число тепловых Ф. тем больше, чем выше темп-ра T. Ср. число $\overline{n}$ Ф. данного типа с энергией $\mathcal{E}$ определяется ф-лой Планка:

$$\overline{n}(\mathcal{E}) = 1/(e^{\mathcal{E}/kT} - 1).$$

Эта ф-ла совпадает с энергетич. распределением ч-ц газа, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, когда химический потенциал газа $\mu = 0$ (см. *Статистическая физика*). Последнее означает, что Ф. — бозоны, а $\mu = 0$ — результат того, что число Ф. $N_ф$ в кристалле не сохраняется, а зависит от темп-ры. Для всех твёрдых тел $N_ф \sim T^3$ при $T \leqslant \theta_д$ и $N_ф \sim T$ при $T \geqslant \theta_д$ ($\theta_д$ — *Дебая температура*) Ф. — «тепловой резервуар» твёрдого тела. Теплоёмкость кристаллич. тела практически совпадает с теплоёмкостью газа Ф., теплопроводность кристалла можно описать как теплопроводность газа Ф.

Ф. взаимодействуют друг с другом, с др. квазичастицами (электронами проводимости, магнонами и др.), а также с дефектами кристаллич. решётки (с вакансиями, дислокациями, с границами кристаллитов, поверхностью образца, чужеродными включениями). Рассеяние электронов проводимости при взаимодействии с Ф. — осн. механизм электросопротивления кристаллич. проводников. Электроны, излучая и поглощая Ф., притягиваются друг к другу. При низких темп-рах это приводит для многих металлов к сверхпроводимости. Испускание Ф. возбуждёнными атомами и молекулами обеспечивает возможность

безызлучательных электронных квантовых переходов. При релаксац. процессах в твёрдых телах (см. *Релаксация*) Ф. обычно служат «стоком» для энергии и импульса, запасённых др. степенями свободы кристалла (в частности, электронными), играя роль внутр. термостата. Как правило, именно с помощью Ф. осуществляется связь всех квазичастиц твёрдого тела с окружающей средой. В аморфных телах понятие Ф. удаётся ввести только для длинноволновых акустич. колебаний (Ф. с малыми p), мало чувствительных к взаимному расположению атомов.

Ф. наз. также квазичастицы, соответствующие элементарным возбуждениям в сверхтекучем *гелии*, описывающие колебат. движение квантовой жидкости (см. *Сверхтекучесть*). Ф. в He характеризуются настоящим импульсом (а не квазиимпульсом), т. к. они описывают возбуждённое состояние однородной изотропной среды (см. также *Ротон*).

● Займан Дж. М., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Косевич А. М., Основы механики кристаллической решетки, М., 1972; Рейслэнд Дж., Физика фононов, пер. с англ., М., 1975.

М. И. Каганов.

ФОНО́Н-ФОНО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, см. *Нелинейное взаимодействие акустических волн.*

ФОРМФА́КТОР электромагнитный, ф-ция, характеризующая пространств. распределение заряда (электрич. Ф.) или магн. момента (магн. Ф.) внутри атома, ат. ядра или элем. ч-цы. Хар-р этого распределения (его размеры и плотность) определяется типом ч-ц, образующих данную систему, и их вз-ствием. Так, Ф. атома определяется распределением ат. эл-нов, а ср. радиус этого распределения порядка 10^{-8} см. Ф. ат. ядра определяется в основном распределением нуклонов в ядре, ср. радиус к-рого $\sim 10^{-12}$ см. Ф. адронов, согласно совр. представлениям, определяется распределением «цветных» *кварков* внутри адрона и характеризуется размером порядка т. н. радиуса *удержания «цвета»*, величина к-рого равна прибл. 10^{-13} см.

В отличие от этого, ср. радиус Ф. эл-на $\langle r_e \rangle$ определяется облаком виртуальных электрон-позитронных пар. Несмотря на довольно большую протяжённость облака ($\langle r_e \rangle \approx \lambda\!\!\!^{-}_0\, \alpha$, где $\lambda\!\!\!^{-}_0 \sim \sim 10^{-11}$ см — *комптоновская длина волны* эл-на, а $\alpha \approx {}^1\!/_{137}$ — постоянная тонкой структуры), в нём заключено всего лишь ок. 1% заряда эл-на, т. к. вероятность рождения виртуальной пары пропорц. α. По этой причине эл-ны (а также мюоны) можно с хорошей точностью рассматривать как бесструктурные (точечные) ч-цы.

Экспериментально Ф. измеряется с помощью упругого рассеяния эл-нов (или мюонов) на соответствующих объектах. При этом за величину Ф. принимается множитель, отличающий величину амплитуды рассеяния при данной передаче импульса от амплитуды рассеяния на точечном объекте. Согласно *неопределённостей соотношению*, чем больше передача импульса, тем меньше расстояние, на к-ром измеряется Ф.

Измерение Ф. адронов при большой передаче импульса ($q \gg 1$ ГэВ/c) позволяет установить число точечных кварков, составляющих адрон: чем больше этих составляющих (n), тем труднее передать им всем примерно одинаковый импульс, не развалив всей системы, тем быстрее падает Ф. F с увеличением импульса, $F \sim q^{-2(n-1)}$ (т. н. правила кваркового счёта). Таким путём было получено подтверждение, что протон состоит из трёх кварков ($F_p \sim q^{-4}$), а π-мезон — из кварка и антикварка ($F_\pi \sim q^{-2}$). Изучение Ф. дейтрона даёт основание считать, что неск. процентов времени дейтрон проводит не в виде нейтрона и протона, а в виде шестикварковой ч-цы.

Аналогично Ф. в упругом рассеянии можно определить Ф. в *глубоко неупругих процессах*. Их называют обычно структурными функциями. В общем случае структурные ф-ции должны зависеть от двух переменных: квадрата переданного импульса (q^2) и энергии, переданной адронам ($\mathcal{E}_{\text{адр}}$). Однако, как показывает опыт, эти переменные входят в безразмерной комбинации (см. *Масштабная инвариантность*, скейлинг Бьёркена). Такое поведение структурных ф-ций можно объяснить, считая, что внутри адронов находятся точечные заряж. ч-цы, названные Р. Фейнманом *партонами*. Эксперим. данные указывают на то, что в кач-ве партонов выступают кварки. Наличие внутри адронов точечных объектов приводит к слабой зависимости сечения глубоко неупругих процессов от переданного импульса при фиксированном отношении $q^2/\mathcal{E}_{\text{адр}}$ (впервые на возможность такого поведения сечения указал М. А. Марков в 1956).

По аналогии с эл.-магн. Ф. определяют слабые Ф., характеризующие слабое вз-ствие лептонов с адронами, напр. распад $K^+ \to e^+ + \nu_e + \pi^0$ и процесс $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$ («упругий» Ф.) или $\nu_\mu + n \to \mu^- +$ адроны (неупругий Ф.). Поскольку в слабом вз-ствии, в отличие от электромагнитного, участвуют не только векторные, но и аксиальные токи, в слабых процессах возникают соответственно векторные и аксиальные слабые Ф. (а также члены, отвечающие их интерференции). Поведение слабых векторных Ф. подобно поведению электромагнитных Ф. (см. *Векторного тока сохранение*).

● Кендал Г., Пановский В., Структура протона и нейтрона, «УФН», 1972, т. 106, в. 2.

А. В. Ефремов.

ФОСФЕ́Н (от греч. phôs — свет и phái-nō — показываю, обнаруживаю), зрит. ощущение (цветовые пятна, фигуры), возникающее у человека без воздействия света на глаз. Ф. могут появляться самостоятельно и могут быть вызваны искусственно механич. нажатием на закрытый глаз, хим. воздействием на центральную нервную систему психотропными средствами, электрич. возбуждением сетчатки через электроды, прикладываемые к вискам. При возбуждении зрит. центров коры мозга человек перестаёт видеть окружающее и видит лишь движущиеся пятна света, к-рые перемещаются в направлении взгляда. Слепые от рождения не видит Ф., у ослепших он может быть возбуждён. *Н. А. Валюс.*

ФОСФОРЕСЦЕ́НЦИЯ, люминесценция, продолжающаяся значит. время после прекращения возбуждения (в отличие от *флуоресценции*). Разделение люминесценции на Ф. и флуоресценцию весьма условно, не отражает процессов преобразования энергии возбуждения и по существу устарело. Ф. может продолжаться от неск. ч и даже сут до неск. мкс.

Ф. *кристаллофосфоров* возникает при рекомбинации электронов и дырок, разделённых во время возбуждения. Затягивание послесвечения связано с захватом электронов и дырок разл. «ловушками» (см. рис. 3 в ст. *Люминесценция*), из к-рых они могут освободиться лишь получив дополнит. энергию. Ф. сложных органич. молекул связана с пребыванием их в *метастабильном состоянии*.

Яркость Ф. органич. молекул обычно уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Закон затухания яркости люминесценции кристаллофосфоров сложен, в нек-рых случаях он приближённо описывается ф-лой Беккереля: $B = B_0(1+at)^\alpha$ (B_0 — нач. яркость, t — время, a и α — постоянные). Повышение темпры кристаллофосфоров, как правило, ускоряет затухание Ф.

● См. лит. при ст. *Люминесценция.*

ФОСФОРОСКО́П, прибор для измерения длительности и определения закона затухания *фосфоресценции* в пределах времени $\tau = 10^{-1} - 10^{-7}$ с. Для измерения длительности $\tau > 10^{-3}$ с развёртку затухания по времени можно производить механически.

В однодисковых Ф. исследуемое в-во наносят на край вращающегося диска и возбуждают его определённый узкий участок. Измеряя интенсивности послесвечения на разных угловых расстояниях от места возбуждения, определяют закон затухания фосфоресценции.

В двухдисковых Ф. люминесцирующее в-во помещают между дисками с прорезями, насаженными на одну ось. Прорези дисков смещены одна относительно другой на определ. угол, люминофор размещён против одного из отверстий первого диска, послесвечение наблюдается через прорези другого. Меняя угол между отверстиями дисков и скорость их вращения, мож-

но измерять интенсивность послесвечения через разные промежутки времени после прекращения возбуждения.

В наст. вр. для измерения времени затухания Ф. чаще применяются фотоэлектрич. методы развёртки в сочетании с импульсным возбуждением. В таких Ф. в качестве приёмника послесвечения используют фотоэлектронный умножитель, фототок с к-рого может подаваться на осциллограф.

ФОТ (от греч. phós, род. падеж phōtós — свет) (ф, ph), устаревшая ед. освещённости, равная освещённости поверхности площадью 1 см² при световом потоке падающего на него излучения, равном 1 *люмен*. 1 ф = $=10^4$ *люкс*.

ФОТОАКУСТИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ, возникновение звуковых (акустических) волн в средах под действием оптического излучения. Ф. я. могут быть связаны с обратным пьезоэлектрич. эффектом в кристаллах и пьезокерамике (см. *Пьезоэлектрики*, *Фотоупругость*), электрострикционным эффектом, фототермоакустическим эффектом и др.

При *электрострикции* избыточное давление в среде пропорционально квадрату напряжённости электрич. поля, и поэтому Ф. я., связанные с этим эффектом, всегда сопровождаются преобразованием частотного спектра оптич. излучения. Электрострикционные Ф. я. обусловливают такой важный для нелинейной оптики эффект, как вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (см. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). При этом в среде происходит возбуждение (усиление) гиперзвуковой волны с частотой, равной разности частот падающей и рассеянной волн.

Под фототермоакустическим эффектом понимается нагрев поглощаемым светом (а в более общем случае — эл.-магн. излучением любой частоты) облучаемой области среды, что приводит к изменению плотности среды или механич. напряжений. Модуляция мощности падающего излучения вызывает соответствующие временны́е изменения плотности или термонапряжений, что обусловливает возбуждение акустич. поля в среде, окружающей область поглощения света. Возбуждение звука возможно и без временно́й модуляции светового пучка, лишь за счёт перемещения в пространстве области его поглощения: в однородной среде — со сверхзвуковой скоростью (т. н. «черепковское излучение» звука по аналогии с *Черенкова — Вавилова излучением*), а в акустически или оптически неоднородной среде — с любой скоростью (т. н. «переходное излучение» звука).

До появления лазерных источников излучения фототермоакустич. эффект нашёл практич. применение в фотоакустич. спектроскопии и в оптико-акустич. фотоприёмниках, в к-рых используется селективное поглощение исследуемого излучения в газовой ячейке с регистрацией возникающего в ней избыточного давления. С развитием лазерной техники термоакустич. механизм возбуждения звука стал практически универсальным способом бесконтактного возбуждения акустич. волн в любых средах, в т. ч. и удалённых от источников света. При этом в связи с возможностью концентрации мощного лазерного излучения в малые области среды появились дополнит. физ. механизмы преобразования энергии света в энергию звука. Они обусловлены переходом облучаемой области среды в новое агрегатное состояние. Так, при оптич. (лазерном) пробое среды в области фокусировки излучения возникает сильно поглощающая плазма, к-рая быстро нагревается до высоких темп-р, и в окружающую среду распространяется ударная волна, переходящая по мере удаления от фокуса в обычную акустич. волну. При облучении поверхности конденсир. среды может развиться интенсивное поверхностное испарение её, что приводит в результате реактивной отдачи к возбуждению в самой среде также ударной волны, переходящей по мере распространения в акустическую. *Ф. В. Бункин.*

ФОТОДИО́Д, полупроводниковый фотоэлектрич. селективный *приёмник оптического излучения*, обладающий односторонней *фотопроводимостью*. Полупроводниковый кристалл Ф. обладает электронно-дырочным переходом (p—n-переходом). Различают 2 режима работы Ф.: фотодиодный, когда во внеш. цепи Ф. содержится источник пост. тока, создающий на p—n-переходе обратное запирающее смещение, и вентильный, когда такой источник отсутствует. В фотодиодном режиме Ф., как и фоторезистор, используют для управления электрич. током в цепи в соответствии с изменением интенсивности падающего излучения. Возникающие под действием излучения неосновные носители диффундируют через p—n-переход и ослабляют электрич. поле последнего. Фототок в Ф. в широких пределах линейно зависит от интенсивности падающего излучения и практически не зависит от напряжения смещения. В вентильном режиме Ф., как и полупроводниковый фотоэлемент, используют в качестве генератора *фотоэдс*.

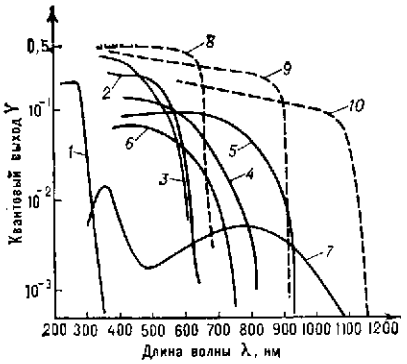
Область спектр. чувствительности Ф. определяется полупроводниковым материалом, из к-рого он изготовлен. Широкое распространение получили Ф. из Ge и Si, чувствительные соответственно в диапазонах 0,4—2,0 мкм и 0,4 —1,2 мкм; Ф. из InAs, работающий при охлаждении до 233 К, чувствителен в диапазоне 3,0—5,9 мкм. Ф. изготовляют с величиной фоточувствит. площади от долей мм² до десятков мм². При необходимости большой эфф. светочувствительной площади в конструкции Ф. используют *иммерсионную систему*. Порог чувствительности совр. Ф. (величина миним. сигнала, регистрируемого Ф., отнесённая к ед. полосы рабочих частот) достигает 10^{-14} Вт/Гц$^{1/2}$; типичное значение интегральной чувствительности 0,5 А/Вт. Постоянная времени (инерционность) Ф. определяется временем перехода неосновных носителей до p—n-перехода и изменяется в пределах 10^{-10}—10^{-5} с в зависимости от длины волны регистрируемого излучения, конструкции Ф. и схемы его включения. Для регистрации излучения с длинами волн 8—15 мкм разработаны Ф. на основе тройных соединений типа HgCdTe, обладающие при охлаждении до 77 К порогом чувствительности 10^{-13} Вт/Гц$^{1/2}$ и постоянной времени 10^{-9} с. Лавинные Ф. (счётчики фотонов) основаны на явлении электрич. пробоя p—n-перехода, в результате к-рого из-за ударной ионизации происходит лавинообразное увеличение числа носителей заряда: коэфф. усиления фототока в лавинных Ф. из Ge достигает $3\cdot10^2$ и 10^4—10^6 в Ф. из Si; порог чувствительности — до 10^{-17} Вт/Гц$^{1/2}$. Ф. применяются также как приёмники инфракрасного излучения.

● Росс М., Лазерные приемники, пер. с англ., М., 1969; Справочник по лазерам, под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978.
Л. Н. Капорский.

ФОТОДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, изменение статич. (низкочастотной) *диэлектрической проницаемости* среды ε под действием электромагн. излучения. Величина ε изменяется за счёт перехода части атомов или молекул в возбуждённые состояния, в к-рых их *поляризуемость* отлична от поляризуемости в основном состоянии.

ФОТОИОНИЗА́ЦИЯ, см. в ст. *Ионизация*.

ФОТОКАТО́Д, катод фотоэлектронных приборов, эмиттирующий эл-ны под действием электромагн. излучения УФ, видимого и ИК диапазонов (см. *Фотоэлектронная эмиссия*). Ф. представляет собой пластинку или (чаще) тонкую плёнку фотоэмиссионного материала на непрозрачной или прозрачной подложке; в первом случае Ф. освещается с фронтальной стороны, во втором — он полупрозрачен и освещается со стороны подложки. Основные параметры Ф.: интегральная чувствительность (отношение фототока в мкА к падающему световому потоку в лм от стандартного источника излучения), спектральная чувствительность S_λ на длине волны λ в мА/Вт или квантовый выход $Y=1{,}24\ S_\lambda/\lambda$, равный отношению числа эмиттированных электронов к числу падающих квантов излучения. Спектральная характеристика Ф. $S_\lambda(\lambda)$ ограничена со стороны длинных волн порогом



Спектральные характеристики квантового выхода Y основных типов фотокатодов (сплошные линии) и 3-х типов фотокатодов с отрицательным электронным сродством (пунктир), представляющих собой эпитаксиальные плёнки сильно легированных акцепторами полупроводников типа $A^{III}B^{V}$, активированные монослоем Cs или Cs,O; 1) CsTe; 2) Cs_3Sb; 3) K_2CsSb; 4) Na_2KSb; 5) Na_2KSb—Cs; 6) Bi—Ag—O—Cs; 7) Ag—O—Cs; 8) ОЭС-Ф на основе GaAsP—Cs; 9) GaAs—Cs, O; 10) InGaAsP—Cs, O.

фотоэффекта λ_0 и имеет вид кривой с максимумом на длине волны $\lambda_м$. Кроме того, Ф. характеризуется плотностью темнового тока, создаваемого *термоэлектронной эмиссией*.

Применяются след. типы Ф.: Cs_2Te и RbTe, чувствительные в ближнем УФ диапазоне и нечувствит. в видимой обл. (рис.); сурьмяно-цезиевый Ф. (Cs_3Sb) и бищелочные Ф. (Na_2KSb, K_2CsSb), чувствительные в коротковолновой части видимого спектра с λ=600—650 нм; многощелочной Ф. (Na_2KSb—Cs), чувствительный во всём видимом диапазоне и ближней ИК области спектра ($\lambda_м$=500 нм, λ_0=900—940 нм); серебряно-кислородно-цезиевый Ф. (Ag—O—Cs), обладающий наиболее протяжённой в ИК область спектра спектральной характеристикой ($\lambda_0 \approx$ ≈1,2—1,5 мкм), но невысокой чувствительностью и сравнительно большим темновым током.

Т. н. Ф. с отрицательным *сродством к электрону* характеризуются значительно более высокой и равномерной чувствительностью с порогом λ_0, зависящим от состава и достигающим 1,7 мкм, а также низким уровнем темнового тока, но более сложной технологией (сверхвысокий вакуум, *эпитаксия*, высокочистые исходные материалы) и меньшей стабильностью.

● Соболева Н. А., Меламид А. Е., Фотоэлектронные приборы, М., 1974; Белл Р. Л., Эмиттеры с отрицательным электронным сродством, [пер. с англ.], М., 1978.

Н. А. Соболева.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возбуждаемая оптич. излучением. В отличие от рассеяния света и горячей люминесценции, Ф. испускается после того, как в возбуждённом светом в-ве закончились процессы *релаксации* и установилось квазиравновесие. В обычных случаях квазиравновесие устанавливается в течение времени $\sim 10^{-12}$—10^{-10} с.

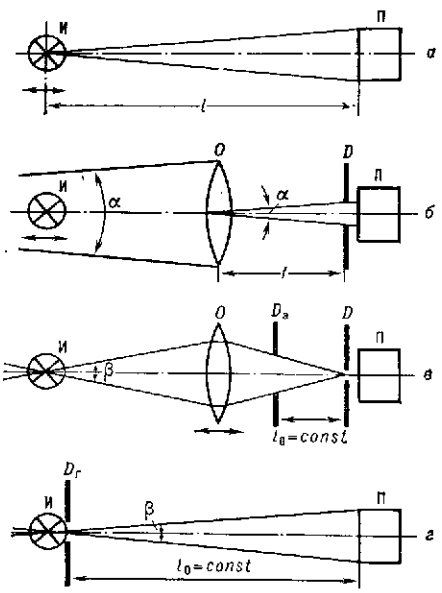
Спектр Ф. подчиняется *Стокса правилу*. В отсутствие *тушения люминесценции* квантовый выход (отношение числа испускаемых квантов к числу поглощённых) Ф. равен единице. Зависимость квантового выхода Ф. от длины волны возбуждающего света определяется *Вавилова законом*. Более сложные закономерности наблюдаются при Ф. *кристаллофосфоров*, для к-рой характерна нелинейная зависимость Ф. от интенсивности возбуждения. Ф. используется в люминесцентных лампах, для люминесцентного анализа, люминесцентной дефектоскопии и т. д.

● См. лит. при ст. *Люминесценция*.

М. Д. Галанин.

ФОТОМАГНИТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, то же, что и *Кикоина — Носкова эффект*.

ФОТОМЕ́ТР (от греч. phós, род. падеж phótós — свет и metréō — измеряю), прибор для измерения к.-л. из *фотометрических величин*, чаще других — одной или неск. *световых величин*. Ф. определённым образом пространственно выделяет поток излучения и регистрирует его приёмником излучения с заданной спектральной чувствительностью. Оптич. блок Ф., иногда называемый фотометрической головкой, содержит линзы, светорассеивающие пластинки, ослабители света, светофильтры, диафрагмы и приёмник излучения. В визуальном Ф. равенство яркостей двух полей сравнения, освещаемых по отдельности сравниваемыми потоками излучения, устанавливается глазом. Ф. с физ. приёмниками, преобразующими поток излучения в электрич. сигнал, включают в себя электронные регистрирующие устройства типа гальванометра, микроамперметра, вольтметра. В импульсных Ф. (см. *Фотометрия импульсная*) применяются цифровая вычислительная техника и регистрирующие устройства типа запоминающего осциллографа, пикового вольтметра.



Принципиальные оптич. схемы фотометров для измерения: *а* — освещённости и экспозиции, а также, с привлечением закона квадратов расстояний, силы света и освечивания; *б* — силы света и освечивания (т. н. телецентрич. методом); *в* — яркости и интеграла импульса яркости (с применением фокусирующей оптич. системы); *г* — яркости (с применением габаритной диафрагмы). И — источник света; П — приёмник излучения с исправляющими его спектральную чувствительность светофильтрами и ослабителями; *О* — объектив с фокусным расстоянием *f*; *D* — диафрагма, устанавливаемая в фокальной плоскости (б) или в плоскости изображения источника (*в*); $D_а$ — апертурная диафрагма; $D_г$ — габаритная диафрагма; α и β — угловые размеры фотометрируемых пучков лучей.

Оптич. схемы Ф. (рис.) для измерения размерных фотометрич. величин обеспечивают постоянство или изменение по определённому закону геом. фактора. Для Ф. с абс. градуировкой характерны относительно большие систематич. погрешности измерений (10—20%). Более высокую точность имеют Ф. для измерения отношения потоков излучения (коэффициентов пропускания и отражения образцов). Такие Ф. строятся по одноканальной и двухканальной оптич. схемам и содержат фотометрич. шары (см. *Фотометр интегрирующий*). В одноканальном Ф. измеряется относит. уменьшение потока излучения при установке образца на пути пучка лучей. В двухканальном Ф. ослабление образцом потока излучения в измерит. канале определяется сравнением с потоком излучения в т. н. опорном канале. Для уравнивания потоков излучения в каналах применяются регулируемые диафрагмы, клин фотометрический и др. подобные устройства. О спектрофотометрах см. в ст. *Спектральные приборы*.

Ф. для измерения коэфф. пропускания растворов в-в наз. хим. колориметром, а для измерения цвета объекта — трёхцветным колориметром (см. *Колориметр*).

А. С. Дойников.

ФОТОМЕ́ТР ИНТЕГРИРУЮЩИЙ, шаровой фотометр, прибор, позволяющий определять *световой поток* по одному измерению. Осн. часть Ф. и.— фотометрич. шар (шар Ульбрихта), к-рый представляет собой полый шар (или полое тело иной формы) с внутр. поверхностью, окрашенной неселективной белой матовой краской. Диаметр шара, в к-рый помещается исследуемый источник излучения, должен значительно превышать размеры фотометрируемых источников света, вследствие чего для измерения световых потоков, напр. люминесцентных светильников, строят Ф. и. диам. до 5 м. Иногда исследуемое излучение вводится в шар через небольшое по сравнению с его диаметром отверстие. *Освещённость* любой точки шара, экранированной от прямых лучей исследуемого источника, пропорцио-

пальна световому потоку этого источника (в общем случае — *потоку излучения*) и измеряется, напр., с помощью встроенного в шар фотоэлемента. Ф. и. широко применяется при световых и цветовых измерениях, в частности для измерения световых потоков ламп и светильников, коэффициентов отражения и пропускания.

● Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике (Фотометрия), 2 изд., М.— Л., 1962.

Д. Н. Лазарев.

ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИ́НЫ, величины, характеризующие оптическое излучение или по его действию на те или иные селективные приёмники оптического излучения — т. н. *редуцированные фотометрические величины*, или безотносительно к его действию на к.-л. приёмники излучения, а на основе единиц энергии — т. н. *энергетические фотометрические величины*.

ФОТОМЕ́ТРИЯ, раздел физ. оптики, в к-ром рассматриваются энергетич. характеристики оптического излучения в процессах его испускания, распространения и взаимодействия с веществом. При этом энергия излучения усредняется по малым интервалам времени, к-рые, однако, значительно превышают период исследуемых эл.-магн. колебаний. Ф. включает в себя как экспериментальные методы и средства измерений фотометрических величин, так и опирающиеся на эти величины теоретического положения и расчёты.

Осн. энергетич. понятием Ф. является *поток излучения* Φ_e, имеющий физ. смысл мощности, переносимой эл.-магн. излучением. Пространств. распределение Φ_e описывают *энергетические фотометрические величины*, производные от потока излучения по площади и (или) телесному углу. В *фотометрии импульсной* применяются также интегральные по времени фотометрич. величины. В узком смысле Ф. иногда наз. измерения и расчёт величин, относящихся к наиболее употребительной системе *редуцированных фотометрических величин* — системе световых величин, редуцированных в соответствии со спектральной чувствительностью т. н. среднего светоадаптированного человеческого глаза (см. *Адаптация* глаза, *Световые величины*). Изучение зависимостей фотометрич. величин от длины волны излучения и спектр. плотностей энергетич. величин составляет предмет спектрофотометрии и спектрорадиометрии.

Фундаментальный для Ф. закон $E=I/r^2$, согласно к-рому освещённость E изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния r от точечного источника с силой света I, был сформулирован нем. астрономом И. Кеплером в 1604. Однако основоположником экспериментальной Ф. следует считать франц. физика П. Бугера, предложившего в 1729 визуальный метод количеств. сравнения источников света — установления (путём изменения расстояний до источников) равенства освещённостей соседних поверхностей с использованием в качестве прибора глаза. Методы визуальной Ф. применяются в отд. случаях до наст. времени (2-я пол. 20 в.) и в результате работ сов. учёных, к-рые ввели понятие эквивалентной яркости, распространены на область малых яркостей. В зависимости от используемых методов измерения фотометрич. величин Ф. условно делят на визуальную, фотогр., фотоэлектрическую и т. д.

Начатое нем. физиком И. Ламбертом (1760) развитие теоретич. методов Ф. нашло обобщённое выражение в теории *светового поля*, доведённой до стройной системы А. А. Гершуном (30-е гг. 20 в.). Совр. теоретич. Ф., использующая понятие светового вектора, распространена на *мутные среды*. Теоретич. Ф. основывается на соотношении $d\Phi_e=L_e dG$, выражающем в дифференциальной форме закон квадратов расстояний; здесь $d\Phi_e$ — дифференциал потока излучения элементарного пучка лучей, dG — дифференциал *геометрического фактора*, L_e — энергетич. яркость излучения. Фотометрич. свойства в-ва и тел характеризуются коэффициентом пропускания τ, коэффициентом отражения ρ и коэффициентом поглощения α, к-рые для одного и того же тела связаны очевидным соотношением $\tau+\rho+\alpha=1$. Ослабление потока излучения узконаправленного пучка при прохождении через в-во описывается *Бугера — Ламберта — Бера законом*.

Экспериментальные методы Ф. основаны на абс. и относит. измерениях потока излучения разл. селективными и неселективными приёмниками излучения. Для определения размерных фотометрич. величин применяют фотометры либо с непосредств. сравнением неизвестного и известного потоков излучения, либо предварительно градуированные в соответствующих единицах измерения энергетич. или редуцир. фотометрич. величин. В частности, для передачи значений световых величин обычно используют сличаемые с гос. световыми эталонами образцовые и рабочие светоизмерительные лампы — источники с известными фотометрич. характеристиками. Ф. лазерного излучения в основном использует образцовые и рабочие неселективные приёмники излучения, сличаемые с гос. эталонами мощности и энергии когерентного излучения лазеров. Измерение безразмерных величин τ и ρ выполняется фотометрами с применением относительных методов, путём регистрации отношения реакций линейного приёмника излучения на соответствующие потоки излучения. Применяется также уравнивание реакций линейного или нелинейного приёмника излучения изменением по определённому закону в известное число раз сравниваемых потоков излучения.

Теоретич. и экспериментальные методы Ф. находят применение в светотехнике и технике сигнализации, в астрономии и астрофизике для исследования космич. источников излучения, при расчёте переноса излучения в плазме газоразрядных источников света и звёзд, при хим. анализе в-в, в пирометрии, при расчётах теплообмена излучением и во мн. др. областях науки и производства.

● Бугер П., Оптический трактат о градации света, пер. [с франц.], [М.], 1950; Гершун А. А., Избр. труды по фотометрии и светотехнике, М., 1958; Волькенштейн А. А., Визуальная фотометрия малых яркостей, М.— Л., 1965; Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., Л., 1977; Гуревич М. М., Введение в фотометрию, Л., 1968.

А. С. Дойников.

ФОТОМЕ́ТРИЯ ИМПУЛЬСНАЯ, направление фотометрии, изучающее импульсные световые потоки (длительность излучаемых импульсов меньше периода из повторения) и их применение для получения оптич. характеристик тел (*отражения коэффициент*, *пропускания коэффициент* и др.).

Основы Ф. и. были заложены при исследованиях т. н. проблесковых огней (маяковых, сигнальных), к-рые были выполнены в кон. 19 — нач. 20 вв. Современное развитие Ф. и. началось в 50—60-е гг. и связано с широким применением импульсных ламп и лазеров.

Ф. и. включает расчёт и измерение энергетич. пространств., спектральных и временных характеристик источников импульсного излучения, теоретич. обоснование методов и расчёт погрешностей измерений, а также метрологич. обеспечение единства измерений. Система фотометрич. величин дополняется в Ф. и. интегралами по времени от *энергетических фотометрических величин* и *световых величин* (*освечивание*, *экспозиция*, интеграл яркости по времени), характеризующими энергию импульсов излучения, а также параметрами, используемыми в измерительной импульсной технике.

Развитие лазерной техники, и в особенности методов получения нано- и пикосекундных импульсов когерентного излучения, поставило перед Ф. и. задачи разработки новых методов измерений, таких, как детектирование световых импульсов нелинейными кристаллами (см. *Нелинейная оптика*), применение функций корреляции высших порядков и др., а также задачи создания приёмников излучения с высоким временным разрешением и широким динамич. диапазоном. В Ф. и. интенсивных световых потоков учитывается, что плотности потоков излучения совр. импульсных источников часто достигают таких значений, при к-рых не выполняются нек-рые законы, используемые в классич. фотоме-

трии, такие, как, напр., постоянство коэффициента пропускания оптич. среды или постоянство спектральной чувствительности фотоприёмника вне зависимости от интенсивности излучения. В совр. Ф. и. широко применяется цифровая вычислит. техника, быстродействие к-рой согласуется с длительностью световых импульсов, что позволяет вести обработку информации в т. н. реальном масштабе времени.

● Волькенштейн А. А., Кувалдин Э. В., Фотоэлектрическая импульсная фотометрия, Л., 1975; Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения, под ред. А. Ф. Котюка, М., 1981. *Э. В. Кувалдин.*

ФОТОМЕ́ТРИЯ ПЛАМЁННАЯ, один из видов эмиссионного *спектрального анализа*. Применяется гл. обр. для количеств. определения в р-рах атомов мн. металлов и редкоземельных элементов по их спектральным линиям или полосам. Источником возбуждения спектров является пламя светильного газа, водорода, ацетилена или дицнана. Анализируемый р-р инжектируется в пламя в виде аэрозоля в токе кислорода или воздуха. Наиболее удобно водород-кислородное пламя, его преимущества — высокая темп-ра (2900 К), малая интенсивность собств. излучения, отсутствие твёрдых ч-ц при неполном сгорании.

Благодаря сравнит. простоте спектров пламени и высокой стабильности его излучения измерение интенсивностей спектр. линий производится почти исключительно фотоэлектрич. способом. Ф. п. отличают точность и быстрота анализа, высокая чувствительность (для щелочных элементов 0,01 мкг/мл, для щёлочноземельных — 0,1 мкг/мл). В Ф. п. применяют спектрофотометры с автоматич. регистрацией спектров и выдачей результатов.

● См. лит. при ст. *Спектральный анализ.*

ФОТО́Н (γ) (от греч. phós, род. падеж phótós — свет), элем. ч-ца, квант эл.-магн. излучения (в узком смысле — света). Масса покоя Ф. m_γ равна нулю (из опытных данных следует, что $m_\gamma < 4\cdot10^{-21}\ m_e$, где m_e — масса эл-на), и поэтому его скорость равна скорости света. Спин Ф. равен 1 (в ед. $\hbar$), и, следовательно, Ф. относится к *бозонам*. Ч-ца со спином J и ненулевой массой покоя, согласно квант. механике, имеет $2J+1$ спиновых состояний, различающихся проекцией спина, но поскольку $m_\gamma=0$, Ф. может находиться только в двух спиновых состояниях с проекциями спина на направление движения (спиральностью) ±1; этому св-ву в класич. электродинамике соответствует поперечность эл.-магн. волны.

Т. к. не существует системы отсчёта, в к-рой Ф. покоится, ему нельзя приписать определённой внутр. *чётности*. По электрич. и магн. мультипольностям системы зарядов (2^l-поля; см. *Мультиполь*), излучившей данный Ф., различают состояния Ф. электрич. и магн. типа; чётность электрич. мультипольного Ф. равна $(-1)^l$, магнитного $(-1)^{l+1}$. Ф.— *истинно нейтральная частица* и поэтому обладает определённой *зарядовой чётностью* C ($C=-1$). Кроме эл.-магн. вз-ствия, Ф. участвует в гравитац. вз-ствии.

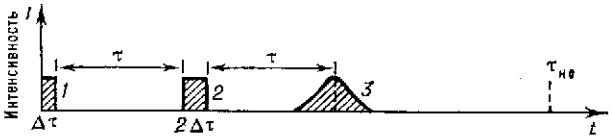
Представление о Ф. возникло в ходе развития квант. теории и теории относительности (термин «Ф.» был введён амер. физико-химиком Г. Н. Льюисом в 1929). В 1900 нем. физик М. Планк получил ф-лу для спектра теплового излучения абс. чёрного тела (см. *Планка закон излучения*), исходя из предположения, что излучение эл.-магн. волн происходит определёнными порциями — «квантами», энергия к-рых может принимать лишь дискретный ряд значений, кратных неделимой порции — кванту $\hbar\omega$, где ω — частота эл.-магн. волны. Развивая идею Планка, А. Эйнштейн ввёл гипотезу световых квантов, согласно к-рой эл.-магн. излучение само состоит из таких квантов, и на её основе объяснил ряд закономерностей фотоэффекта, люминесценции, фотохим. реакций. Построенная Эйнштейном спец. теория относительности (1905) создала предпосылки для того, чтобы считать эл.-магн. излучение одной из форм материи, а световые кванты — реальными элем. ч-цами. В опытах амер. физика А. Комптона по рассеянию рентг. лучей было установлено, что кванты излучения подчиняются тем же кинематич. законам, что и ч-цы в-ва, в частности квант излучения с частотой ω обладает также и импульсом $\hbar\omega/c$ (см. *Комптона эффект*).

К сер. 30-х гг. в результате развития квант. механики стало ясно, что ни наличие волн. св-в, проявляющихся в волн. св-вах света, ни способность исчезать или рождаться в актах поглощения и испускания не выделяют Ф. среди др. элем. ч-ц. Оказалось, что всем ч-цам в-ва, напр. эл-нам, присущи не только корпускулярные, но и волн. св-ва (см. *Волны де Бройля*, *Дифракция микрочастиц*), и была установлена возможность взаимопревращения элем. ч-ц. Напр., в электростатич. поле ат. ядра Ф. с энергией >1 МэВ (Ф. с энергией >100 кэВ обычно наз. γ-квантами) может превратиться в эл-н и позитрон (процесс рождения пары), а при столкновении эл-на и позитрона может произойти их аннигиляция в два (или три) γ-кванта (аннигиляция пары).

Квант. теорией вз-ствия Ф. с заряж. лептонами с учётом их возможных взаимопревращений явл. *квантовая электродинамика*. Вз-ствие Ф. с адронами и ат. ядрами описывается с помощью разл. теор. моделей, напр. модели векторной доминантности, модели *партонов* и др. (см. *Электромагнитное взаимодействие*). В 60-х гг. была создана единая теория эл.-магн. и слабого вз-ствий, в которой Ф. выступает вместе с тремя «переносчиками» слабого вз-ствия — *промежуточными векторными бозонами* (см. также *Слабое взаимодействие*).

● Эйнштейн А., О развитии наших взглядов на сущность и структуру излучения. Собр. научн. трудов, [пер.], [т.]3, М., 1966. См. также лит. при ст. *Электромагнитное взаимодействие*, *Слабое взаимодействие*. *Ф. А. Тагиров.*

ФОТО́ННОЕ ЭХО, когерентный световой отклик среды на воздействие импульсом когерентного резонансного света, обусловленный обращением процесса неоднородной релаксации. Лазерный импульс 1 (см. рис.) вызывает *поляризацию среды*, обусловленную электрич. полем световой волны. Длительность его такова, что он создаёт максимальную величину поляризации. После окончания импульса поляризация начинает разрушаться под влиянием процессов релаксации. Следует различать необратимую релаксацию, обусловленную взаимодействием частиц среды, при к-рой изменяется энергия частиц, и обратимую релаксацию, обусловленную различием собств. частот атомных осцилляторов и не связанную с изменением энергии. Если характерное время обратимой релаксации τ_0 значит. меньше времени необратимой релаксации $\tau_{но}$, а длительность импульсов $\Delta\tau<\tau_0\ll\tau_{но}$, то через время τ после окончания импульса, определённое неравенством $\tau_0\leqslant\tau<\tau_{но}$, наступает расфазировка колебаний ат. осцилляторов и, следовательно, исчезновение поляризации среды. Если на среду в этом состоянии подействовать 2-м лазерным импульсом, длительность к-рого в 2 раза превышает длительность первого (2 $\Delta\tau$), то произойдёт обращение расфазировки. Это означает, что в течение 2-го импульса разность фаз колебаний 2 любых осцилляторов изменит знак. По окончании 2-го импульса разность фаз начинает убывать. Поскольку процессы фазировки и расфазировки происходят самопроизвольно, то все осцилляторы окажутся в фазе через промежуток времени, равный интервалу τ между возбуждающим и обращающим импульсами. Следовательно, в среде вновь возникает поляризация, приводящая к возникновению интенсивного светового импульса (эхо). Роль 2-го импульса состоит в измене-



Простейшая (двухимпульсная) схема формирования фотонного эха (3).

нии направления развития процесса расфазировки, далее система сама приходит в фазированное состояние.

Если длительность взаимодействия электромагн. излучения со средой превосходит времена релаксации, то поляризация среды в каждый момент времени определяется значением напряжённости электромагн. поля в тот же момент времени. Если же длительность этого взаимодействия значительно меньше времён релаксации ат. осцилляторов, то поляризация перестаёт определяться значением поля в тот же момент. Динамика ат. системы в этом случае определяется значениями её параметров в предшествующие моменты времени. В этом случае говорят, что среда обладает фазовой памятью. Эффекты фазовой памяти ат. системы и являются причиной Ф. э., *самоиндуцированной прозрачности* и др. эффектов, где проявляется когерентное взаимодействие излучения и среды.

● Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Ярив А., Квантовая электроника, 2 изд., М., 1980.

А. В. Андреев.

ФОТОПРИЕМНИКИ, см. *Приёмники оптического излучения.*

ФОТОПРОВОДИ́МОСТЬ, фоторезистивный эффект, увеличение электропроводности полупроводника под действием электромагн. излучения. Впервые Ф. наблюдалась в Se У. Смитом (США) в 1873. Обычно Ф. обусловлена увеличением концентрации подвижных носителей заряда под действием света (концентрационная Ф.). Она возникает в результате неск. процессов: фотоны «вырывают» эл-ны из валентной зоны и забрасывают их в зону проводимости, при этом одновременно возрастает число эл-нов проводимости и дырок (собственная Ф.); эл-ны из заполненной зоны забрасываются на свободные примесные уровни — возрастает число дырок (дырочная примесная Ф.); эл-ны забрасываются с примесных уровней в зону проводимости (электронная примесная Ф., рис. 1). Возможно комбинированное возбуждение Ф. Концентрационная Ф. может возникать только при возбуждении достаточно коротковолновым излучением, когда энергия фотонов превышает либо ширину запрещённой зоны, либо расстояние между одной из зон и примесным уровнем. Ф. обладают все неметаллич. твёрдые тела. Наиболее изучена и широко применяется в технике Ф. полупроводников: Ge, Si, Se, CdS, CdSe, InSb, GaAs, PbS и др. Величина концентрационной Ф. пропорц. квантовому выходу Y (отношению числа образующихся носителей к общему числу поглощённых фотонов) и времени жизни неравновесных (избыточных) носителей, возбуждаемых светом (фоносителей). При освещении видимым светом Y обычно меньше 1 из-за «конкурирующих» процессов, приводящих к поглощению све-

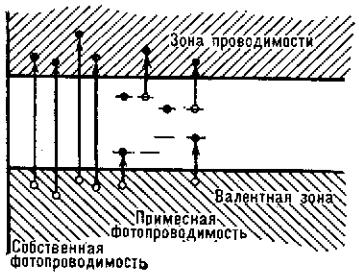


Рис. 1.

та, но не связанных с образованием носителей (возбуждение экситонов, примесных атомов, фононов и др.). При облучении в-ва УФ или более жёстким излучением $Y>1$, т. к. энергия фотона достаточно велика, чтобы не только вырвать эл-н из заполненной зоны, но и сообщить ему кинетич. энергию, достаточную для ударной ионизации. Время жизни носителя (время τ, к-рое он в среднем проводит в свободном состоянии) определяется процессами рекомбинации. При прямой (межзонной) рекомбинации эл-н сразу переходит из зоны проводимости в валентную зону. В случае рекомбинации через примесные центры эл-н сначала захватывается примесным центром, а затем уже попадает в валентную зону. В зависимости от структуры материала, его чистоты и темп-ры τ может меняться в пределах от 1 до 10^{-8} с.

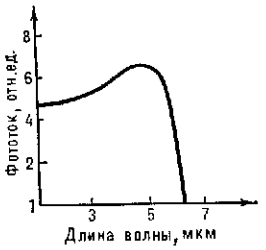


Рис. 2. Характерный вид спектра собств. фотопроводимости. Резкий спад в длинноволновой области отвечает т. н. краю поглощения — выключению «собственного» поглощения, когда энергия фотона меньше ширины запрещённой зоны; плавный спад в области малых длин волн обусловлен поглощением света у поверхности.

Зависимость Ф. от длины волны излучения λ определяется спектром поглощения полупроводника. По мере увеличения λ фототок Ф. сначала достигает максимума, а затем падает (рис. 2). Спад фототока объясняется тем, что при большом коэфф. поглощения весь свет поглощается в поверхностном слое проводника, где очень велика скорость рекомбинации носителей (поверхностная рекомбинация).

При поглощении свободными носителями длинноволнового электромагн. излучения, не вызывающего межзонных переходов и ионизации примесных центров, происходит увеличение энергии («разогрев») носителей, что приводит к изменению их подвижности и, следовательно, к увеличению электропроводности. Такая «подвижностная» Ф. убывает при высоких частотах и перестаёт зависеть от частоты при низких частотах. Изменение подвижности под действием излучения может быть обусловлено не только увеличением энергии носителей, но и влиянием излучения на процессы рассеяния электронов кристаллич. решёткой.

● Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963. См. также лит. при ст. *Полупроводники.*

Э. М. Эпштейн.

ФОТОПЬЕЗОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, возникновение *фотоэдс* в однородном полупроводнике при одновременном его одноосном сжатии и освещении.

ФОТОРОЖДЕ́НИЕ ЧАСТИ́Ц, процесс образования ч-ц (мезонов и др.) на ат. ядрах и нуклонах под действием фотонов высокой энергии.

ФОТОУПРУ́ГОСТЬ, пьезооптич. эффект, возникновение оптич. анизотропии в первоначально изотропных твёрдых телах (в т. ч. полимерах) под действием механич. напряжений. Ф. открыта нем. учёным Т. И. Зеебеком (1813) и англ. учёным Д. Брюстером (1816). Ф.— следствие зависимости диэлектрич. проницаемости в-ва от деформации и проявляется в виде *двойного лучепреломления* и *дихроизма*, возникающих под действием механич. нагрузок. При одноосном растяжении или сжатии изотропное тело приобретает свойства оптически одноосного кристалла с оптич. осью, параллельной оси растяжения или сжатия. При более сложных деформациях, напр. при двустороннем растяжении, образец становится оптически двухосным.

Ф. обусловлена деформацией электронных оболочек атомов и молекул и ориентацией оптически анизотропных молекул либо их частей, а в полимерах — раскручиванием и ориентацией полимерных цепей. Для малых одноосных растяжений и сжатий выполняется соотношение Брюстера $\Delta n=kP$, где Δn - величина двойного лучепреломления (разность показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн), P — напряжение, k — упругооптич. постоянная (постоянная Брюстера). Для стёкол $k=10^{-13}$—10^{-12} см^2/дин (10^{-12}—10^{-11} м^2/Н).

Ф. используется при исследовании напряжений в механич. конструкциях, расчёт к-рых слишком сложен (см. *Поляризационно-оптический метод исследования*). Ф. лежит в основе взаимодействия света и ультразвука в твёрдых телах.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Фрохт М. М., Фотоупругость, пер. с англ., т. 1-2, М.— Л., 1948—1950; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 5.

Э. М. Эпштейн.

ФОТОХРОМИЗМ (от греч. phôs, род. падеж phōtós — свет и chróma —

цвет), способность в-ва обратимо менять под действием *оптического излучения* спектр поглощения видимого излучения (т. е. цвет). Мн. в-ва меняют цвет под действием, напр., рентгеновского или СВЧ излучения. Однако фотохромными в строгом смысле являются только те в-ва, к-рые испытывают такие переходы и под действием оптич. излучения (УФ, видимого или ИК).

При фотохромном процессе в-во, поглощая оптич. излучение, переходит из исходного состояния A в т. н. фотоиндуцированное состояние B, характеризуемое иным спектром поглощения света и определ. временем жизни. Обратный переход $B \rightarrow A$ совершается самопроизвольно за счёт внутр. энергии и может значительно ускоряться при нагревании в-ва или под действием света, поглощаемого в состоянии B.

Ф. присущ очень большому числу органич. и неорганич. в-в. В основе Ф. органич. в-в лежит ряд фотофиз. процессов (напр., поглощение света молекулами, находящимися в триплетном состоянии) и многочисл. фотохим. реакций, к-рые сопровождаются либо перестройкой валентных связей (напр., при фотодиссоциации, окислительно-восстановительных фотохим. реакциях), либо изменением конфигурации молекул (т. н. цис-транс-изомерия, см. *Изомерия молекул*). Ф. неорганич. в-в обусловлен обратимыми процессами фотопереноса электронов, приводящими к изменению валентности ионов металлов, возникновению *центров окраски* разл. типа, а также обратимыми реакциями фотодиссоциации соединений и др.

На основе органич. и неорганич. фотохромных в-в разработаны *фотохромные материалы*, применяемые в науке и технике.

● Барачевский В. А., Лашков Г. И., Цехомский В. А., Фотохромизм и его применение, М., 1977; Теренин А. Н., Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений, Л., 1967. *В. А. Барачевский.*

ФОТОХРОМНЫЕ МАТЕРИАЛЫ, материалы, в к-рых используется явление *фотохромизма* органич. и неорганич. в-в, применяемые для регистрации изображений, записи и обработки оптич. сигналов. Ф. м. получили широкое распространение с 60-х гг. 20 в. В зависимости от области применения Ф. м. изготовляют в виде жидких растворов, полимерных плёнок, тонких аморфных и поликристаллич. слоёв на гибкой и жёсткой подложке, силикатных и полимерных стёкол, монокристаллов.

Наибольшее распространение получили полимерные Ф. м. на основе органич. соединений (напр., спиропиранов), фотохромные силикатные стёкла, содержащие микрокристаллы галогенидов серебра (AgBr, AgCl и др.), активированные кристаллы щёлочно-галоидных соединений (напр., KCl, KBr, NaF), солей и окислов щёлочноземельных металлов с добавками (напр., CaF_2/La, Ce). Применение этих материалов основано на их светочувствительности, на появлении или изменении под действием света окраски (изменении спектров поглощения), обратимости происходящих в них фотофиз. и фотохим. процессов, на различии термич., хим. и физ. св-в исходного и фотоиндуцир. состояний фотохромных в-в.

Ф. м. характеризуются исключительно высокой *разрешающей способностью* (теор. миним. разрешаемый элемент может иметь размер порядка размера молекулы или элементарной ячейки кристалла, т. е. менее одного нм); возможностью получения изображения непосредственно под действием света, т. е. без проявителя и в реальном масштабе времени (время записи ограничивается длительностью элем. фотопроцессов и может быть менее 10^{-8} с); изменением в широких пределах времени хранения записанной информации (от 10^{-6} с до неск. месяцев и даже лет); возможностью перезаписи и исправления изображения с помощью теплового или светового воздействия.

Светочувствительность Ф. м. на 4—7 порядков ниже, чем у галогенидосеребряных фотоматериалов, поэтому особый интерес представляет применение Ф.м. в лазерных системах, обеспечивающих запись и обработку оптич. информации в мощных потоках излучения в реальном масштабе времени.

Ф. м. находят применение в системах скоростной обработки оптич. и электрич. сигналов, в качестве элементов оперативной памяти ЭВМ (где быстродействие и многократность использования Ф. м. особенно важны), в системах микрофильмирования и микрозаписи, в голографии (где особенно существенно высокое разрешение Ф. м.), а также в оптоэлектронике, дозиметрии, актинометрии, в оптических затворах, автоматически изменяющих пропускание света в зависимости от уровня освещённости и мн. др. Широкое применение нашли Ф.м. в цветной фотографии и печати (где в зависимости от их типа можно получать негативное или позитивное многоцветное изображение под действием излучения в диапазоне от рентгеновского до микроволнового).

● См. лит. при ст. *Фотохромизм.*
В. А. Барачевский, А. Л. Картужанский.

ФОТОЭДС, эдс, возникающая в *полупроводнике* при поглощении в нём электромагн. излучения (фотовольтаический эффект). Ф. обусловлена пространств. разделением генерируемых излучением носителей заряда. При неравномерном освещении кристалла (или облучении его сильно поглощающимся и быстро затухающим в глубине излучением) концентрация носителей заряда велика вблизи облучаемой грани и мала в затемнённых участках. Носители диффундируют от облучаемой грани и, если подвижности эл-нов проводимости и дырок неодинаковы, в объёме полупроводника возникает пространств. заряд (электрич. поле E), а между освещённым и затемнённым участка-

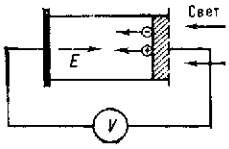


Рис. 1. Возникновение диффузионной фотоэдс.

ми — диффузионная Ф. (рис. 1). Величина этой Ф. между двумя точками 1 и 2 полупроводника определяется формулой:

$$\mathcal{E}_{1,2} = (kT/e)\,\frac{\mu_э - \mu_д}{\mu_э + \mu_д}\,\ln(\sigma_1/\sigma_2),$$

где e — заряд эл-на, T — темп-ра, $\mu_э$ и $\mu_д$ — подвижности эл-нов и дырок, σ_1 и σ_2 - электропроводность в точках 1 и 2. Диффузионная Ф. при данной интенсивности освещения тем больше, чем больше разница подвижностей эл-нов и дырок и чем меньше электропроводность полупроводника в темноте. Диффузионная Ф. в полупроводниках мала и практич. применения не имеет.

Вентильная (барьерная) Ф. возникает в неоднородных (по хим. составу или неоднородно легированных примесями) полупроводниках, а также у контакта полупроводник — металл. В области неоднородности существует внутреннее электрическое поле, которое ускоряет генерируемые излучением неосновные неравновесные носители. В результате фотоносители разных знаков пространственно разделяются. Вентильная Ф. может возникать под действием света, генерирующего эл-ны и дырки или хотя бы только неосновные носители. Особенно важна вентильная Ф., возникающая в p—n-переходе и *гетеропереходе*. Она используется в фотовольтаических и солнечных элементах, по её величине обнаруживают слабые неоднородности в полупроводниковых материалах.

Ф. может возникать также в однородном полупроводнике при одновременном одноосном его сжатии и освещении (фотопьезоэлектрический эффект). Она появляется на гранях, перпендикулярных направлению сжатия, её величина и знак зависят от направления сжатия и освещения относительно кристаллографич. осей. Эта Ф. пропорц. давлению и интенсивности излучения. В этом случае возникновение Ф. связано с анизотропией коэфф. диффузии фотоносителей, вызванной одноосной деформацией кристалла, а также неодинаковым в разных частях кристалла изменением ширины запрещённой зоны под дей-

ствием давления (*тензорезистивный эффект*).

Ф. возникает также в освещённом полупроводнике, помещённом в магн. поле $\boldsymbol{H}$ так, что градиент концентрации носителей (и их диффузионные потоки $I_д$ и $I_э$) возникает в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$ (см. *Кикоина — Носкова эффект*, рис. 2).

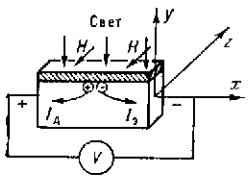


Рис. 2. Фотоэдс в случае эффекта Кикоина — Носкова.

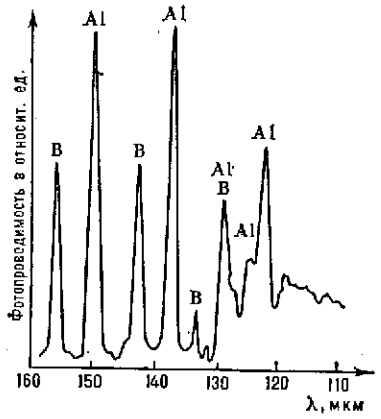
Б. И. Давыдов (1937) установил, что Ф. может возникать и при генерации только осн. носителей (или при поглощении фотонов эл-нами проводимости), если энергия фотоносителей заметно отличается от энергии др. носителей. Такая Ф. возникает в чистых полупроводниках с высокой подвижностью эл-нов при очень низких темп-рах и обусловлена зависимостью подвижности и коэфф. диффузии эл-нов от их энергии. Ф. этого типа имеет заметную величину в InSb *n*-типа, охлаждённом до темп-ры жидкого гелия.

При поглощении излучения свободными носителями заряда в полупроводнике вместе с энергией фотонов поглощается их импульс. В результате фотоэлектроны приобретают направленное движение относительно кристаллич. решётки и на гранях кристалла, перпендикулярных потоку излучения, появляется Ф. с в е т о в о г о д а в л е н и я. Она мала, но мала и её инерционность ($\sim 10^{-11}$ с). Ф. светового давления используется в быстродействующих приёмниках излучений, предназначенных для измерения мощности и формы импульсов излучения *лазеров*.

● Р ы в к и н С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; Т а у ц Я., Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с чешск., М., 1962; Фотопроводимость. Сб. ст., пер. с англ., М., 1967.

Т. М. Лифшиц.

ФОТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я, определение хим. состава и исследование энергетич. структуры примесей в полупроводниках по спектрам их примесной *фотопроводимости*. В Ф. с. используется двухступенчатая ионизация примесных атомов: сначала атом примеси поглощает фотон и переходит в связанное возбуждённое состояние, а затем ионизуется тепловыми колебаниями атомов кристалла (ф о т о т е р м и ч е с к а я и о н и з а ц и я). Для оптич. возбуждения примесных атомов ПП облучают монохроматич. излучением, плавно изменяя его частоту ν (энергию фотонов $h\nu$). При определ. ν, когда $h\nu$ станет равной разности энергий основного и одного из возбуждённых *уровней энергии* примесного атома, последний, поглощая фотон, переходит в возбуждённое состояние. Темп-ра кристалла подбирается такой, чтобы ионизовались только возбуждённые атомы. В результате при определ. ν (длинах волн света λ) в ПП появляются свободные носители тока (эл-ны или дырки), т. е. возникает фотопроводимость. Положение линий в спектре фотопроводимости характерно для каждого сорта атомов примеси в данном ПП (рис.). По форме спектра и отд. линий исследуют энергетич. структуру примесных атомов, их вз-ствие, образование примесных комплексов, степень неоднородности распределения примесных атомов, а также определяют их хим. состав.



Фотоэлектрич. спектр сверхчистого Ge. Суммарная концентрация примесей B и Al составляет 10^{-11}%.

Ф. с.— весьма чувствит. метод анализа. Так, в образце Ge, спектр к-рого приведён на рис., суммарная концентрация электрически активных примесей $\sim 10^{-11}$% (теоретич. предел чувствительности Ф. с. ещё на неск. порядков ниже). Относит. концентрации разл. примесей в ПП измеряют по интенсивностям линий в спектре. Определение абс. концентраций требует дополнит. измерения концентрации эл-нов (или дырок) при такой темпре, когда все примеси термически ионизованы (см. *Холла эффект*). Ф. с. позволяет установить состав как осн., так и компенсирующих примесей в ПП. Существуют варианты Ф. с.: лазерная магн. Ф. с. (лазерное фотовозбуждение примесей в ПП, находящемся в магн. поле) и лазерная электрич. Ф. с. (ионизация возбуждённых светом примесных атомов электрич. полем вместо термоионизации).

Ф. с. используется для исследования и анализа примесей в кремнии, арсениде галлия, фосфиде галлия, фосфиде индия, антимониде индия, теллуриде кадмия, алмазе.

● Л и ф ш и ц Т. М., Л и х т м а н Н. П., С и д о р о в В. П., Фотоэлектрическая спектроскопия примесей в полупроводниках, «ЖЭТФ», 1968, т. 7, в. 3, с. 111; К о г а н Ш. М., С е д у н о в Б. И., Фототермическая ионизация примесного центра в кристалле, «ФТТ», 1966, т. 8, в. 8, с. 2382; K o g a n Sh. M., L i f s h i t s T. M., Photoelectric spectroscopy. A new method of analysis of impurities in semiconductors, «Physica status solidi (a)», 1977, v. 39, p. 11.

Т. М. Лифшиц, А. Л. Коган.

ФОТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ, электрические явления (изменение электропроводности, возникновение эдс, изменение поляризации или эмиссия эл-нов), происходящие в в-вах под действием эл.-магн. излучения. Ф. я. возникают, когда энергия фотона $\hbar\omega$ затрачивается на квант. переход эл-на в состояние с большей энергией. Если энергии фотона хватает лишь для возбуждения атома, то может возникнуть изменение диэлектрич. проницаемости в-ва (*фотодиэлектрический эффект*). Если энергия фотона достаточна для генерации эл-нов проводимости и дырок, то увеличивается электропроводность тела (см. *Фотопроводимость*). В неоднородных полупроводниках, в частности в области *p—n*-перехода, и *гетероперехода*, вблизи контакта ПП — металл, возникает фотоэдс (см. также *Кикоина — Носкова эффект*). Фотопроводимость и фотоэдс могут возникать также при поглощении фотонов эл-нами проводимости, в результате к-рого увеличивается их подвижность.

Если $\hbar\omega$ достаточно велика для ионизации атомов и молекул газа, то происходит фотоионизация. Когда энергия фотонов, полученная эл-нами жидкости или твёрдого тела, достаточно велика, то последние могут достичь поверхности тела и, преодолев потенц. барьер, выйти в вакуум или др. среду. В этом случае возникает *фотоэлектронная эмиссия*, к-рую называют внешним фотоэффектом. В отличие от него, Ф. я., обусловленные переходами эл-нов из связанных состояний в свободные внутри тв. тела, объединяются термином «внутренний фотоэффект». В металлах из-за очень высокой электропроводности внутр. фотоэффект не наблюдается и возникает только фотоэлектронная эмиссия.

● Р ы в к и н С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; Б ь ю б Р., Фотопроводимость твердых тел, пер. с англ., М., 1962; П а н к о в Ж., Оптические процессы в полупроводниках, пер. с англ., М., 1973; С о м м е р А., Фотоэмиссионные материалы, пер. с англ., М., 1973.

Т. М. Лифшиц.

ФОТОЭЛЕКТРО́ННАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я, совокупность методов изучения строения в-ва, основанный на измерении энергетич. спектров эл-нов, вылетающих при *фотоэлектронной эмиссии*. Согласно закону Эйнштейна, сумма энергии связи вылетающего эл-на (*работы выхода*) и его кинетич. энергии равна энергии падающего фотона $\mathcal{E} = h\nu$ (ν - частота падающего излучения). Измеряя энергетич. спектр эл-нов, можно определить энергии их связи и уровни энергии в исследуемом в-ве.

В Ф. с. применяются монохроматич. рентгеновское или УФ излучение с энергией фотонов $\mathcal{E}\sim10^4$—10 эВ, т. е. с длиной волны излучения $\sim10^{-2}$—10 нм. Спектр фотоэлектронов исследуют при помощи электронных спектрометров высокого разрешения (достигнуто разрешение $\sim10^{-1}$ эВ в рентг. области и $\sim10^{-2}$ эВ — в УФ области).

Метод Ф. с. применим к в-ву в газообразном, жидком и тв. состояниях и позволяет исследовать как внеш., так и внутр. электронные оболочки атомов и молекул, уровни энергии эл-нов в тв. теле (в частности, распределение эл-нов в зоне проводимости). Для молекул энергии связи эл-нов на внутр. оболочках атомов зависят от типа хим. связи (хим. сдвиги), поэтому Ф. с. успешно применяется в аналитич. химии для определения состава в-ва и в физ. химии для исследования хим. связи. В химии метод Ф. с. известен под назв. ЭСХА — электронная спектроскопия для химич. анализа (ESCA — electronic spectroscopy for chemical analysis).

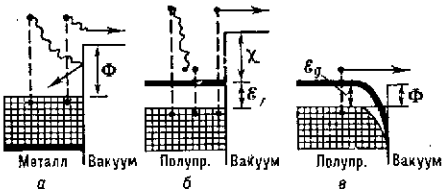
● Электронная спектроскопия, пер. с англ., М., 1971.

М. А. Ельяшевич.

ФОТОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ (внешний фотоэффект), испускание эл-нов тв. телами и жидкостями под действием эл.-магн. излучения в вакуум или др. среду. Практич. значение имеет Ф. э. из тв. тел в вакуум. Осн. закономерности Ф. э.: 1) кол-во испускаемых эл-нов пропорц. интенсивности излучения; 2) для каждого в-ва при определ. состоянии его поверхности и темп-ре $T=0$К существует порог — миним. частота ω_0 (или макс. длина волны λ_0) излучения, за к-рой Ф. э. не возникает; 3) макс. кинетич. энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой излучения ω и не зависит от его интенсивности.

Ф. э.— результат трёх последоват. процессов: поглощения фотона и появления эл-на с высокой (по сравнению со средней) энергией; движения этого эл-на к поверхности, при к-ром часть энергии может рассеяться; выхода эл-на в др. среду через поверхность раздела. Количеств. характеристикой Ф. э. явл. квантовый выход Y — число вылетевших эл-нов, приходящееся на один фотон, падающий на поверхность тела. Величина Y зависит от св-в тела, состояния его поверхности и энергии фотонов.

Ф. э. из металлов возникает, если энергия фотона $\hbar\omega$ превышает *работу выхода* металла Φ (рис., *а*). Для чистых поверхностей большинства металлов $\Phi>3$ эВ, поэтому Ф. э. из металлов (если Φ не снижена спец. покрытиями поверхности) может наблюдаться в видимой и УФ (для щелочных металлов и Ba) или только в УФ (для всех др. металлов) областях спектра. Вблизи порога Ф. э. для большинства металлов $Y\sim10^{-4}$ электрон/фотон. Малость Y обусловлена тем, что свет проникает в металл на глубину $\sim10^{-5}$ см, и там в основном поглощается. Фотоэлектроны при движении к поверхности сильно взаимодействуют с эл-нами проводимости, к-рых в металле много, и быстро рассеивают энергию, полученную от излучения. Энергию, достаточную для совершения работы выхода сохраняют только те фотоэлектроны, к-рые образовались вблизи поверхности на глубине, не превышающей 10^{-7} см. Кроме того, поверхности металлов сильно отражают видимое и ближнее УФ излучения.



Энергетич. схемы фотоэлектронной эмиссии из металла (*а*); полупроводника с $\chi>2\,\mathcal{E}_\partial$ (*б*); полупроводника с поверхностью, обработанной до отрицат. электронного сродства ($\chi<\mathcal{E}_\partial$, рис. *в*). В области сильного внутр. электрич. поля энергетич. зоны изогнуты; клеточки показывают заполненные электронные состояния; жирная линия — дно зоны проводимости.

С увеличением энергии фотонов квант. выход Y металлов возрастает сначала медленно (при $\hbar\omega=12$эВ для чистых металлич. плёнок $Y_{Bi}=0{,}04$; $Y_{Al}=0{,}015$ электрон/фотон). При $\hbar\omega=15$ эВ, коэфф. отражения R резко падает (до $\sim5\%$), а энергия эл-нов внутри металла, поглотивших фотоны, возрастает, и Y быстро увеличивается, достигая и у нек-рых металлов (Pt, W, Sn, Ta, In, Be, Bi) 0,1—0,2 электрон/фотон. Случайные загрязнения могут сильно снизить Ф, вследствие чего порог Ф. э. сдвигается в сторону более длинных волн (из УФ в видимую область), и Y в этой области может сильно возрасти. Резкого увеличения Y и сдвига порога Ф. э. металлов в видимую область спектра достигают, покрывая чистую поверхность металла моноатомным слоем электроположит. атомов или молекул (Cs, Rb, Cs_2, O), образующих на поверхности дипольный электрич. слой (см. *Фотокатод*).

В полупроводниках и диэлектриках порог Ф. э. $\hbar\omega_0=\mathcal{E}_\partial+\chi$, где $\mathcal{E}_\partial$ — ширина запрещённой зоны, χ — *сродство к электрону*, представляет собой высоту потенц. барьера для электронов проводимости (рис. 1, *б*). В не сильно легированных ПП эл-нов проводимости мало, поэтому здесь, в отличие от металлов, рассеяние энергии фотоэлектронов на эл-нах проводимости роли не играет. В этих материалах фотоэлектрон теряет энергию при вз-ствии с эл-нами валентной зоны (ударная ионизация) или с тепловыми колебаниями кристаллической решётки (рождение *фононов*). Скорость рассеяния энергии и глубина, из к-рой фотоэлектроны могут выйти в вакуум, зависят от величины χ и от соотношения χ и $\mathcal{E}_\partial$. Если $\chi>2\mathcal{E}_\partial$, то фотоэлектрон с начальной кинетич. энергией $\geqslant\chi$ рождает электронно-дырочную пару. Длина пробега на рассеяние энергии в таком акте (~1—2 нм) во много раз меньше глубины проникновения излучения в кристалл (0,1—1 мкм). В этом случае подавляющая часть фотоэлектронов по пути к поверхности теряет энергию и не выходит в вакуум. В этих материалах вблизи порога Ф. э. $Y\sim10^{-6}$ электрон/фотон и даже на относительно большом расстоянии от порога (при $\hbar\omega=\hbar\omega_0+1$ эВ) всё ещё не превышает 10^{-4} электрона/фотон.

Если $\chi<\mathcal{E}_\partial$, но больше энергии оптич. фонона ($\hbar\omega\sim10^{-2}$ эВ), то фотоэлектроны теряют энергию при рождении оптич. фононов. При этом энергия фотоэлектронов рассеивается в ПП на длине пробега l всего 15—30 нм. Поэтому даже если снизить χ полупроводника (напр., от 4 до 1 эВ), Ф. э. вблизи порога остаётся малой. В диэлектрич. кристаллах щёлочногалогенных соединений, где длина пробега больше (50—100 нм), χ невелико, поэтому Y резко возрастает от самого порога Ф. э. и достигает высоких значений.

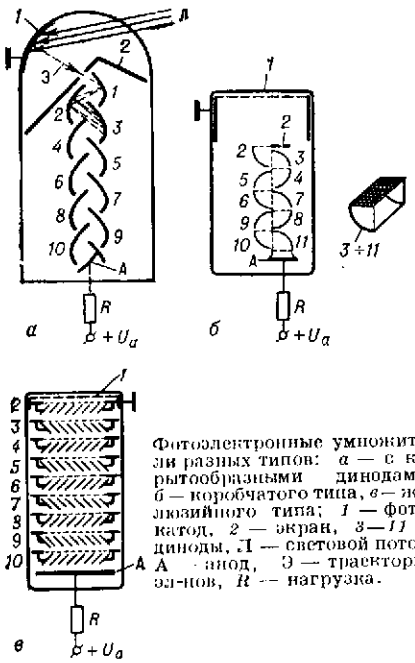
Очистка поверхности ПП в сверхвысоком вакууме, нанесение на неё монослоёв атомов или молекул, снижающих χ, и спец. легирование ПП позволяют создать в тонком приповерхностном слое сильное внутреннее электрич. поле, ускоряющее фотоэлектроны и уменьшить работу выхода так, чтобы $\Phi<\mathcal{E}_\partial$. При этом высота поверхностного потенц. барьера χ может стать ниже уровня дна зоны проводимости в объёме кристалла (рис., *в*). Это обеспечивает выход в вакуум значит. числа термализованных эл-нов из большой глубины $\sim10^{-4}$ см (фотокатоды с отрицат. электронным сродством).

● См. лит. при ст. *Фотокатод*.

Т. М. Лифшиц.

ФОТОЭЛЕКТРО́ННЫЙ УМНОЖИ́ТЕЛЬ, прибор для преобразования слабых световых сигналов в электрические, основанный на фотоэлектронной и вторичной электронных эмиссиях. Состоит из фотокатода и неск. (до 15—20) электродов (*динодов*) с высоким коэфф. σ *вторичной электронной эмиссии* и коллектора A (рис.). Напряжение на каждом диноде относительно фотокатода на 50—100 В выше, чем у предыдущего. Свет, падающий на фотокатод, вырывает эл-ны (см. *Фотоэлектронная эмиссия*), к-рые попадая на диноды, «размножаются», за счёт вторичной электронной эмиссии. Коэфф. усиления электронного тока $K=\sigma^n$ (n — число динодов) достигает 10^9—10^{11}, так что даже отд. фотоэлектроны создают на выходе Ф. у. импульсы тока большой амплитуды.

● Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н., Вакуумные фотоэлектронные приборы, М., 1976.



Фотоэлектронные умножители разных типов: *а* — с корытообразными динодами, *б* — коробчатого типа, *в* — жалюзийного типа; *1* — фотокатод, *2* — экран, *3—11* — диноды, Л — световой поток, А — анод, Э — траектория эл-нов, *R* — нагрузка.

ФОТОЭФФЕ́КТ, испускание эл-нов в-вом под действием эл.-магн. излучения. Ф. был открыт в 1887 нем. физиком Г. Герцем. Первые фундам. исследования Ф. выполнены А. Г. Столетовым (1888), а затем нем. физиком Ф. Ленардом (1899). Первое теоретич. объяснение законов Ф. дал А. Эйнштейн (1905). Большой вклад в теоретич. и эксперим. исследования Ф. внесли А. Ф. Иоффе (1907), П. И. Лукирский и С. С. Прилежаев (1928), И. Е. Тамм и С. П. Шубин (1931).

Ф.— квант. явление, его открытие и исследование сыграло важную роль в эксперим. обосновании квант. теории: только на её основе оказалось возможным объяснение закономерностей Ф. Свободный эл-н не может поглотить фотон, т. к. при этом не могут быть одновременно соблюдены законы сохранения энергии и импульса. Ф. из атома, молекулы или конденсиров. среды возможен из-за связи эл-на с окружением. Эта связь характеризуется в атоме *энергией ионизации*, в конденсиров. среде — *работой выхода* Ф. Закон сохранения энергии при Ф. выражается соотношением Эйнштейна: $\mathcal{E}=\hbar\omega-\mathcal{E}_i$, где $\mathcal{E}$ — кинетич. энергия фотоэлектрона, $\mathcal{E}_i$ — энергия ионизации атома; или $\mathcal{E}=\hbar\omega-\Phi$. При $T=0$ К и не очень высокой интенсивности света (когда многофотонные эффекты практически отсутствуют) Ф. невозможен, если $\hbar\omega<\mathcal{E}_i$ или $\hbar\omega<\Phi$.

Ф. может наблюдаться в газах на отд. атомах и молекулах (ф о т о и о н и з а ц и я). Первичным актом здесь явл. поглощение фотона и ионизация с испусканием эл-на. Вся энергия фотона за вычетом энергии ионизации передаётся испускаемому эл-ну. В конденсиров. средах механизм поглощения фотонов зависит от их энергии. При $\hbar\omega\geqslant\Phi$ излучение поглощается эл-нами проводимости (в металлах) или валентными эл-нами (в полупроводниках и диэлектриках). В результате этого может наблюдаться *фотоэлектронная эмиссия* (внешний Ф.) с граничной энергией фотонов, равной работе выхода Ф, либо *фотоэффект внутренний* (*фотопроводимость* и др. *фотоэлектрические явления*) с граничной энергией фотонов, равной ширине запрещённой зоны.

При $\hbar\omega$, во много раз превышающих энергию межат. связей в конденсиров. среде (γ-кванты), фотоэлектроны могут вырываться из «глубоких» оболочек атома. Влияние среды на первичный акт Ф. в этом случае пренебрежимо мало по сравнению с энергией связи эл-на в атоме и Ф. происходит так же, как в изолиров. атомах. Эффективное сечение Ф. σ сначала растёт с ω, а затем, когда $\hbar\omega$ становится больше энергии связи эл-нов самых глубоких оболочек атома, уменьшается. Такая зависимость σ от ω качественно объясняется тем, что чем больше $\hbar\omega$ по сравнению с $\mathcal{E}_i$, тем пренебрежимее связь эл-на с атомом. Вследствие того, что эл-ны *K*-оболочки наиболее сильно связаны в атоме и эта связь возрастает с ат. номером *Z*, σ имеет наибольшее значение для *K*-электронов и быстро увеличивается при переходе к тяжёлым элементам ($\sim Z^5$). При $\hbar\omega$ порядка внутриат. энергий связи Ф. явл. преобладающим механизмом поглощения *гамма-излучения* атомами, при более высоких энергиях фотонов его роль становится менее существенной по сравнению с др. механизмами: *Комптона эффектом*, рождением электронно-позитронных пар.

● С т о л е т о в А. Г., Избр. соч., М.— Л., 1950; Э й н ш т е й н А., Собр. научных трудов, т. 3, М., 1966; Л у к и р с к и й П. И., О фотоэффекте, Л.— М., 1933.

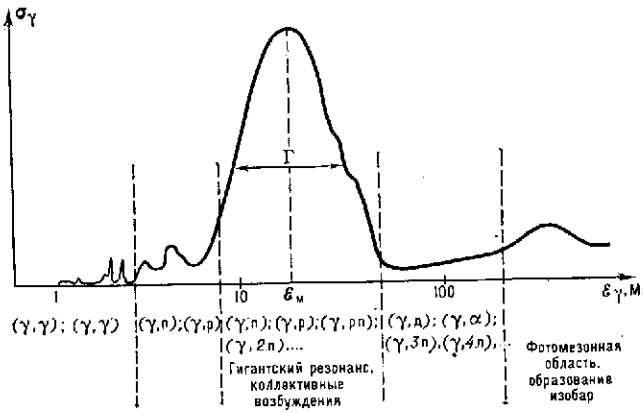
Т. М. Лифшиц.

ФОТОЭФФЕ́КТ ВНЕ́ШНИЙ, то же, что *фотоэлектронная эмиссия*.

ФОТОЭФФЕ́КТ ВНУ́ТРЕННИЙ, перераспределение эл-нов по энергетич. состояниям в конденсиров. среде, происходящее при поглощении эл.-магн. излучения. В *полупроводниках* и *диэлектриках* Ф. в. проявляется в изменении электропроводности среды (см. *Фотопроводимость*), её диэлектрич. проницаемости (см. *Фотодиэлектрический эффект*) или в возникновении *фотоэдс*. В *металлах* из-за высокой электропроводности Ф. в. неощутим.

Т. М. Лифшиц.

ФОТОЯ́ДЕРНЫЕ РЕА́КЦИИ, расщепление γ-квантами атомных ядер. Типичными Ф. р. являются реакции (γ, n), (γ, p), (γ, 2n), (γ, pn). Менее вероятны процессы с вылетом сложных частиц — дейтронов, α-частиц и т. д. В делящихся ядрах (см. *Деление атомного ядра*) с большой вероятностью идёт реакция фотоделения (γ, *f*). При энергиях γ-квантов, меньших порога вылета частиц, происходит упругое (γ, γ) и неупругое (γ, γ′) рассеяния фотонов; при энергиях, больших порога рождения мезонов, наряду с расщеплением ядра протекают процессы фоторождения (напр., *пионов*). Ф. р., как и *любые ядерные реакции*, характеризуются эффективным сечением σ поглощения γ-квантов, зависящим от энергии γ-кванта $\mathcal{E}_\gamma$. Особенностью зависимости $\sigma(\mathcal{E}_\gamma)$ является т. н. *гигантский резонанс* (рис.) — большой максимум с шириной порядка неск. МэВ, расположенного у лёгких ядер (^{12}C, ^{16}O) в области $\mathcal{E}_\gamma\sim 20$—25 МэВ, у средних и тяжёлых — в области 13—18 МэВ. Гигантский резонанс связывают с возбуждением γ-квантами одной из коллективных степеней свободы ядра — дипольных колебаний протонов относительно нейтронов.



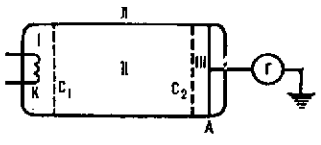
Зависимость сечения σ_γ поглощения γ-квантов ядрами от энергии $\mathcal{E}_\gamma$ γ-квантов; $\mathcal{E}_м$ — энергия максимума, τ — ширина Г. р.

● А й з е н б е р г И. М., Г р а й н е р В., Механизмы возбуждения ядра, пер. с англ., М., 1973; Ш и р о к о в Ю. М., Ю д и н Н. П., Ядерная физика, М., 1972; Л е п и н д ж е р Д ж., Фотоядерные реакции, пер. с англ., М., 1962.

Н. П. Юдин.

ФРА́НКА — ГЕ́РЦА О́ПЫТ показал, что внутр. энергия атома не может изменяться непрерывно, а принимает определённые дискр. значения (квантуется). Впервые поставлен в 1913 нем. физиками Дж. Франком (J. Franck) и Г. Герцем (G. Hertz). Сыграл важную роль в эксперим. подтверждении квант. теории атома Н. Бора (см. *Атомная физика*).

В опыте исследовалась зависимость силы тока *I* от ускоряющего потенциала *V* между катодом К и сеткой C_1;



между сеткой C_2 и анодом А приложен замедляющий потенциал; эл-ны, ускоренные в области I, попадают в область II между сетками, где испытывают соударения с атомами паров ртути (к-рыми заполнена трубка Л) (рис.). Те из эл-нов, к-рые после соударений имеют достаточную энергию, чтобы преодолеть замедляющий потенциал в области III, попадают на анод. При увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,9 В сила тока, регистрируемая гальванометром Г, возрастает монотонно. Следовательно, соударения эл-нов с атомами при энергиях $\mathcal{E} \leqslant 4{,}9$ эВ упругие и не меняют внутр. энергии атомов. Если V превышает 4,9 В (и кратные значения 9,8 В, 14,7 В, . . .), на кривой $I(V)$ появляются спады, указывающие на то, что при энергиях эл-нов $\mathcal{E} \geqslant 4{,}9$ эВ их соударения с атомами становятся неупругими, т. е. энергия эл-нов переходит во внутр. энергию атомов. При значениях энергии, кратных 4,9 эВ, эл-ны могут неск. раз испытывать неупругие столкновения, отдавая каждый раз по 4,9 эВ атому. Следовательно, Ф.—Г. о. показал, что 4,9 эВ — наименьшая возможная порция энергии (наименьший квант энергии), к-рая может быть поглощена атомом ртути в осн. энергетич. состоянии. *А. В. Колпаков.*

ФРА́НЦА — КЕ́ЛДЫША ЭФФЕ́КТ, сдвиг границы (края) собств. поглощения света в *полупроводнике* в сторону меньших частот в присутствии внеш. электрич. поля. Теоретически предсказан нем. физиком В. Францем (W. Franz) и Л. В. Келдышем (1958), и экспериментально обнаружен в Si В. С. Вавиловым и К. И. Брицыным (1960). В отсутствие электрич. поля краю поглощения соответствует частота света $\omega = \mathcal{E}_g/\hbar$, где $\mathcal{E}_g$ — ширина запрещённой зоны. В электрич. поле E вследствие туннелирования (см. *Туннельный эффект*) эл-нов из валентной зоны в зону проводимости край поглощения размывается и становится возможным поглощение света с частотой $\omega < \mathcal{E}_g/\hbar$. Эффективный сдвиг края зоны $\Delta\mathcal{E} \sim (e^2E^2\hbar^2/m^*)^{1/3}$, где e — заряд эл-на, m^* — его *эффективная масса*. Одновременно с коэфф. поглощения меняется и показатель преломления. Ф.— К. э. используется для модуляции оптич. излучения.

● Панков Ж., Оптические процессы в полупроводниках, пер. с англ., М., 1973; Грибковский В. П., Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, Минск, 1975; Тягай В. А., Снитко О. В., Электроотражение света в полупроводниках, К., 1980.

Э. М. Эпштейн.

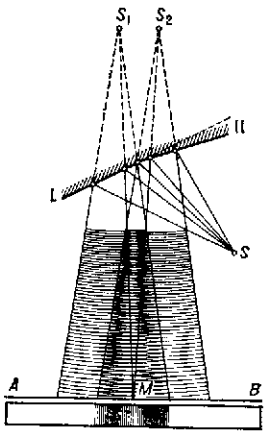
ФРАУНГО́ФЕРА ДИФРА́КЦИЯ, дифракция практически плоской световой волны на неоднородности (напр., отверстии в экране), размер к-рой b много меньше диаметра первой из *зон Френеля* $\sqrt{z\lambda}$: $b \ll \sqrt{z\lambda}$ (дифракция в параллельных лучах), где z — расстояние точки наблюдения до экрана. Названа в честь нем. физика Й. Фраунгофера (J. Fraunhofer). Подробнее см. *Дифракция света.*

ФРАУНГОФЕРОВЫ ЛИНИИ, линии поглощения в спектре Солнца. Ф. л. впервые наблюдал в 1802 англ. физик У. Волластон, а в 1814 они были обнаружены и подробно описаны нем. физиком Й. Фраунгофером; правильно объяснены нем. физиком Р. Кирхгофом. Наблюдается более 20 тыс. Ф. л. в ИК, УФ и в видимой областях солн. спектра, мн. из них отождествлены со спектр. линиями известных хим. элементов. В табл. приведены наиболее интенсивные Ф. л. в видимой области.

Линии	Длина волны, мкм	Химич. элемент	Линии	Длина волны, мкм	Химич. элемент
A	0,761	O	*F*	0,486	H_β
B	0,687	O	*G*	0,431	Ca
C	0,656	H_α	H_1	0,397	Ca
D	0,589	Na	*H'*	0,393	Ca
E	0,527	Fe			

ФРЕНЕ́ЛЯ ДИФРА́КЦИЯ, дифракция сферич. световой волны на неоднородности (напр., отверстии в экране), размер к-рой b сравним с диаметром первой *зоны Френеля* $\sqrt{z\lambda}$: $b \sim \sqrt{z\lambda}$ (дифракция в сходящихся лучах), где z — расстояние точки наблюдения до экрана. Назв. в честь франц. физика О. Ж. Френеля (A. J. Fresnel). Подробнее см. *Дифракция света.*

ФРЕНЕ́ЛЯ ЗЕРКАЛА (бизеркала Френеля), оптич. устройство, предложенное в 1816 О. Ж. Френелем для

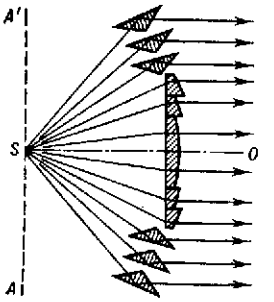


наблюдения явления *интерференции света*. Ф. з. состоят из двух плоских зеркал *I* и *II* (рис.), образующих друг с другом угол, немного меньший 180°. Источник света S, отражённый в них, образует два близко расположенных мнимых изображения S_1 и S_2. Пучки света от этих изображений (когерентные, т. к. образованы одним источником) пересекаются под малым углом S_1MS_2 и дают *интерференционную картину* на экране AB.

● Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

Л. П. Гагарин.

ФРЕНЕ́ЛЯ ЛИ́НЗА, сложная составная линза, применяемая в маячных и сигнальных фонарях. Предложена О. Ж. Френелем. Состоит не из цельного шлифованного куска стекла со сферич. или иными поверхностями, как обычные *линзы*, а из отд. примыкающих друг к другу концентрич.



Сечение кольцевой линзы Френеля. В центре линзы — кольца, наружные поверхности к-рых явл. частями тороидальных поверхностей. По краям линзы — кольца, где помимо преломления происходит полное внутр. отражение.

колец небольшой толщины, к-рые в сечении имеют форму призм спец. профиля (рис.). Эта конструкция обеспечивает малость толщины (а следовательно, и веса) Ф. л. даже при большом угле охвата. Сечения колец таковы, что *сферическая аберрация* Ф. л. невелика, и лучи света от точечного источника S, помещённого в фокусе Ф. л., после преломления в кольцах выходят практически параллельным пучком (в кольцевых Ф. л.).

Ф. л. бывают кольцевыми и поясными. Первые представляют собой систему, получаемую вращением изображённого на рис. профиля вокруг оптич. оси SO, они направляют световой поток в к.-л. одном направлении. Поясные Ф. л. получают вращением этого же профиля вокруг оси ASA', перпендикулярной SO; они посылают свет от источника по всем горизонтальным направлениям. Диаметр Ф. л. от 10—20 см до неск. м.

ФРЕНЕ́ЛЯ УРАВНЕ́НИЕ, основное ур-ние кристаллооптики, определяющее нормальную скорость v распространения световой волны в кристалле. Названо в честь О. Ж. Френеля. Ф. у. имеет следующий вид:

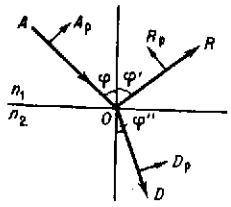
$$\frac{N_x^2}{v^2 - v_x^2} + \frac{N_y^2}{v^2 - v_y^2} + \frac{N_z^2}{v^2 - v_z^2} = 0,$$

где N_x, N_y, N_z — проекции вектора нормали $\boldsymbol{N}$ к фронту волны на гл. на-

правления кристалла; $v_x = \frac{c}{n_x}$, $v_y = \frac{c}{n_y}$, $v_z = \frac{c}{n_z}$ — гл. фазовые скорости волны; n_x, n_y, n_z — гл. показатели преломления кристалла. Подробнее см. *Кристаллооптика*.

ФРЕНЕ́ЛЯ ФО́РМУЛЫ, определяют отношения амплитуды, фазы и состояния поляризации отражённой и преломлённой световых волн, возникающих при прохождении света через границу раздела двух прозрачных диэлектриков, к соответствующим хар-кам падающей волны. Установлены франц. физиком О. Ж. Френелем в 1823 на основе представлений об упругих поперечных колебаниях эфира. Однако те же самые соотношения — Ф. ф. следуют в результате строгого вывода из эл.-магн. теории света при решении уравнений Максвелла.

Пусть плоская световая волна падает на границу раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 (рис.). Углы φ, φ' и φ'' есть соответственно углы падения, отражения и преломления, причём всегда $n_1 \sin\varphi = n_2 \sin\varphi''$ (закон преломления) и $|\varphi| = |\varphi'|$ (закон отражения). Амплитуду электрич. вектора падающей волны A разложим на составляющую с амплитудой A_p, параллельную плоскости падения, и составляющую с амплитудой A_s, перпендикулярную плоскости падения. Аналогично разложим амплитуды отражённой волны R на составляющие R_p и R_s, а преломлённой волны D — на D_p и D_s (на рис. показаны только p-составляющие). Ф. ф. для этих амплитуд имеют вид:



$$R_s = \frac{-\sin(\varphi-\varphi'')}{\sin(\varphi+\varphi'')}A_s;\quad R_p = \frac{\operatorname{tg}(\varphi-\varphi'')}{\operatorname{tg}(\varphi+\varphi'')}A_p;$$
$$D_s = \frac{2\sin\varphi''\cos\varphi}{\sin(\varphi+\varphi'')}A_s; \qquad (1)$$
$$D_p = \frac{2\sin\varphi''\cos\varphi}{\sin(\varphi+\varphi'')\cos(\varphi-\varphi'')}A_p.$$

Из (1) следует, что при любом значении углов φ и φ'' знаки A_p и D_p, а также знаки A_s и D_s совпадают. Это означает, что совпадают и фазы, т. е. во всех случаях преломлённая волна сохраняет фазу падающей. Для компонент отражённой волны (R_p и R_s) фазовые соотношения зависят от φ, n_1 и n_2; если $\varphi = 0$, то при $n_2 > n_1$ фаза отражённой волны сдвигается на π.

В экспериментах обычно измеряют не амплитуду световой волны, а её интенсивность, т. е. переносимый ею поток энергии, пропорц. квадрату амплитуды (см. *Пойнтинга вектор*). Отношения средних за период потоков энергии в отражённой и преломлённой волнах к ср. потоку энергии в падающей волне наз. коэффициентом отражения r и коэффициентом прохождения d. Из (1) получим Ф. ф., определяющие коэфф. отражения и преломления для s- и p-составляющих падающей волны, учтя, что

$$r_s = (R_s/A_s)^2;\ r_p = (R_p/A_p)^2;$$
$$d_s = \left(\frac{D_s}{A_s}\right)^2 \frac{\sin\varphi\cos\varphi''}{\sin\varphi''\cos\varphi};$$
$$d_p = \left(\frac{D_p}{A_p}\right)^2 \frac{\sin\varphi\cos\varphi''}{\sin\varphi''\cos\varphi}. \qquad (2)$$

При отсутствии *поглощения света* $r_s + d_s = 1$ и $r_p + d_p = 1$ в соответствии с законом сохранения энергии. Если на границу раздела падает *естественный свет*, т. е. все направления колебаний электрич. вектора равновероятны, то энергия волны поровну делится между p- и s-колебаниями, полный коэфф. отражения в этом случае: $r = \frac{1}{2}(r_s + r_p)$. Если $\varphi + \varphi'' = 90°$, то $\operatorname{tg}(\varphi+\varphi'') \to \infty$, и $r_p = 0$, т. е. в этих условиях свет, поляризованный так, что его электрич. вектор лежит в плоскости падения, совсем не отражается от поверхности раздела. При падении естеств. света под таким углом отражённый свет будет полностью поляризован. Угол падения, при к-ром это происходит, наз. углом полной поляризации или углом Брюстера (см. *Брюстера закон*), для него справедливо соотношение $\operatorname{tg}\varphi_Б = n_2/n_1$.

При норм. падении света на границу раздела двух сред ($\varphi = 0$) Ф. ф. для амплитуд отражённой и преломлённой волн могут быть приведены к виду

$$R_s = -\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}A_s;\ R_p = \frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}A_p; \qquad (3)$$
$$D_s = \frac{2n_1}{n_2+n_1}A_s;\ D_p = \frac{2n_1}{n_2+n_1}A_p.$$

Здесь исчезает различие между составляющими s и p, т. к. понятие плоскости падения теряет смысл. В этом случае, в частности, получаем

$$r = r_s = r_p = \left(\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}\right)^2; \qquad (4)$$
$$d = d_s = d_p = \frac{4n_1n_2}{(n_2+n_1)^2}.$$

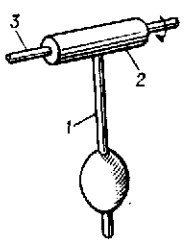
Из (4) следует, что отражение света на границе раздела тем больше, чем больше абс. величина разности $n_2 - n_1$; коэфф. r и d не зависят от того, с какой стороны границы раздела приходит падающая световая волна.

Условие применимости Ф. ф.— независимость показателя преломления среды от амплитуды вектора электрич. напряжённости световой волны. Это условие, тривиальное в классич. (линейной) оптике, не выполняется для световых потоков большой мощности, напр. излучаемых *лазерами*. В таких случаях Ф. ф. не дают удовлетворит. описания наблюдаемых явлений и необходимо использовать методы и понятия нелинейной оптики.

● Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. *Л. П. Капорский.*

ФРЕНЕ́ЛЯ ЭЛЛИПСО́ИД, эллипсоид, соответствующий поверхности световой волны, распространяющейся от точечного источника в кристалле. Длины осей Ф. э. пропорц. значениям гл. лучевых скоростей света в кристалле. Ф. э. описывается ур-нием $\varepsilon_x x^2 + \varepsilon_y y^2 + \varepsilon_z z^2 = 1$, где ε_x, ε_y, ε_z — значения диэлектрич. проницаемости по гл. осям кристалла. Ф. э. позволяет определить лучевые скорости света по любым направлениям. В общем случае поверхность волны двухполостная, что соответствует распространению в каждом направлении с разными скоростями двух волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Из всех центр. сечений Ф. э. два сечения имеют форму круга; в направлениях, перпендикулярных этим сечениям, скорости обыкновенной и необыкновенной волн равны. Это — направления оптич. осей кристалла.

ФРУ́ДА МА́ЯТНИК (фрикционный маятник), одна из простейших автоколебательных механич. систем. Состоит (рис.) из физ. *маятника 1*, жёстко скреплённого с муфтой *2*, насаженной на вращающийся вал *3*; угл. скорость вала такова, что она в любой момент времени превосходит угл. скорость маятника. Тогда действующий на маятник момент сил трения (в отличие от случая обычного подвеса) имеет пост. направление и на одном полупериоде, когда маятник и вал движутся в разные стороны, будет тормозить движение, а на другом, когда маятник и вал движутся в одну сторону,— ускорять. Если сила трения такова, что она на к.-н. интервале скоростей с увеличением скорости убывает, то, поскольку на втором полупериоде относит. скорость муфты *2* меньше, чем на первом, ускоряющий момент будет в среднем больше тормозящего, что приведёт к нарастанию (самовозбуждению) колебаний; в результате при соответствующих условиях в системе могут установиться автоколебания. Назв. по имени англ. учёного У. Фруда (W. Froude).

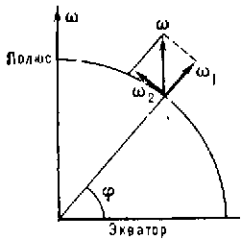


● Стрелков С. П., Маятник Фроуда, «ЖТФ», 1933, т. 3, в. 4; Харкевич А. А., Автоколебания, М., 1954, § 8. *С. М. Тарг.*

ФРУ́ДА ЧИСЛО́ (по имени англ. учёного У. Фруда), один из *подобия критериев* движения жидкостей или газов, применяемых в случаях, когда существенно воздействие силы тяжести (в гидроаэромеханике, напр., при движении тв. тел в воде и др., в динамич. метеорологии). Ф. ч. характеризует соотношение между инерц. силой и силой тяжести, действующими на элементарный объём жидкости или газа. Ф. ч. $Fr = v^2/gl$, где v — скорость течения или скорость движущегося тела, g — ускорение силы тяжести,

l — характерный размер потока или тела. Условие подобия — равенство Ф. ч. для модели и для натурных объектов — применяют при моделировании движения кораблей, течений воды в открытых руслах, испытаниях моделей гидротехнич. сооружений и др.

ФУКО́ МА́ЯТНИК, маятник, используемый для демонстраций, подтверждающих факт суточного вращения Земли. Ф. м. представляет собой массивный груз, подвешенный на проволоке или нити, верхний конец к-рой укреплён (напр., с помощью карданного шарнира) так, что позволяет маятнику качаться в любой вертикальной плоскости. Если Ф. м. отклонить от вертикали и отпустить без нач. скорости, то действующие на груз маятника силы тяжести и натяжения нити будут лежать всё время в плоскости качаний маятника и не смогут вызвать её вращения по отношению к звёздам (к *инерциальной системе отсчёта*, связанной со звёздами). Наблюдатель, находящийся на Земле и вращающийся вместе с ней, будет видеть, что плоскость качаний Ф. м. медленно поворачивается относительно земной поверхности в сторону, противоположную направлению вращения Земли. Этим и подтверждается факт суточного вращения Земли.



На Северном или Южном полюсе плоскость качаний Ф. м. совершит поворот на 360° за звёздные сутки (на 15° за звёздный час). В пункте земной поверхности, географич. широта к-рого равна φ (рис.), плоскость горизонта вращается вокруг вертикали с угл. скоростью $\omega_1 = \omega \sin\varphi$ (ω — угл. скорость Земли) и плоскость качания маятника вращается с той же угл. скоростью. Поэтому видимая угл. скорость вращения плоскости качаний Ф. м. на широте φ, выраженная в градусах за звёздный час, имеет значение $\omega_м = 15° \sin\varphi$, т. е. будет тем меньше, чем меньше φ, и на экваторе обращается в нуль (плоскость не вращается). В Южном полушарии вращение плоскости качаний будет наблюдаться в сторону, противоположную наблюдаемой в Северном полушарии. Уточнённый расчёт даёт значение $\omega_м = 15°\left[1-\frac{3}{8}\left(\frac{a}{l}\right)^2\right]\sin\varphi$, где a — амплитуда колебаний груза маятника, l — длина нити. Добавочный член, уменьшающий угл. скорость, тем меньше, чем больше l. Поэтому для демонстраций опыта целесообразно применять Ф. м. с возможно большей длиной нити (в неск. десятков м). Первый такой маятник, сооружённый франц. физиком Ж. Б. Л. Фуко (J. B. L. Foucault) в Пантеоне в Париже в 1851, имел длину 67 м; длина Ф. м. в Исаакиевском соборе в Ленинграде 98 м.

● Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 9 изд., ч. 1, М., 1972, гл. 4 и 6; Верин А., Опыт Фуко, Л.— М., 1934.

С. М. Тарг.

ФУКО́ МЕ́ТОД, метод определения скорости света, предложенный франц. учёным Д. Ф. Араго в 1838 и осуществлённый Ж. Б. Л. Фуко в 1862. Подробнее см. *Скорость света*.

ФУКО́ТОКИ, то же, что *вихревые токи*.

ФУНДАМЕНТА́ЛЬНАЯ ДЛИНА (элементарная длина), гипотетич. универсальная постоянная размерности длины, определяющая пределы применимости фундам. физ. представлений — теории относительности, квант. теории, принципа причинности. Через Ф. д. l выражаются масштабы областей пространства-времени и энергии-импульса (размеры $x<l$, интервалы времени $t<l/c$, энергии $\mathcal{E}>\hbar c/l$), в к-рых можно ожидать новых явлений, не укладывающихся в рамки существующей физ. картины. Если бы это ожидание оправдалось, то предстояло бы ещё одно радик. преобразование физики, сопоставимое по своим последствиям с созданием теории относительности или квант. теории. Соответственно Ф. д. вошла бы как существ. элемент в теорию элем. ч-ц, играя роль третьей (после c и $\hbar$) фундам. размерной константы физики, ограничивающей пределы применимости совр. представлений.

С помощью известных характерных физ. параметров можно построить ряд величин размерности длины, к-рые в разное время обсуждались как претенденты на роль Ф. д. Это — *комптоновская длина волны* эл-на $\lambda_e \sim 10^{-11}$ см (эл.-магн. вз-ствие), π-мезона ($\lambda_\pi \sim 10^{-13}$ см) и нуклона ($\lambda_N \sim 10^{-14}$ см, сильное вз-ствие), характерная длина слабого вз-ствия $\sqrt{G_F/\hbar c} \sim 10^{-16}$ см (G_F — фермиевская константа слабого вз-ствия), гравитац. длина (т. н. планковская длина) $\sqrt{G\hbar/c^3} \sim 10^{-33}$ см (G - - гравитац. постоянная). Отождествление Ф. д. с одной из перечисл. величин сыграло бы огромную роль для физики элем. ч-ц, указав, с каким типом вз-ствия будет связано появление новых физ. представлений. К 1983 экспериментально установлено, что верхняя граница Ф. д. составляет ок. 10^{-16} см; имеются аргументы в пользу ещё меньшего значения l ($\sim 10^{-20}$ см). Поэтому величины, связанные с эл.-магн., сильным и, скорее всего, слабым вз-ствиями уже не могут претендовать на роль Ф. д. Весьма вероятно, что Ф. д. физики окажется гравитационная длина.

Эксперим. метод определения Ф. д. основан на сравнении с опытом результатов расчёта разл. физ. эффектов, выполненного в соответствии с существующей теорией. Такое сравнение (во всех случаях, когда оно могло быть проведено) до сих пор не показало к.-л. расхождений. Поэтому эксперимент даёт пока лишь верхнюю границу Ф. д. Для этой цели используются прежде всего опыты при высоких энергиях, выполняемые на ускорителях и характеризующиеся относительно невысокой точностью. К ним относятся опыты по проверке *дисперсионных соотношений* для рассеяния π-мезонов на нуклонах и т. п., а также нек-рых предсказаний квант. электродинамики (рождение пар, рассеяние эл-нов на эл-нах и т. д.). К др. типу относятся прецизионные статич. эксперименты: измерения аном. магн. момента эл-на и мюона, *лэмбовского сдвига* уровней и т. д. Обсуждались предложения по использованию информации, идущей от косм. объектов,— косм. лучей сверхвысоких энергий ($\sim 10^{19}$ эВ), *пульсаров*, *квазаров*, *чёрных дыр*.

Существует ряд моделей теории, содержащей Ф. д. (варианты нелокальной квант. теории поля, теории квантованного пространства-времени и др.). Нек-рые из них используются при планировании и обработке результатов экспериментов по определению Ф. д.

Острота проблемы Ф. д. существенно уменьшилась в связи с успехами *квантовой теории поля* (объединённой теории слабого и эл.-магнитного вз-ствий, *квантовой хромодинамики*, *«великого объединения»*), основывающейся на обычных фундам. представлениях физики.

● Тамм И. Е., Собр. научных трудов, т. 2, М., 1975; Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; его же, О природе материи, М., 1976; Киржниц Д. А., Проблема фундаментальной длины, «Природа», 1973, № 1; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, М., 1970.

Д. А. Киржниц.

ФУ́НКЦИЯ ПЕРЕДАЧИ МОДУЛЯ́ЦИИ, то же, что *частотно-контрастная характеристика*.

ФУ́НКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ, основное понятие статистич. физики, характеризующее плотность вероятности распределения ч-ц статистич. системы по *фазовому пространству* (т. е. по координатам q_i и импульсам p_i) в классич. статистич. физике или по квантовомеханич. состояниям в квант. статистике.

В классич. статистич. физике Ф. р. $f(p, q, t)$ определяет вероятность $dw = f(p, q, t)\,dpdq$ обнаружить систему из N ч-ц в момент времени t в элементе фазового объёма $dpdq = dp_1dq_1 \ldots dp_ndq_n$ вблизи точки $p_1, q_1, \ldots, p_n, q_n$ (сокращённо обозначенной через p, q), где $n = 3N$ — число степеней свободы системы. Учитывая, что перестановка тождественных (одинаковых) ч-ц не меняет состояния, следует уменьшить фазовый объём в $N!$ раз. Кроме того, удобно перейти к безразмерному элементу фазового объёма, заменив $dpdq$ на $dpdq/N!\,h^{3N}$, где h определяет

(согласно квант. механике) миним. размер ячейки в фазовом пр-ве (т. е. h^{3N} явл. миним. объёмом ячейки в фазовом пр-ве системы из N ч-ц). Тогда интеграл от нормированной Ф. р. по всему фазовому пр-ну будет равен единице:

$$\frac{1}{N!\,h^{3N}}\int f\,dp\,dq=1.$$

Д. Н. Зубарев.

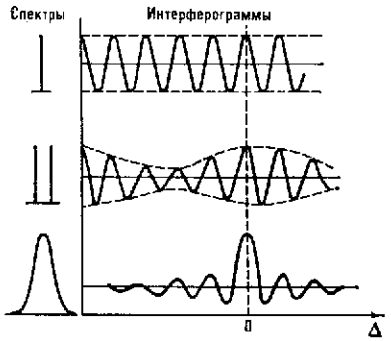
ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ в термодинамике, функция независимых параметров, определяющих равновесное состояние термодинамич. системы. Ф. с. не зависит от пути (хар-ра процесса), следуя к-рому система пришла в рассматриваемое равновесное состояние (т. е. не зависит от предыстории системы). К Ф. с. относятся, в частности, *характеристические функции* системы (внутр. энергия, энтальпия, энтропия и др.). Работа и кол-во теплоты не явл. Ф. с., т. к. их значение определяется видом процесса, в результате к-рого система изменила своё состояние.

ФУНТ (польск. funt, нем. Pfund, от лат. pondus — вес, тяжесть) (фн, lb), 1) единица массы в русской системе мер (отменённой в 1918). 1Ф. (торговый) = $^1/_{40}$ пуда = 32 лотам = 96 золотникам = 9216 долям = 0,409 512 кг. Применялся также аптекарский Ф., равный $^7/_8$ торгового Ф., т. е. 0,358 323 кг; 2) основная ед. массы в системе английских мер. 1Ф. (торговый) = 0,453 592 кг, 1Ф. (аптекарский) = 0,373 242 кг.

ФУРЬЕ СПЕКТРОМЕТР, см. *Фурье спектроскопия.*

ФУРЬЕ СПЕКТРОСКОПИЯ, Фурье спектрометрия, метод оптической *спектроскопии,* в к-ром получение спектров происходит в два приёма: сначала регистрируется т. н. интерферограмма исследуемого излучения, а затем путём её фурье-преобразования вычисляется спектр. В Ф. с. интерферограммы получают с помощью *интерферометра* Майкельсона, к-рый настраивается на получение в плоскости выходной диафрагмы интерференционных колец равного наклона (см. *Полосы равного наклона*). При поступат. перемещении одного из зеркал интерферометра изменяется разность хода Δ лучей в плечах интерферометра. В процессе изменения Δ исследуемое излучение модулируется, причём частота модуляции f зависит от скорости v изменения Δ и длины волны излучения λ (волн. числа $\nu=1/\lambda$). При $\Delta=k\lambda$ ($k=0,1,2,\ldots$) имеют место максимумы интенсивности излучения, при $\Delta=k\lambda/2$ — её минимумы. Если $v=\text{const}$, то $f=v/\lambda=v\nu$, т. е. каждая длина волны исследуемого излучения кодируется определ. частотой f.

Сигнал на приёмнике представляет собой совокупность синусоидальных сигналов (рис.). Каждому спектру соответствует интерферограмма определ. вида. В нек-рых случаях спектр может быть определён по ней непосредственно, однако в большинстве случаев для преобразования интерферограммы в спектр необходимо произвести её гармонич. анализ. Для этого



Интерферограммы, соответствующие спектр. линии, спектр. дублету, спектр. полосе.

она записывается в виде ряда (массива) цифр, соответствующих дискр. значениям интенсивности излучения при изменении разности хода от 0 до $\Delta_{макс}$ (или от $-\Delta_{макс}$ до $+\Delta_{макс}$) с заданным шагом. Такой массив, имеющий в разных приборах от 10^2 до 10^6 значений, вводится в память ЭВМ, к-рая с помощью фурье-преобразования вычисляет спектр в течение времени от неск. с до неск. ч в зависимости от сложности спектра и числа значений в массиве.

Комплекс аппаратуры, выполняющий эти операции, наз. фурье-спектрометром (ФС); в него, как правило, кроме двухлучевого интерферометра входят осветитель, приёмник излучения, система отсчёта Δ, усилитель, аналогово-цифровой преобразователь и ЭВМ (встроенная в прибор или установленная в вычислит. центре). Сложность получения спектров на ФС перекрывается его преимуществами над др. *спектральными приборами.* Так, с помощью ФС можно регистрировать одновременно весь спектр. Благодаря тому, что в интерферометре допустимо входное отверстие бо́льших размеров, чем щель спектр. приборов с диспергирующим элементом такого же разрешения, ФС по сравнению с ними имеют выигрыш в *светосиле.* Это позволяет уменьшить время регистрации спектров и отношение сигнал — шум, повысить разрешение и уменьшить габариты прибора. Наличие ЭВМ в приборе позволяет кроме вычисления спектра производить др. операции по обработке полученного эксперим. материала, осуществлять управление и контроль за работой самого прибора.

Наибольшее применение ФС нашли в тех исследованиях, где др. методы малоэффективны или вовсе неприменимы. Напр., спектры в ближней ИК области нек-рых планет были зарегистрированы в течение неск. ч, а для регистрации их спектр. прибором с диспергирующим элементом потребовалось бы неск. месяцев. Малогабаритные ФС были использованы при исследовании из космоса околоземного пр-ва и земной поверхности в средней ИК области. Лабораторные ФС для дальней ИК области нашли применение в химии. Построены также фурье-спектрофотометры (см. *Спектрофотометр*) для всего ИК, а также субмиллиметрового диапазонов длин волн.

● Белл Р. Дж., Введение в фурье-спектроскопию, пер. с англ., М., 1975; Инфракрасная спектроскопия, высокого разрешения. Сб. статей, пер. с франц. и англ., М., 1972; Мерц Л., Интегральные преобразования в оптике, пер. с англ., М., 1969.

В. А. Киселев.

ФУРЬЕ ЧИСЛО [по имени франц. учёного Ж. Фурье (J. Fourier)], один из *подобия критериев* нестационарных тепловых процессов. Характеризует соотношение между скоростью изменения тепловых условий в окружающей среде и скоростью перестройки поля темп-ры внутри рассматриваемой системы (тела), к-рая зависит от размеров тела и коэфф. его температуропроводности. Ф. ч. $Fo=at_0/l^2$, где $a=\lambda/\rho c$ — коэфф. температуропроводности, λ — коэфф. теплопроводности, ρ — плотность, c — уд. теплоёмкость, l — характерный линейный размер тела, t_0 — характерное время изменения внешних условий. Ф. ч. явл. критерием гомохронности тепловых процессов.

ФУТ (англ. foot, букв.— ступня) (фут, ft), 1) единица длины русской системы мер (отменённой в 1918). 1Ф. = $^1/_7$ сажени = 12 дюймам = 0,3048 м; 2) единица длины в системе английских мер, 1Ф. = $^1/_3$ ярда = 12 дюймам = 0,3048 м.

ФЭР (физический эквивалент рентгена) (фэр, рэф, rem), внесистемная ед. дозы корпускулярного ионизирующего излучения (α- и β-частицы, нейтроны), при к-рой в воздухе образуется столько же пар ионов ($2{,}08\cdot10^9$ пар на $1{,}293\cdot10^{-6}$ кг сухого воздуха), как и при экспозиц. дозе рентг. или гамма-излучения в 1 *рентген.*

X

ХА́ББЛА ПОСТОЯ́ННАЯ [по имени амер. астронома Э. Хаббла (E. Hubble)] (H), коэффициент пропорциональности между скоростями удаления внегалактич. объектов, вызванного космологич. расширением видимой Вселенной, и расстояниями $r(t)=r_0\cdot R(t)$ до них (R — т. н. масштабный фактор):

$$H(t)=\frac{1}{R}\cdot\frac{dR}{dt}.$$

Для объектов с *красным смещением* $z\ll 1$, $cz=Hr$. Для галактик с малым $z(<3\cdot 10^{-3})$ закон Хаббла выполняется плохо, что связано с влиянием собств. скоростей близких галактик и скоплений галактик. При очень больших значениях $z(z\gtrsim 1)$ связь между H, r и z имеет более сложный вид и зависит от принятой модели Вселенной. Практич. определение Х. п. представляет большие трудности, т. к. связано с оценкой расстояний до галактик, не опирающейся на явление красного смещения. По совр. оценкам, значение H заключено в пределах 50—100 км/(с·Мпк). Значение $H^{-1}\approx(10-20)$ млрд. лет определяет время, истекшее с начала расширения Метагалактики при условии постоянной скорости расширения.

ХА́МФРИ СЕ́РИЯ, см. *Спектральные серии*.

ХА́НЛЕ ЭФФЕ́КТ, один из эффектов *магнитооптики*, состоит в изменении диаграммы направленности и в уменьшении степени поляризации света резонансной частоты, рассеянного атомами, находящимися в слабом внеш. магн. поле. Хар-р поляризации рассеянного света существенным образом зависит от величины и направления поля и направления наблюдения. В сильных магн. полях эта зависимость исчезает. Эффект носит имя нем. физика В. Ханле (W. Hanle), к-рый последовательно изучил явление и впервые объяснил его в 1924. Количеств. теория Х. э. требует применения квантовой механики, однако качественно явление допускает класич. объяснение. Атом, возбуждённый линейно поляризов. светом (см. *Поляризация света*) на резонансной частоте, рассматривается как электрич. диполь, ориентированный по электрич. вектору возбуждающего света (см. *Оптическая ориентация*) и обладающий характерным для данного атома затуханием. Возбуждённый диполь явл. вторичным источником линейно поляризов. излучения, интенсивность к-рого зависит от угла между осью диполя и направлением наблюдения, а вектор поляризации лежит в плоскости, проходящей через ось диполя и направление наблюдения. Магн. поле, направление к-рого не совпадает с осью диполя, вызывает его прецессию, т. е. периодически меняет его ориентацию, что сопровождается поворотом плоскости поляризации и деполяризацией излучения диполя. Если за время одного периода прецессии затухание диполя велико, то среднее положение излучающего диполя за это время успевает измениться лишь незначительно, что соответствует незначит. уменьшению степени поляризации испущенного света и пек-рому повороту эфф. плоскости поляризации. Если затухание диполя несущественно за время одного периода прецессии, то за всё время излучения диполь совершит много оборотов, так что при наблюдении, перпендикулярном его оси, поляризация вообще не будет обнаружена. Аналогичная картина имеет место при возбуждении атома светом с круговой поляризацией. Магн. поле снимает частично или полностью оптическую ориентацию атомов.

С точки зрения квант. теории Х. э. возникает как следствие снятия в магн. поле энергетич. *вырождения* ат. состояний с определ. значением проекции момента и явл. частным случаем многочисл. явлений интерференции атомных состояний. Х. э. используют в спектроскопии как метод измерения хар-ки τg ат. уровней, где τ — время жизни уровня, а g — гиромагн. отношение. Х. э. лежит в основе измерения сверхслабых магн. полей.

● Чайка М. П., Интерференция вырожденных атомных состояний, Л., 1975; Новиков Л. Н., Скроцкий Г. В., Соломахо Г. И., Эффект Ханле, «УФН», 1974, т. 113, в. 4.

Е. Б. Александров.

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКАЯ ФУ́НКЦИЯ в термодинамике, *функция состояния* независимых параметров, определяющих состояние термодинамич. системы. К Х. ф. относятся *потенциалы термодинамические* и *энтропия*. Посредством Х.ф. и её производных по независимым параметрам (объёму, темп-ре и др.) могут быть выражены все термодинамич. св-ва системы. Х. ф. аддитивна: Х. ф. всей системы равна сумме Х. ф. её частей.

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКИЕ ЧАСТО́ТЫ, одинаковые или мало отличающиеся друг от друга частоты колебаний определ. групп атомов в разл. молекулах; соответствуют определённым хим. связям (напр., C—H, C—C, C=C, C=Cl и др.). Устойчивость Х. ч. связана с сохранением динамич. св-в одинаковых групп атомов в разных молекулах. Во мн. случаях можно теоретически рассчитать, обладает ли хим. группа Х. ч. Интенсивности спектр. линий, соответствующих Х. ч. одинаковых хим. групп в разл. молекулах, часто имеют близкие значения. Наличие Х. ч. в мол. спектрах позволяет делать выводы о строении молекул и имеет большое значение в *спектральном анализе*. По изменению интенсивностей Х. ч. можно судить о скоростях хим. процессов.

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКИЙ СПЕКТР, линейчатый спектр эл.-магн. излучения атома, вызванный *квантовыми переходами* на внутр. глубоколежащие электронные оболочки атома (K-, L-, M-, N-, O-оболочки). Длины волн Х. с. лежат в рентг. области в интервале $5\cdot 10^{-2}$ Å — 10^2 Å. Каждому атому присущ свой Х. с., связь частот Х. с. с *атомным номером* даётся *Мозли законом*. Индивидуальность Х. с. лежит в основе *спектрального анализа рентгеновского*.

Соответственно значениям главного квантового числа $n=1, 2, 3, \ldots$, уровни энергии атома обозначаются $K, L, M, \ldots$ Совокупность линий, возникающих при переходах эл-нов с вышележащих уровней на один из них, наз. соответственно K-, L-, M- и т. д. серией. Внутри серии линии обозначаются α, β, γ и т. д. Напр., линия перехода $L\to K$ обозначается K_α (см. *Рентгеновские спектры*).

А. В. Колпаков.

ХА́РТРИ СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц, одна из *естественных систем единиц*, в к-рой за осн. единицы приняты: *Бора радиус* $a_0=0{,}52917706(44)\cdot 10^{-10}$ м (ед. длины), масса *электрона* $0{,}9109534(47)\times\times 10^{-30}$ кг (ед. массы), заряд эл-на $e=1{,}6021892(46)\cdot 10^{-19}$ Кл (ед. кол-ва электричества), *Планка постоянная* $\hbar=h/2\pi=1{,}0545887(57)\cdot 10^{-34}$ Дж·с. В этой системе единица времени $\approx 2{,}419\cdot 10^{-17}$ с. Применение Х. с. е. позволяет упростить написание ур-ний *квантовой механики*. Х. с. е. была предложена англ. физиком Д. Хартри (D. Hartree) в 1928.

ХА́РТРИ — ФО́КА МЕ́ТОД, см. в ст. *Самосогласованное поле*.

ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕ́НТНЫЙ АНА́ЛИЗ, совокупность методов количественного (реже качественного) анализа состава в-ва по *хемилюминесценции*. Частный случай *люминесцентного анализа*. При анализе р-ров обычно используется хемилюминесцентная реакция (напр., окисление нек-рых органич. в-в) в присутствии определяемого в-ва, к-рое усиливает или ослабляет хемилюминесценцию. Регистрируют хемилюминесценцию визуально и с помощью фотографич. и фотоэлектрич. регистрирующих устройств. Количеств. содержание определяемого в-ва устанавливают по относит. ослаблению или усилению хемилюминесценции. С помощью Х. а. определяют содержание перекиси водорода, спир-

тов, производных анилина, нек-рых отравляющих в-в, глюкозу, нек-рые металлы, а также окислы азота и серы в воздухе.

● Бабко А. К., Дубовенко Л. И., Луковская Н. М., Хемилюминесцентный анализ, К., 1966. См. также лит. при ст. *Хемилюминесценция*. *Р. Ф. Васильев.*

ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, сопровождающая хим. реакции. Испускается продуктами реакции или др. компонентами, возбуждаемыми в результате переноса энергии к ним от продуктов реакции. Частный случай Х.— биолюминесценция (свечение гниющего дерева, нек-рых насекомых и морских животных и др.). Х. сопровождает газофазные, жидкофазные, гетерогенные реакции, как идущие самопроизвольно (при смешивании реагентов, собственно Х.), так и происходящие под воздействием разл. факторов: электрич. разряда, электролиза (*электрохемилюминесценция*), света, ионизирующего излучения и др.

Яркость Х. пропорц. скорости реакции и эффективности Х. (числу квантов Х. на 1 акт реакции). Эффективность биолюминесценции нек-рых светляков приближается к 100%, Х. при реакциях окисления перекисью водорода эфиров щавелевой кислоты — к 25%; в большинстве же случаев составляет ок. 1% и ниже. Реакции с яркой Х. используют в источниках света, к-рые «включаются» смешиванием реагентов и дают световые потоки ~0,1 лм из 1 мл р-ра. Х. лежит в основе действия хим. лазеров и *хемилюминесцентного анализа*.

● Хемилюминесцентные методы исследования медленных химических процессов, М., 1966; Chemiluminescence and bioluminescence, N.Y.—L., 1973; Васильев Р. Ф., Механизмы возбуждения хемилюминесценции, «Известия АН СССР. Сер. физическая», 1982, т. 46, № 2, с. 323.

Р. Ф. Васильев.

ХЕМОСО́РБЦИЯ (химическая сорбция), поглощение жидкостью или тв. телом в-в из окружающей среды с образованием хим. соединений. В более узком смысле — хим. поглощение в-ва поверхностью тв. тела с образованием на ней хим. соединений (хим. *адсорбция*). При Х. выделяются значит. кол-ва теплоты (при Х. кислорода поверхностью металлов — св. 420 кДж/моль), что в большинстве случаев ускоряет процессы Х. (активированная Х.). Х. избирательна, т. к. зависит от хим. сродства адсорбированного в-ва к поверхности тв. тела. Играет большую роль в гетерогенном катализе, процессах очистки газов, вакуумной технике и т. д.

ХИ́ГГСА ПОЛЕ в квантовой теории поля, гипотетич. скалярное поле, взаимодействующее с калибровочными полями без нарушения *калибровочной симметрии* ур-ний поля; предложено П. Хиггсом (P. Higgs; Великобритания) в 1964. Предполагается, что в основном (низшем) энергетич. состоянии, к-рое соответствует физ. вакууму, ср. значение Х. п. отлично от нуля, что приводит к спонтанному нарушению калибровочной симметрии физ. состояний описываемой системы (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). При этом ч-цы, соответствующие калибровочным полям, могут приобретать массу. Вз-ствие с вакуумным Х. п. может также служить механизмом возникновения массы у лептонов и кварков.

А. В. Ефремов.

ХИМИ́ЧЕСКАЯ СВЯЗЬ, связь между атомами в молекуле или мол. соединении, возникающая в результате либо переноса эл-на с одного атома на другой, либо обобществления эл-нов парой (или группой) атомов. Силы, приводящие к Х. с.,— кулоновские, однако Х. с. описать в рамках электростатики нельзя, т. к. она учитывает квантовый характер взаимодействующих ч-ц. Образование молекул и кристаллов из изолиров. атомов или многоат. групп связано с понижением энергии системы (и, следовательно, повышением её устойчивости, см. *Межатомное взаимодействие*).

Осн. типы Х. с.— ионная (электровалентная) и ковалентная (гомеополярная). Ионная Х. с. образуется при переносе валентных эл-нов с одного атома на другой и стабилизируется электростатическим взаимодействием между возникающими при этом ионами (напр., в кристалле NaCl). При обобществлении эл-нов парой соседних атомов между атомами возникает ковалентная связь. Понижение энергии в таком случае выражается обменными интегралами, поэтому ковалентное вз-ствие иногда называют *обменным взаимодействием*. Кратность ковалентной Х. с. равна числу обобществлённых электронных пар: если число пар равно 2 или 3, то Х. с. называют соответственно двойными и тройными.

В природе не существует чисто ионных и чисто ковалентных связей, можно лишь говорить о преимущественно ионном или ковалентном хар-ре связи. Преим. ковалентная Х. с. характерна для таких молекул, как H_2, CO и т. д., а также для большинства органич. молекул, ионная — для молекул CsF, KI, многочисл. ионных кристаллов. Если Х. с. частично ионная и частично ковалентная, то её называют семиполярной. К Х. с. относят и *донорно-акцепторную связь*, к-рая отличается от ковалентной лишь механизмом образования. Энергия Х. с. обычно ~200—1000 кДж/моль.

Х. с. часто считают и *металлическую связь* в металлах и металлидах, имеющую энергию того же порядка величины.

● Полинг Л. (Полинг), Природа химической связи, пер. с англ., М.— Л., 1947. См. также лит. при ст. *Молекула*, *Межатомное взаимодействие*.

В. Г. Дашевский.

ХИМИ́ЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНА́МИКА, раздел *термодинамики* и физ. химии, изучающий зависимости термодинамич. свойств в-в от их состава, строения и условий существования, а также разл. хим. и физико-хим. процессы (хим. реакции, фазовые переходы в сложных системах, адсорбцию и др.). Важнейшие направления Х. т.— термохимия (определение тепловых эффектов реакций и фазовых переходов), учение о хим. и фазовых равновесиях, учение о растворах (в частности, электролитов), теория электродных потенциалов, термодинамика поверхностных явлений.

● Карапетьянц М. Х., Химическая термодинамика, 3 изд., М.—Л., 1975; Пригожин И., Дефэй Р., Химическая термодинамика, пер. с англ., Новосиб., 1966; Исаев С. И., Курс химической термодинамики, М., 1975; Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, 2 изд., т. 1—2, М., 1969—73.

ХИМИ́ЧЕСКИЕ ЛА́ЗЕРЫ, *газовые лазеры*, в к-рых инверсия населённостей образуется в результате хим. реакций. Возможность создания Х. л. основана на том, что продукты многих экзотермич. хим. реакций образуются преим. в возбуждённых состояниях. Большинство Х. л. работает на колебательных переходах двухатомных *молекул*. Возбуждение осуществляется в результате экзотермич. реакций замещения:

$$A + BC \rightarrow AB + C + \delta\mathcal{E}, \qquad (1)$$

причём значит. часть δ выделяющейся энергии $\Delta\mathcal{E}$ идёт на возбуждение колебат. уровней молекулы AB. В результате образуется неравновесный газ двухатомных молекул AB, в к-ром ср. величина колебат. энергии значительно превышает величину энергии, приходящейся на поступат. и вращат. степени свободы молекул. Такой неравновесный газ явл. *активной средой* с инверсной населённостью для большого кол-ва колебат. переходов (см. *Молекулярные спектры*). В табл. приведены нек-рые реакции, приводящие к инверсной населённости, величины $\Delta\mathcal{E}$ и δ, а также примерный диапазон длин волн λ излучения, соответствующий каждой из реакций.

Для работы Х. л. требуется создать нек-рое кол-во химически активных свободных радикалов (атомов A). Для этого используются: прямой нагрев, приводящий к термич. диссоциации в-ва; облучение УФ или видимым светом, приводящее к частичной фотодиссоциации исходных продуктов; хим. реакции, сопровождающиеся появлением свободных радикалов; газовый разряд, в к-ром частичная диссоциация компонент происходит в результате столкновений молекул с эл-нами; электронная бомбардировка и др. Т. к. в результате реакций, приводящих к возбуждению Х. л., происходят необратимые изменения хим. состава исходных в-в, необходимым условием длит. работы Х. л. явл. непрерывное возобновление рабочего в-ва.

Основные параметры, характеризующие эффективность Х. л.,— его хим.

Реакция	$\Delta\mathcal{E}$, ккал/моль	δ	λ, мкм	Реакция	$\Delta\mathcal{E}$, ккал/моль	δ	λ, мкм
$F+H_2 \longrightarrow HF+H$	33,7	0,68	4,3—5,4	$F+D_2 \longrightarrow DF+D$	31,2	0,68	3,7—4,2
$F+CH_4 \longrightarrow HF+CH_3$	34,5	0,60	2,8—3,0	$H+F_2 \longrightarrow HF+F$	97,8	0,53	2,8—3,7
$F+C_2H_6 \longrightarrow HF+C_2H_5$	39,0	0,62	»	$D+F_2 \longrightarrow DF+F$	97,8	0,56	3,7—5,0
$F+CH_3C(CH_3)_3 \longrightarrow HF+CH_2C(CH_3)_3$	38,0	0,56	»	$F+H_2 \longrightarrow HF+H$	41,9	0,64	2,7—3,4
				$Cl+HI \longrightarrow HCl+I$	31,7	0,71	3,4—3,8
$F+CH_3Cl \longrightarrow HF+CH_2Cl$	37,0	0,68	»	$Cl+DI \longrightarrow DCl+I$	31,7	0,71	5,0—5,4
$F+CH_2Cl_2 \longrightarrow HF+CHCl_2$	38,0	0,51	»	$H+Cl_2 \longrightarrow HCl+Cl$	45,1	0,39	3,7—4,0
$F+CH_3Br \longrightarrow HF+CH_2Br$	35,9	0,67	»	$D+Cl_2 \longrightarrow DCl+Cl$	46,3	0,39	5,0—5,6
$F+CH_3CF_3 \longrightarrow HF+CH_2CF_3$	33,5	0,67	»	$H+Br_2 \longrightarrow HBr+Br$	41,2	0,55	4,0—4,6
$F+CH_3Si(CH_3)_3 \longrightarrow HF+CH_2Si(CH_3)_3$	40,0	0,50	»	$D+Br_2 \longrightarrow DBr+Br$	41,7	0,55	5,8—6,3
				$Br+HI \longrightarrow HBr+I$	16,5	0,53	4,1—4,3
$F+C_6H_{12} \longrightarrow HF+C_6H_{11}$	42,9	0,53	»	$Cl+HBr \longrightarrow HCl+Br$	15,6	0,43	3,7—3,8
$F+HCCl_3 \longrightarrow HF+CCl_3$	42,0	0,37	»	$O+CS \longrightarrow CO+S$	85	0,85	5,0—5,6
$F+HD \longrightarrow HF+D$	33,8	0,59	»	$O_2+CS \longrightarrow CO+SO$	90	0,7	5,0—5,7
$F+HD \longrightarrow DF+H$	35,5	0,55	3,7—4,2				

кпд η_x (отношение энергии лазерного излучения к величине энергии, выделяющейся в результате хим. реакции) и т. н. электрич. кпд $\eta_э$ (отношение энергии лазерного излучения к энергии, затрачиваемой на инициирование хим. реакции). Т. к. энергия, требуемая для инициирования многих экзотермич. реакций, меньше энергии, к-рая выделяется в результате протекания таких реакций, то величина $\eta_э$ не имеет принципиальных ограничений сверху и может превышать 100%, напр. Х. л. на основе цепной реакции фтора с водородом (или дейтерием):

$$F+H_2 \longrightarrow HF+H, \quad (2)$$
$$H+F_2 \longrightarrow HF+F \quad (3)$$

имеют $\eta_э > 90\%$. Однако для Х. л. на основе цепных реакций η_x относительно невелико (~1%), поскольку, напр., при малой нач. степени диссоциации молекул F_2 время протекания цепной реакции оказывается много больше времени разрушения инверсной населённости в результате межмол. соударений. В связи с этим наиболее мощные Х. л. на основе HF (DF), обладающие высоким η_x (до 10%), работают на основе простых реакций замещения (табл.). Макс. энергия излучения HF-лазеров (в импульсном режиме) >2 кДж при длительности импульса ~ 30 мс. Наиболее мощные Х. л. на HF непрерывного действия работают при прокачивании активного в-ва через резонатор со сверхзвук. скоростью и обладают выходной мощностью в неск. кВт при $\eta_э \sim 2—4\%$.

В основе применений Х. л. лежат, с одной стороны, их высокие мощность генерации и кпд, а с другой — возможность получения генерации на большом числе переходов в широкой области ИК спектра. Наряду с др. типами мощных *лазеров* Х. л. используются в технологии, в установках по исследованию лазерного *управляемого термоядерного синтеза*, в *лазерной спектроскопии*, *лазерной химии* и *лазерном разделении изотопов*, а также при исследовании процессов мол. соударений.

● Химические лазеры, под ред. Н. Г. Басова, М., 1982; Елецкий А. В., Процессы в химических лазерах, «УФН», 1981, т. 134, в. 2, с. 237; Химические лазеры, под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта, пер. с англ., М., 1980; Аблеков В. К., Денисов Ю. Н., Прошкин В. В., Химические лазеры, М., 1980. *А. В. Елецкий.*

ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ, термодинамич. *функция состояния*, определяющая изменение *потенциалов термодинамических* при изменении числа ч-ц в системе и необходимая для описания св-в открытых систем (с перем. числом ч-ц).

Х. п. μ_i i-го компонента многокомпонентной системы равен частной производной от любого из термодинамич. потенциалов по количеству (числу ч-ц) этого компонента при пост. значениях остальных термодинамич. переменных, определяющих данный термодинамич. потенциал; напр. $\mu_i = (\partial F/\partial N_i)_{T,\ V,\ N_j}$ (F — свободная энергия, T — темп-ра, V — объём, $j \neq i$). Т. о., в системах с перем. числом ч-ц в выражение для дифференциала термодинамич. потенциала следует добавить величину $\Sigma_i \mu_i dN_i$, напр. $dF = -SdT - pdV + \Sigma_i \mu_i dN_i$, где p — давление, S — энтропия. Наиболее просто Х. п. связан с термодинамич. потенциалом G (см. *Гиббса энергия*) $G = \Sigma_i \mu_i N_i$. Для однокомпонентной системы Х. п. $\mu = G/N$, т. е. представляет собой энергию Гиббса, отнесённую к одной ч-це. Вследствие аддитивности G Х. п. зависит, кроме давления и темп-ры, только от концентраций отд. компонентов, но не от числа ч-ц в каждом компоненте. В простейшем случае *идеальных газов* μ_i зависит только от концентрации i-го компонента $\mu_i = \tilde{\mu}_i + kT \ln(N_i/N)$, где $N = \Sigma_i N_i$ — полное число ч-ц, $\tilde{\mu}_i$ — Х. п. чистого i-го компонента. Часто величины μ_i удобно использовать в кач-ве независимых термодинамич. переменных вместо N_i. В переменных T, V, μ_i состояние системы характеризует термодинамич. потенциал $\Omega = F - \Sigma_i \mu_i N_i$.

Х. п. явл. параметром в *Гиббса большом каноническом распределении* для систем с перем. числом ч-ц. В кач-ве нормировочной постоянной Х. п. входит в распределения Больцмана, Бозе — Эйнштейна и Ферми — Дирака для ч-ц идеальных газов (см. *Статистическая физика*). В системах, в к-рых применима статистика Больцмана или Бозе — Эйнштейна, Х. п. всегда отрицателен. Для *ферми-газа* Х. п. при нулевой темп-ре положителен и определяет граничную *Ферми энергию* (см. *Ферми поверхность*) и *вырождения температуру*. Если полное число ч-ц в системе не фиксировано, а должно определяться из условия термодинамич. равновесия, как, напр., для *фононов* в тв. теле или для *фотонов* в случае равновесного *теплового излучения*, то равновесие характеризуется равенством нулю Х. п.

Понятие Х. п. позволяет сформулировать условия *равновесия термодинамического*. Одно из условий состоит в том, что Х. п. любого компонента одинаков в различных фазах и в разных местах одной фазы. Это обусловлено возможностью перераспределения ч-ц, приводящего к выравниванию Х. п. Для систем в пространственно неоднородном внешнем поле равновесие означает, что $\mu_i = \mu_i^0 + U_i(\mathbf{r}) = \text{const}$, где μ_i^0 — Х. п. в отсутствие поля, $U_i(\mathbf{r})$ — потенц. энергия ч-ц i-го компонента во внешнем поле. Для газа в поле тяжести это условие приводит к барометрической формуле для плотности газа. В случае заряж. ч-ц в электрич. поле (напр., в ПП) величину μ_i называют электрохим. потенциалом, оставляя название Х. п. за μ_i^0. Равенство значений Х. п. для ч-ц одного компонента, находящихся в разных фазах, определяет условия равновесия при фазовых переходах (*Гиббса правило фаз*) и хим. реакциях (закон действующих масс), ионизац. равновесие (см. *Ионизация*), св-ва растворов (законы Вант-Гоффа, Генри, Рауля) и т. д. Если для ч-ц одного из компонентов переход из одной части системы в другую невозможен, то

для этого компонента условия постоянства Х. п. нарушаются и в системе возникает *осмотическое давление*.

Х. п. был введён амер. физиком Дж. У. Гиббсом (1875) при рассмотрении хим. равновесия в многокомпонентных системах, отсюда его название. Численно Х. п. выражается в ед. энергии на ед. массы (Дж/кг), на ед. кол-ва в-ва (Дж/моль) или на 1 ч-цу.

● См. лит. при ст. *Термодинамика*.

А. Э. Мейерович.

ХИРА́ЛЬНОСТЬ (киральность, от греч. chéir — рука), принадлежность объекта к одной из зеркально равных — «правой» или «левой» модификации, см. *Энантиоморфизм*.

ХЛА́ДНИ ФИГУ́РЫ, фигуры, образуемые скоплением мелких ч-ц сухого песка вблизи узловых линий на

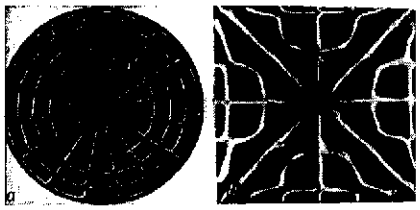


Рис. 1.

поверхности колеблющейся пластинки или др. механич. системы. Х. ф. открыты нем. учёным Э. Ф. Хладни (E. F. Chladni; 1787). Каждому собств. колебанию (стоячей волне) пластинки соответствует своё расположение узловых линий. В случае круглой пластинки (рис. 1, *а*) узловые линии

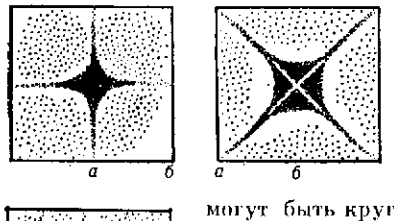


Рис. 2.

могут быть круговыми или радиальными; в случае прямоугольной (рис. 1, *б*) или треугольной пластинки они направлены параллельно сторонам или диагоналям. Меняя точки закрепления и места возбуждения, можно получить разнообразные Х. ф. (рис. 2). Х. ф. используются в дефектоскопии (тонографич. метод) для исследования изделия в целом (напр., пластинки или оболочки).

● Хвольсон О. Д., Курс физики, 5 изд., т. 2, Берлин, 1923.

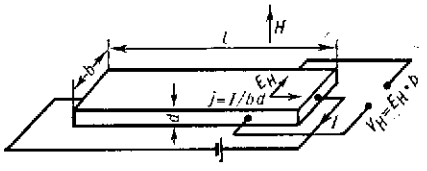
ХО́ЛЛА ЭФФЕ́КТ, возникновение в тв. проводнике с током плотностью j, помещённом в магн. поле $\boldsymbol{H}$, электрич. поля в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$ и j. Напряжённость электрич. поля (поля Холла) равна:

$$E_H = RHj \sin\alpha. \qquad (1)$$

Здесь α — угол между векторами $\boldsymbol{H}$ и j ($\alpha<180°$). Если $\boldsymbol{H} \perp j$, то $\sin\alpha=1$ и поле Холла E_H максимально: $E_H = RHj$. Коэфф. R, наз. п о с т о я н н о й Х о л л а, явл. основной количеств. характеристикой Х. э. Знак R положителен, если j, $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{E}_H$ образуют правовинтовую систему координат. Х. э. открыт амер. физиком Э. Г. Холлом (E. H. Hall) в 1879 в тонких пластинках Au. Для наблюдения Х. э. прямоуг. пластины из исследуемых в-в с длиной, значительно большей ширины b и толщины d, вдоль к-рых течёт ток $I=jbd$, помещают в магн. поле $\boldsymbol{H}$, перпендикулярное плоскости пластинки (рис.). На середине боковых граней перпендикулярно току расположены электроды, между к-рыми измеряется эдс Холла:

$$V_H = E_H b = RHI/d. \qquad (2)$$

Х. э. объясняется вз-ствием носителей заряда (эл-нов проводимости и дырок) с магн. полем. В магн. поле на эл-ны действует *Лоренца сила* $\boldsymbol{F} = e[\boldsymbol{Hv}]$ ($v=j/ne$ — ср. скорость направленного движения носителей в электрич. поле, n — концентрация носителей, e — их заряд), под действием к-рой ч-цы отклоняются в направлении, перпендикулярном j и $\boldsymbol{H}$. В результате на боковой грани пластины происходит накопление зарядов и возникает поле Холла. В свою очередь, поле Холла действует на заряды и уравновешивает силу Лоренца. При равновесии $eE_H = eHv$, откуда:



$$R = 1/ne. \qquad (3)$$

Знак R совпадает со знаком носителей заряда. Для *металлов*, у к-рых $n \sim 10^{22}$ см$^{-3}$, $R \sim 10^{-3}$ см^3/Кл, у *полупроводников* $R \sim 10^5$ см^3/Кл.

Коэфф. Холла может быть выражен через подвижность носителей заряда $\mu = e\tau/m^*$ (m^* — эффективная масса, τ — время между двумя последоват. соударениями с рассеивающими центрами) и удельную электропроводность $\sigma = j/E = env/E$:

$$R = \mu/\sigma.$$

Сказанное справедливо для изотропных проводников, в частности для поликристаллов. Для анизотропных кристаллов $R = r/en$, где коэфф. r — величина, близкая к 1, зависящая от направления $\boldsymbol{H}$ относительно кристаллографич. осей. В области сильных магн. полей $r=1$ (см. *Гальваномагнитные явления*).

В полупроводниках в электропроводности участвуют одновременно электроны проводимости и дырки. При этом постоянная Холла выражается через парциальные проводимости эл-нов $\sigma_э$ и дырок $\sigma_д$ и их концентрации $n_э$ и $n_д$ для слабых полей:

$$R = \frac{1}{e}\,\frac{\sigma_э^2/n_э - \sigma_д^2/n_э}{(\sigma_э+\sigma_д)^2} \qquad (4, а)$$

и для сильных полей:

$$R = \frac{1}{e}\,\frac{1}{n_э - n_д}. \qquad (4, б)$$

Критерий сильного поля: $\omega_c\tau>1$ (ω_c — *циклотронная частота* носителя). При $n_э = n_д$ для всех значений H $R = \frac{1}{en}\,\frac{\sigma_э-\sigma_д}{\sigma_э+\sigma_д}$, а знак R соответствует основным носителям.

Для металлов величина R зависит от зонной структуры (формы *Ферми поверхности*). Для замкнутых поверхностей Ферми и в сильных магн. полях постоянная Холла изотропна, а выражения для R совпадают с (3) и (4). Для открытых поверхностей Ферми R — тензор. Однако, если направление $\boldsymbol{H}$ относительно кристаллографич. осей выбрано так, что не возникает открытых сечений поверхности Ферми, то выражения для R также аналогичны (3) и (4).

В ферромагнетиках эл-ны подвергаются совместному действию внеш. магн. поля и поля магн. доме́нов. Это приводит к особому ф е р р о м а г н и т н о м у Х. э. Экспериментально найдено, что $E_H = (RH + R_1M)j$, где R — обыкновенная, а R_1 — аномальная постоянные Холла, M — величина намагниченности.

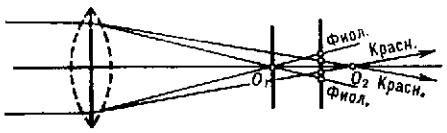
Х.э.—один из наиболее эфф. методов изучения энергетич. спектра носителей заряда в металлах и ПП. Зная R, можно определить знак носителей и оценить их концентрацию, что позволяет сделать заключение о кол-ве примесей в ПП. Линейная зависимость R от H используется для измерения напряжённости магн. поля (см. *Магнитометр*). Х. э. используется для умножения пост. токов в аналоговых вычислит. машинах, в измерит. технике и др. (д а т ч и к и Х о л л а).

● Hall E. H., On the new action of magnetism on a permanent electric current, «Phil. Mag.», 1880, v. 10, p. 301. См. также лит. при ст. *Гальваномагнитные явления*.

Ю. П. Гайдуков.

ХОЛО́ДНЫЕ НЕЙТРО́НЫ, нейтроны с энергией от $5\cdot10^{-3}$ до 10^{-7} эВ (см. *Нейтронная физика*).

ХРОМАТИ́ЧЕСКАЯ АБЕРРА́ЦИЯ (от греч. chróma — цвет), одна из осн. аберраций оптич. систем, обусловленная зависимостью показателя преломления прозрачных сред от длины волны света (см. *Дисперсия света*). Х. а. проявляется в оптич. системах, включающих элементы из преломляющих материалов (напр., *линзы*). Зеркалам Х. а. не свойственна; др. словами, зеркала а х р о м а т и ч н ы.



Существует два не зависящих один от другого типа Х. а.: х р о м а т и з м п о л о ж е н и я и з о б р а ж е н и я (ХП) и х р о м а т и з м у в е л и ч е н и я (ХУ). ХП состоит в том, что изображения удалённой точки, формируемые лучами разной длины волны, не совпадают для лучей разного цвета, располагаясь вдоль нек-рого отрезка O_1O_2(т. е. немонохроматич. пучок имеет целую совокупность фокусов вдоль отрезка оптич. оси; см. рис.). При ХП на экране, поставленном перпендикулярно оптич. оси в области формирования изображения, вместо одной светлой точки наблюдается совокупность цветных кружков. ХУ заключается в том, что п о п е р е ч н ы е увеличения изображений объекта, формируемых лучами разной длины волны, могут оказаться различными. Это вызвано различием положений г л а в н ы х п л о с к о с т е й системы (см. *Кардинальные точки*) для лучей разного цвета, что может иметь место, даже если их фокусы совпадают (в таком случае отличаются их фокусные расстояния). Из-за ХУ изображения предметов конечных размеров оказываются окружёнными цветной каймой.

Исправлять ХП в оптич. системе можно, совмещая фокусы для лучей света разной длины волны. В простейшем случае совмещение фокусов для лучей двух длин волн (и уменьшение взаимного удаления фокусов лучей др. длин волн) сравнительно несложно. Такие системы (обычно *объективы*) наз. ахроматами. В более совершенных апохроматах фокусы совмещают для лучей трёх длин волн, для чего увеличивают число элементов системы с разными показателями преломления и вводят в систему зеркала. Ещё более тщательное исправление ХП требует дальнейшего усложнения конструкции системы, тем большего, чем больше её *относительное отверстие* и угол *поля зрения* (число линз и зеркал увеличивается и форма их усложняется). При исправлении ХУ необходимо совместить также гл. плоскости для возможно большего числа лучей с разными длинами волн, что связано с большими трудностями.

● См. лит. при ст. *Аберрации оптических систем.*

ХРОМАТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ, появление окраски при прохождении белого света через оптич. систему, состоящую из *поляризатора*, двупреломляющей прозрачной пластинки (среды) и анализатора вследствие *интерференции поляризованных лучей*. Используется при исследовании кристаллов и напряжений в прозрачных тв. материалах (см. *Поляризационно-оптический метод исследования*).

ХРУПКОСТЬ, свойство материала разрушаться при небольшой (преим. упругой) деформации под действием напряжений, средний уровень к-рых ниже предела текучести. Образование хрупкой трещины и развитие процесса хрупкого разрушения связано с образованием малых локальных зон пластич. деформации (см. *Прочность*). Относит. доля упругой и пластич. деформации при хрупком разрушении зависит от св-в материала (характера межат. и межмол. связей, микро- и кристаллич. структуры) и условий его работы. Приложение растягивающих напряжений по трём главным осям (трёхосное напряжённое состояние), *концентрация напряжений* в местах резкого изменения сечения детали, понижение темп-ры и увеличение скорости нагружения, а также повышение запаса упругой энергии нагруженной конструкции способствуют переходу материала в хрупкое состояние. Напр., существенно упругий материал — мрамор, хрупко разрушающийся при растяжении, в условиях несимметричного по трём гл. осям сжатия ведёт себя, как пластичный материал; чем выше концентрация напряжений, тем сильнее проявляется Х. материала, и т. д. Поэтому Х. следует рассматривать в связи с условиями работы материала.

Условием роста хрупкой трещины явл. нарушение равновесия между освобождающейся при этом энергией упругой деформации и приращением полной поверхностной энергии (включая и работу пластич. деформации тонкого слоя, примыкающего к краю трещины). Хрупкая прочность элемента с трещиной обратно пропорц. $\sqrt{l}$, где l — полудлина трещины.

Склонность материала к хрупкому разрушению оценивают обычно по температурным зависимостям работы разрушения или хар-к пластичности, позволяющих определить критич. темп-ру хрупкости $T_{кр}$, т. е. темп-ру перехода из пластич. состояния в хрупкое. Чем выше $T_{кр}$, тем более материал склонен к хрупкому разрушению.

При рассмотрении макроскопич. закономерностей хрупкого разрушения необходимо учитывать две независимые хар-ки — сопротивление пластич. деформации (предел текучести σ_s) и сопротивление хрупкому разрушению (хрупкая прочность, сопротивление отрыву $S_{от}$). При понижении темп-ры испытания, введении надрезов — концентраторов напряжения, увеличении скорости деформации σ_s возрастает быстрее, чем $S_{от}$, вследствие чего происходит переход от вязкого разрушения к хрупкому (рис.).

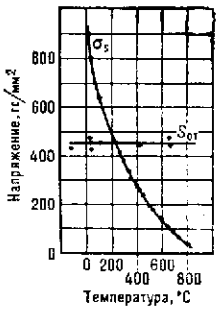


Схема перехода каменной соли из вязкого состояния в хрупкое при понижении темп-ры испытания на растяжение (по А. Ф. Иоффе).

Представление о возникновении хрупкого разрушения как результате небольшой предварительной пластич. деформации лежит в основе дислокац. теории разрушения. Зарождение хрупких трещин связывают с плоским скоплением линейных дефектов крист. решётки — *дислокаций* — перед к.-л. препятствием, к-рым могут служить границы зёрен или субзёрен, различные включения и т. п. При этом возникает высокая концентрация напряжений, пропорциональная касательному напряжению от внешней нагрузки и длине скопления дислокаций.

● Д р о з д о в с к и й Б. А., Ф р и д м а н Я. Б., Влияние трещин на механические свойства конструкционных сталей, М., 1960; Ч е р е п а н о в Г. П., Механика хрупкого разрушения, М., 1974; Разрушение, пер. с англ., ред. Г. Либовиц, т. 1–7, М., 1973–76.

В. И. Саррак.

Ц

ЦВЕТ, одно из св-в материальных объектов, воспринимаемое как осознанное зрит. ощущение. Тот или иной Ц. «присваивается» человеком объекту в процессе зрит. восприятия этого объекта. В громадном большинстве случаев цветовое ощущение возникает в результате воздействия на глаз потоков *видимого излучения* (воспринимаемого глазом эл.-магн. излучения с длинами волн от 380 до 760 нм). Иногда цветовое ощущение возникает без участия лучистого потока — при давлении на глазное яблоко, ударе, электрическом раздражении и т. д., а также по мысленной ассоциации с др. ощущениями — звука, тепла и др., и в результате работы воображения. Разл. цветовые ощущения вызывают разноокрашенные предметы, их разноосвещённые участки, источники света и создаваемое ими освеще-

ние. При этом восприятия Ц. могут различаться (даже при одинаковом относит. спектр. составе потоков излучения) в зависимости от того, попадает ли в глаз излучение от источников света или от несамосветящихся объектов. В человеческом языке, однако, используются одни и те же термины для обозначения Ц. этих двух разных типов объектов. Осн. долю предметов, вызывающих ощущения Ц., составляют несамосветящиеся тела, к-рые лишь отражают или пропускают свет, излучаемый источниками. В общем случае Ц. предмета обусловлен след. факторами: его окраской и св-вами его поверхности; оптич. св-вами источников света и среды, через к-рую свет распространяется; св-вами зрит. анализатора человеческого мозга и особенностями ещё недостаточно изученного психофизиологич. процесса переработки зрит. впечатлений в мозговых центрах.

Эффект принадлежности цвета. Эволюционно способность к восприятию Ц. развилась для целей идентификации предметов окружающего мира вместе со способностями к восприятию др. их св-в (размеров, твёрдости, теплоты и др.) и перемещений в пр-ве, помогая обнаруживать и опознавать в жизненно важных ситуациях отд. предметы по их окраске при всевозможных изменениях освещения и состояния окружающей их среды. Эта необходимость распознавания объектов явилась гл. причиной того, что их Ц. определяются в осн. их окраской и при привычных для человека условиях наблюдения лишь в малой степени зависят от освещения (за счёт бессознательно вносимой наблюдателем поправки на освещение). Напр., зелёная листва деревьев признаётся зелёной даже при красноватом освещении на закате солнца. Оговорка о привычных (в широком смысле) условиях наблюдения весьма существенна — если сделать их резко необычными, суждения человека о Ц. предметов (следовательно, и его цветовые ощущения) становятся неуверенными или ошибочными. (Так, описания и попытки воспроизведения Ц. т. н. «космических зорь», сделанные разными космонавтами, сильно отличались одно от другого и от Ц. этих «зорь», зафиксированных объективными методами цветной фотографии.) Вырабатывающееся и закрепляющееся в человеческом сознании устойчивое представление об определённом Ц. как неотъемлемом признаке привычных объектов наблюдения наз. «эффектом принадлежности Ц.», или «явлением константности Ц.». Эта психологич. особенность зрит. восприятия наиболее сильно проявляется при рассматривании несамосветящихся предметов и обусловлена тем, что в повседневной жизни мы одновременно рассматриваем совокупности предметов, подсознательно сравнивая их Ц., либо сравниваем цветовые ощущения от разноокрашенных или разноосвещённых участков этих предметов. Эффект принадлежности Ц. несамосветящихся объектов настолько значителен, что даже в неблагоприятных условиях наблюдения Ц. предмета осознаётся в результате опознания предмета по др. признакам. Наименования мн. Ц. произошли от назв. объектов, окраска к-рых очень сильно выражена: малиновый, розовый, изумрудный. Нередко даже Ц. источника света описывают Ц. к.-л. характерного несветящегося объекта: кроваво-красный диск Солнца. Эффект принадлежности Ц. не столь силён для источников света, поскольку в обычных (не связанных с их производством) условиях их редко сопоставляют с др. источниками, и зрит. анализатор в значит. степени адаптируется к условиям освещения.

Основы и особенности цветового восприятия. Восприятие Ц. может частично меняться в зависимости от психофизиологич. состояния наблюдателя, напр. усиливаться в опасных ситуациях, уменьшаться при усталости и т. д. Несмотря на адаптацию глаза к условиям освещения, восприятие Ц. может довольно заметно отличаться от обычного при изменении интенсивности излучения (того же относит. спектр. состава) — явление, открытое нем. учёными В. Бецольдом и Э. Брюкке в 1870-х гг. Изменчивость восприятия Ц. наглядно демонстрируется в т. н. бинокулярной колориметрии, основанной на независимости адаптации одного глаза от другого. Всё это указывает на ведущую роль мозговых центров, ответственных за восприятие Ц., и степени их «тренированности» (при неизменном фотохим. аппарате цветового зрения).

Ц. излучений, длины волн к-рых расположены в диапазоне видимого света в определ. интервалах вокруг длины волны к.-л. *монохроматического излучения*, наз. спектральными Ц. Излучения с длинами волн от 380 до 470 нм имеют фиолетовый и синий Ц., от 470 до 500 нм — сине-зелёный, от 500 до 560 нм — зелёный, от 560 до 590 нм — жёлто-оранжевый, от 590 до 760 нм — красный (в более мелких участках этих интервалов Ц. излучений соответствуют разл. оттенкам указанных Ц.).

Развитие способности к ощущению Ц. эволюционно обеспечивалось формированием спец. системы цветового зрения, включающей два типа светочувствит. фоторецепторов: т. н. колбочки, находящиеся гл. обр. в центр. участке сетчатки глаза и обладающие максимумами *спектральной чувствительности* в трёх разных спектр. участках — красном, зелёном и синем, и расположенные в осн. по периферии сетчатки т. н. палочки, не обладающие преимуществ. чувствительностью к к.-л. спектральному Ц. и играющие гл. роль в создании ахроматических (см. ниже) зрит. образов. Часто недооцениваемое значение палочек в механизме распознавания Ц. становится тем выше, чем ниже *освещённость* наблюдаемых предметов. Воздействие разл. по спектр. составу и интенсивности потоков лучистой энергии на эти рецепторы сетчатки и является физ.-хим. основой разл. восприятий Ц. Комбинации разных по интенсивности раздражений фоторецепторов, перерабатываемые и в периферийных проводящих нервных путях, и в мозговых зрит. центрах, дают всё многообразие цветовых ощущений. Суммарная спектр. чувствительность глаза, обусловленная действием фоторецепторов обоих типов, максимальна в «зелёной» области (дл. волны ок. 555 нм), а при понижении освещённости смещается в «сине-зелёную» область. Предполагавшаяся ранее сводимость всех ощущений Ц. к сочетаниям разл. раздражений только колбочек послужила основой для разработки способов количеств. выражения Ц. в виде набора трёх чисел. Подобный подход имеет рациональную основу (см. ниже), однако при разработке таких способов не могли быть учтены влияние вариаций освещённости и интенсивности излучения, роль зрит. мозговых центров и общего психофизиологич. состояния наблюдателя.

Цветовой тон, насыщенность и светлота. При уточнённом качеств. описании Ц. используют три его субъективных атрибута: цветовой тон (ЦТ), насыщенность и светлоту. Разделение признака Ц. на эти взаимосвязанные компоненты есть результат мысленного процесса, существенно зависящего от навыка и обучения. Наиболее важный атрибут Ц.— ЦТ («оттенок цвета») — ассоциируется в человеческом сознании с обусловленностью окраски предмета определ. типом пигмента, краски, красителя. Насыщенность характеризует степень, уровень, силу выражения ЦТ. Этот атрибут в человеческом сознании связан с кол-вом (концентрацией) пигмента, краски, красителя. Серые тона называют ахроматическими (бесцветными) и считают, что они не имеют насыщенности и различаются лишь по светлоте. Светлоту сознание обычно связывает с кол-вом чёрного или белого пигментов, реже — с освещённостью. Светлоту окрашенных объектов оценивают, сопоставляя их с ахроматич. объектами. Ахроматичность несамосветящихся объектов обусловлена б. или м. равномерным, одинаковым отражением ими излучений всех длин волн в пределах видимого спектра. Ц. ахроматич. поверхностей, отражающих максимум света, наз. «белым». Несмотря на то, что по такому определению «белыми» могут оказаться предметы, к-рые при непосредств. сравнении дают разные цветовые ощущения,

среди ахроматич. Ц. несамосветящихся объектов белый Ц. занимает исключит. положение. Поверхности с белой окраской часто служат своеобразными «эталонами»: они всегда сразу узнаются и именно сопоставление с ними, наряду с адаптацией глаза, позволяет бессознательно вводить поправку на освещение. Даже если наблюдаются только белые предметы, по ним опознаётся Ц. самого освещения.

Насыщенность и светлота Ц. несамосветящихся предметов взаимосвязаны, т. к. усиление спектрально-избирательного поглощения при увеличении кол-ва (концентрации) красителя всегда сопровождается уменьшением интенсивности отражённого света, что вызывает ощущение уменьшения светлоты. Так, роза более насыщенного пурпурного Ц. воспринимается более тёмной, чем роза с тем же, но менее выраженным ЦТ.

Цветовое восприятие и измерение цвета. Одноврем. рассматривание одних и тех же несамосветящихся предметов или источников света неск. наблюдателями с норм. цветовым зрением (в одинаковых условиях рассматривания) позволяет установить однозначное соответствие между спектр. составом сравниваемых излучений и вызываемыми ими цветовыми ощущениями. На этом основана колориметрия. Хотя такое соответствие и однозначно, но не взаимно-однозначно: одинаковые ощущения Ц. могут вызываться потоками излучений разл. спектрального состава. Существует много определений Ц. как физ. величины. Но даже в лучших из них (с колориметрич. точки зрения) часто опускается упоминание о том, что однозначность ощущений достигается лишь при стандартизов. условиях наблюдения, освещения и т. д., не учитывается изменение восприятия Ц. при изменении интенсивности излучения того же спектр. состава (явление Бецольда — Брюкке), не принимается во внимание *цветовая адаптация* глаза и др. Поэтому многообразие цветовых ощущений, возникающих при реальных условиях освещения, вариациях угл. размеров сравниваемых по Ц. элементов, их фиксации на разных участках сетчатки, разных психофизиологич. состояниях наблюдателя и т. д., всегда богаче колориметрич. цветового многообразия. Напр., Ц., к-рые в повседневной жизни воспринимаются (в зависимости от светлоты) как «бурые», «каштановые», «коричневые», «шоколадные» и т. д. в колориметрии одинаково определяются как оранжевые или жёлтые. В одной из лучших попыток определения Ц., принадлежащей австр. физику Э. Шрёдингеру, трудности задачи «снимаются» простым отсутствием к.-л. указаний на зависимость цветовых ощущений от многочисл. конкретных условий наблюдения. По Шрёдингеру, Ц. есть св-во спектр. состава излучений, общее всем излучениям, в т. ч. визуально неразличимым для человека.

В колориметрии Ц. обозначают совокупностью трёх чисел. Существует много систем, отличающихся методикой определения таких трёх чисел (см. *Колориметрия*). Напр., существует инструментально-расчётный метод, при к-ром ЦТ выражается через объективно определяемую длину волны излучения, воспроизводящего — в смеси с белым Ц.— измеряемый Ц.; насыщенность Ц.— через его чистоту (соотношение интенсивностей монохроматич. и белого Ц. в смеси), а светлота выражается через объективно устанавливаемую *яркость* измеряемого излучения, определяемую экспериментально или рассчитываемую по кривой *спектральной световой эффективности* излучения. Количеств. выражение субъективных атрибутов Ц. неоднозначно, поскольку оно сильно зависит от различия между конкретными условиями рассматривания объектов и стандартизованными колориметрическими. В частности, поэтому имеется много формул, по к-рым рассчитывают светлоту.

В колориметрии особое значение придают измерению спектральных Ц. и определению по ним т. н. к р и в ы х с л о ж е н и я, характеризующих спектр. чувствительность зрит. анализатора относит. кол-вами трёх излучений, смешение к-рых порождает определ. цветовое ощущение. Ц. излучений разного спектр. состава, к-рые при одинаковых условиях рассматривания визуально воспринимаются одинаковыми, наз. м е т а м е р н ы м и Ц., или м е т а м е р а м и. Метамерия Ц. увеличивается с уменьшением его насыщенности, становясь наибольшей для белых Ц. Любые два излучения, создающие в смеси белый Ц., наз. *дополнительными цветами*.

Аномалии цветового зрения и влияния освещения. Наблюдатель с норм. цветовым зрением при сопоставлении различно окрашенных предметов или разных источников света может различать большое кол-во Ц. Натренированный наблюдатель различает по ЦТ ок. 150 Ц., по насыщенности ок. 25, по светлоте от 64 при высокой освещённости до 20 при пониженной. При аномалиях цветового зрения различается меньшее число Ц. Ок. 90% всех людей обладают норм. цветовым зрением и ок. 10% — частично или полностью «цветнослепые». Характерно, что из этих 10% людей с аномалиями цветового зрения 95% — мужчины. Существует три вида таких аномалий: краснослепые (протанопы) не отличают красных Ц. от близких к ним по светлоте ахроматич. Ц. и дополнит. по ЦТ тёмно-голубых Ц.; зелёнослепые (дейтеранопы) не отличают или плохо отличают зелёные цвета от близких к ним по светлоте ахроматич. Ц. и дополнит. пурпурных Ц.; синеслепые (тританопы) не отличают синих Ц. от близких по светлоте ахроматич. и дополнит. тёмно-жёлтых Ц. Очень редки случаи полной цветовой слепоты, когда воспринимаются лишь ахроматич. образы. Аномалии цветового зрения не мешают норм. трудовой деятельности при условии, что к ряду профессий цветнослепые не должны допускаться.

Адаптация зрения обеспечивает опознание предметов по Ц. (за счёт эффекта принадлежности Ц.) при вариациях условий освещения в весьма широких пределах. Вместе с тем при изменении спектр. состава освещения визуально воспринимаемые различия между одними Ц. усиливаются, а между другими ослабевают. Напр., при желтоватом освещении, создаваемом лампами накаливания, синие и зелёные ЦТ различаются хуже, чем красные и оранжевые, а при синеватом освещении в пасмурную погоду, наоборот, хуже различаются красные и оранжевые ЦТ. При слабом освещении все Ц. различаются хуже и воспринимаются менее насыщенными («эффект сумеречного зрения»). При очень сильном освещении Ц. воспринимаются тоже менее насыщенными и «разбелёнными». Эти особенности зрит. восприятия широко используются в изобразит. искусстве для создания иллюзии того или иного освещения.

● А р т ю ш и н Л. Ф., Основы воспроизведения цвета в фотографии, кино и полиграфии, М., 1970; Г у р е в и ч М. М., Цвет и его измерение, М.— Л., 1950; И в е н с Р. М., Введение в теорию цвета, пер. с англ., М., 1964. *Л. Ф. Артюшин.*

«ЦВЕТ», квант. число, характеризующее *кварки* и *глюоны*. Каждый тип кварка (*d*, *u*, *s*, *c*, *b*) может находиться в трёх физически неразличимых «цветовых» состояниях, а каждый из глюонов — в восьми «двухцветных» состояниях. *В квантовой хромодинамике* «цветные» ч-цы обладают *«цветовым зарядом»*, определяющим вз-ствие этих ч-ц. В свободном состоянии «цветные» ч-цы не обнаружены, что связывают с явлением т. н. удержания «цвета». Впервые понятие дополнит. квант. числа кварков, позднее названного «Ц.», было введено Н. Н. Боголюбовым, Б. В. Струминским и А. Н. Тавхелидзе, а также М. Ханом и Й. Намбу (США) в 1965 для объяснения кажущегося нарушения *Паули принципа* в кварковой модели адронов (см. *Элементарные частицы*). В дальнейшем оно получило эксперим. подтверждение в ряде опытов при высоких энергиях (напр., в процессах аннигиляции эл-на и позитрона в адроны, полное сечение к-рых пропорц. сумме квадратов электрич. зарядов всех («цветных») кварков).

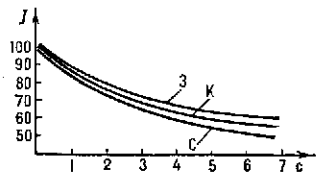
А. В. Ефремов.

ЦВЕ́ТНОСТЬ, см. *Колориметрия*.

ЦВЕТОВА́Я АДАПТА́ЦИЯ, кажущееся изменение цветности (см. *Колориметрия*) наблюдаемых объектов или попадающего в глаз излучения источников света под влиянием предшест-

вующих цветовых восприятий. В наиболее распространённой трёхкомпонентной теории цветового зрения (ЦЗ) Ц. а. принято считать следствием уменьшения чувствительности одного или двух из трёх обеспечивающих ЦЗ независимых фоторецепторов (колбочек) сетчатки глаза, максимумы *спектральной чувствительности* к-рых расположены в красном (К), зелёном (З) и синем (С) участках спектра *видимого излучения*. Обычно понижение чувствительности рецепторов К, З и С объясняют разл. степенью их утомления в предадаптационный период, к-рый зависит от времени воздействия на них «цветного» излучения. На рис. показан характер Ц. а. для К, З и С рецепторов. Из графика видно, что скорость падения относит. чувствительности I (в %) к разным цветам различна. При Ц. а. восприятие цветов «смещается» в сторону *дополнительного цвета*; напр., после возбуждения глаза красным цветом ахроматич. цвета (белые и серые) представляются зеленоватыми, после возбуждения синим цветом — желтоватыми и т. д.

Ц. а. объясняет возможность наблюдения пересыщенных цветовых тонов, т. е. более насыщенных (см. *Цвет*), чем природные цвета. Напр., при предварит. возбуждении глаз красным светом можно увидеть зелёный объект более зелёным, нежели зелёный цвет его натуральной окраски. Следует иметь в виду, что Ц. а. быстро



убывает и её эффект наиболее заметен лишь в первые неск. секунд после смены освещения (рис.).

Ц. а. ещё недостаточно изучена, и не все экспериментально наблюдаемые явления, связанные с ней, могут быть прямо истолкованы в рамках трёхкомпонентной теории ЦЗ.

● Кравков С. В., Цветовое зрение, М., 1951; Ивенс Р.-М., Введение в теорию цвета, пер. с англ., М., 1964.

Н. А. Валюс.

ЦВЕТОВА́Я ТЕМПЕРАТУ́РА (T_c), спектрофотометрическая или колориметрическая темп-ра, физ. параметр, определяющий ход интенсивности $I(\lambda)$ излучения к.-л. источника с изменением длины волны λ в оптич. диапазоне непрерывного спектра. Ц. т. принимают равной темп-ре абсолютно чёрного тела, имеющего в рассматриваемом интервале длин волн то же относительное распределение интенсивности (см. *Планка закон излучения*), что и данный источник (см. *Пирометры*). Ц. т. обусловливает относит. вклад излучения данного цвета в излучение источника, т. е. видимый цвет источника. Понятие «Ц. т.» широко применяется в астрофизике и *фотометрии*.

«ЦВЕТОВО́Й ЗАРЯ́Д», параметр, определяющий сильное вз-ствие кварков и глюонов в *квантовой хромодинамике*. «Ц. з.» во мн. отношениях аналогичен электрич. заряду. В частности, благодаря *калибровочной симметрии*, с к-рой связано появление «Ц. з.», он может служить мерой нек-рой сохраняющейся величины. Величина эффективного «Ц. з.» существенно зависит от расстояния до «цветной» ч-цы, однако, в отличие от электрического, он не может быть измерен «на бесконечности», т. к. ввиду предполагаемого удержания «цвета» не существует статич. глюонного поля. Измерение «Ц. з.» в *глубоко неупругих процессах* на расстоянии порядка комптоновской длины волны протона (см. *Эффективный заряд*) приводит к значению, в 40—50 раз превышающему величину элем. электрич. заряда.

А. В. Ефремов.

ЦВЕТОВО́Й КОНТРА́СТ, величина, характеризующая разницу между двумя цветностями. Понятие «Ц. к.» используется в цветовых измерениях. Подробнее см. *Колориметрия*.

ЦВЕТОВО́Й ТРЕУГО́ЛЬНИК, см. *Колориметрия*.

ЦВЕТОВЫ́Е ИЗМЕРЕ́НИЯ, методы измерения и количеств. выражения цвета. Подробнее см. *Колориметрия*.

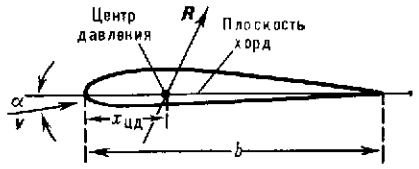
ЦЕ́ЛЬСИЯ ШКАЛА́, температурная шкала, в к-рой интервал между темп-рами таяния льда и кипения воды при норм. атм. давлении (760 мм рт. ст., или 101 325 Па) разделён на 100 равных частей. Предложена в 1742 швед. учёным А. Цельсием (A. Celsius). Темп-ра по Ц. ш. выражается в градусах Цельсия (°С), при этом темп-ра таяния льда принимается равной 0°С, кипения воды — 100°С (см. *Температурные шкалы*). 1°С=1К — ед. темп-ры по термодинамич. шкале.

ЦЕНТ (цент, cent), ед. частотного интервала, равная 1/1200 октавы. 1Ц.=$8{,}33\cdot10^{-4}$ октавы = 0,251 *савар*. Применяется в муз. акустике.

ЦЕ́НТНЕР (нем. Zentner, от лат. centenarius — содержащий 100 единиц) (ц, q), ед. массы, равная 100 кг.

ЦЕНТР ДАВЛЕ́НИЯ, точка, в к-рой линия действия равнодействующей приложенных к покоящемуся или движущемуся телу сил давления окружающей среды (жидкости, газа) пересекается с нек-рой проведённой в теле плоскостью. Напр., для крыла самолёта (рис.) Ц. д. определяют как точку пересечения линии действия аэродинамич. силы $\boldsymbol{R}$ с плоскостью хорд крыла; для тела вращения (корпус ракеты, дирижабля и др.) — как точку пересечения аэродинамич. силы с плоскостью симметрии тела, перпендикулярной к плоскости, проходящей через ось симметрии и вектор скорости центра тяжести тела.

Положение Ц. д. зависит от формы тела, а у движущегося тела может ещё зависеть от направления движения и



Положение центра давления потока на крыло: b — хорда; α — угол атаки; v — вектор скорости потока; $x_{цд}$ — расстояние центра давления от передней точки тела.

от свойств окружающей среды (её сжимаемости). При движении со сверхзвуковой скоростью Ц. д. значительно смещается к хвосту из-за влияния сжимаемости воздуха. Изменение положения Ц. д. у движущихся объектов (самолёт, ракета, мина и др.) существенно влияет на устойчивость их движения. Чтобы их движение было устойчивым при случайном изменении угла атаки α, Ц. д. должен сместиться так, чтобы момент аэродинамич. силы относительно центра тяжести (положение к-рого также может изменяться в процессе полёта) вызвал возвращение объекта в исходное положение.

● Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Голубев В. В., Лекции по теории крыла, М. — Л., 1949.

ЦЕНТР ИЗГИ́БА в сопротивлении материалов и теории упругости, точка поперечного сечения бруса, такая, что брус при изгибе не испытывает кручения, если поперечная сила проходит через Ц. и. В упругом брусе положение Ц. и. не зависит от величины силы. Определение Ц. и. важно для расчёта ряда конструкций. Напр., чтобы крыло самолёта в полёте не изменяло самопроизвольно угол атаки, надо профиль крыла выбрать таким образом, чтобы подъёмная сила проходила через Ц. и.

ЦЕ́НТР ИНЕ́РЦИИ (центр масс), геом. точка, положение к-рой характеризует распределение масс в теле или механич. системе. Координаты Ц. и. определяются ф-лами:

$$x_c=\Sigma m_k x_k/M,\quad y_c=\Sigma m_k y_k/M,\quad z_c=\Sigma m_k z_k/M$$

или для тела при непрерывном распределении масс

$$x_c=\frac{1}{M}\int_{(V)}\rho x\,dV,\quad y_c=\frac{1}{M}\int_{(V)}\rho y\,dV,\quad z_c=\frac{1}{M}\int_{(V)}\rho z\,dV,$$

где m_k — массы материальных точек, образующих систему, x_k, y_k, z_k — координаты этих точек, $M=\Sigma m_k$ — масса системы, $\rho(x, y, z)$ — плотность, V — объём. Понятие о Ц. и. отличается от понятия о центре тяжести тем, что последнее имеет смысл только для твёрдого тела, находящегося в однородном поле тяжести; понятие же о Ц. и. не связано ни с каким силовым полем и имеет смысл для любой

механич. системы. Для твёрдого тела положения Ц. и. и центра тяжести совпадают.

При движении механич. системы её Ц. и. движется так, как двигалась бы *материальная точка*, имеющая массу, равную массе системы, и находящаяся под действием всех внеш. сил, приложенных к системе. Кроме того, нек-рые ур-ния движения механич. системы (тела) по отношению к осям, имеющим начало в Ц. и. и движущимся вместе с Ц. и. поступательно, сохраняют тот же вид, что и для движения по отношению к *инерциальной системе отсчёта*. Ввиду этих свойств понятие о Ц. и. играет важную роль в динамике системы и твёрдого тела.

С. М. Targ.

ЦЕНТР МАСС, то же, что *центр инерции*.

ЦЕНТР ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СИЛ, точка, через к-рую проходит линия действия равнодействующей системы параллельных сил F_k при любом повороте всех этих сил ок. их точек приложения в одну и ту же сторону и на один и тот же угол. Координаты Ц. п. с. определяются ф-лами:

$$x_0=\frac{\Sigma F_k x_k}{\Sigma F_k},\quad y_0=\frac{\Sigma F_k y_k}{\Sigma F_k},\quad z_0=\frac{\Sigma F_k z_k}{\Sigma F_k},$$

где x_k, y_k, z_k — координаты точек приложения сил. Понятием Ц. п. с. пользуются при отыскании координат *центров тяжести* тел.

ЦЕНТР ТЯЖЕСТИ, геом. точка, неизменно связанная с твёрдым телом, через к-рую проходит равнодействующая сила всех сил тяжести, действующих на частицы тела при любом его положении в пространстве; она может не совпадать ни с одной из точек данного тела (напр., у кольца). Если свободное тело подвешивать на нити, прикрепляемой последовательно к разным точкам тела, то отмеченные нитью направления пересекутся в Ц. т. тела. Положение Ц. т. твёрдого тела в однородном поле тяжести совпадает с положением его центра масс. Разбивая тело на части с весами p_k, для к-рых координаты x_k, y_k, z_k их Ц. т. известны, можно найти координаты Ц. т. всего тела по ф-лам:

$$x_k=\frac{\Sigma p_k x_k}{\Sigma p_k},\quad y_k=\frac{\Sigma p_k y_k}{\Sigma p_k},\quad z_k=\frac{\Sigma p_k z_k}{\Sigma p_k}.$$

Ц. т. однородного тела, имеющего центр симметрии (прямоугольная или круглая пластины, шар, цилиндр и др.), находится в этом центре.

ЦЕНТР УДАРА, точка тела, имеющего неподвижную ось вращения, обладающая тем свойством, что удар, направленный в эту точку перпендикулярно к плоскости, проходящей через ось вращения и центр масс тела, не передаётся на ось и не оказывает ударных воздействий на подшипники, в к-рых эта ось закреплена. Ц. у. всегда существует у тела, имеющего плоскость симметрии, перпендикулярную к оси вращения, и лежит в этой плоскости на расстоянии $h=I/Ma$, от оси вращения, где M — масса тела, I — его момент инерции относительно оси вращения, a — расстояние центра масс тела от этой оси. Вращающиеся ударные устройства (маятниковые копры, курки охотничьих ружей и т. п.) конструируют так, чтобы точка, к-рой производится удар, была по отношению к оси вращения Ц. у.

ЦЕНТРА́ЛЬНАЯ СИ́ЛА, приложенная к материальному телу сила, линия действия к-рой при любом положении тела проходит через нек-рую определённую точку, наз. центром силы. Примеры Ц. с.—сила *тяготения*, направленная к центру планеты, кулоновы силы электростатич. притяжения или отталкивания и др. Под действием Ц. с. центр масс свободного тела движется по плоской кривой, а отрезок прямой, соединяющей этот центр с центром силы, описывает в любые равные промежутки времени равные площади (см. *Площадей закон*). Теория движения под действием Ц. с. имеет важные приложения в небесной механике, при расчёте движения космич. летательных аппаратов, искусств. спутников и т. д.

ЦЕНТРОБЕ́ЖНАЯ СИ́ЛА, сила, с к-рой движущаяся материальная точка действует на тело (связь), стесняющее свободу движения точки и вынуждающее её двигаться криволинейно. Численно Ц. с. равна mv^2/ρ, где m — масса точки, v — её скорость, ρ — радиус кривизны траектории, и направлена по главной нормали к траектории от центра кривизны (от центра окружности при движении точки по окружности). Ц. с. и *центростремительная сила* численно равны друг другу и направлены вдоль одной прямой в противоположные стороны, но приложены к разным телам, как силы действия и противодействия. Напр., при вращении в горизонтальной плоскости привязанного к верёвке груза центростремительная сила действует со стороны верёвки на груз, вынуждая его двигаться по окружности, а Ц. с. действует со стороны груза на верёвку, натягивая её.

При применении к решению задач динамики *Д'Аламбера принципа* термину Ц. с. придают иногда др. смысл и наз. Ц. с. составляющую силы инерции материальной точки, направленную по главной нормали к траектории.

ЦЕНТРОБЕ́ЖНЫЙ МОМЕ́НТ ИНЕ́РЦИИ, одна из величин, характеризующих распределение масс в теле (механич. системе). Ц. м. и. вычисляются как суммы произведений масс m_k точек тела (системы) на две из координат x_k, y_k, z_k этих точек:

$$I_{xy}=\Sigma m_k x_k y_k;\quad I_{yz}=\Sigma m_k y_k z_k;$$
$$I_{zx}=\Sigma m_k z_k x_k.$$

Значения Ц. м. и. зависят от направлений координатных осей. При этом для каждой точки тела существуют по крайней мере три такие взаимно перпендикулярные оси, наз. г л а в н ы м и о с я м и и н е р ц и и, для к-рых Ц. м. и. равны нулю.

Понятие Ц. м. и. играет важную роль при изучении вращательного движения тел. От значений Ц. м. и. зависят величины сил давления на подшипники, в к-рые закреплена ось вращающегося тела. Эти давления будут наименьшими (равны статическим), если ось вращения явл. гл. осью инерции, проходящей через центр масс тела.

ЦЕНТРОСТРЕМИ́ТЕЛЬНАЯ СИ́ЛА, сила, действующая на материальную точку и направленная по гл. нормали к её траектории в сторону центра кривизны (к центру окружности при движении точки по окружности). Численно Ц. с. равна центробежной силе, т. е. равна mv^2/ρ, где m — масса точки, v — её скорость, ρ — радиус кривизны траектории. Под действием Ц. с. материальная точка движется криволинейно; при прямолинейном движении Ц. с. равна нулю.

ЦЕНТРОСТРЕМИ́ТЕЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ, то же, что *нормальное ускорение*. Обычно термин Ц. у. применяют в случае движения точки по окружности, когда её Ц. у. направлено к центру этой окружности.

ЦЕ́НТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИИ (центры свечения), дефекты кристаллич. решётки, обусловливающие свечение *люминофора* (см. *Люминесценция*). В *кристаллофосфорах* Ц. л. могут быть обусловлены структурными дефектами кристаллич. решётки (катионные и анионные вакансии, междоузельные атомы и ионы) — собств. Ц. л., и активаторами (специально вводимыми атомами и ионами) — примесные Ц. л. Простой Ц. л. представляет собой точечный структурный дефект или одиночный атом (ион) активатора, сложный — пары дефектов или атомов активатора (часто разнородных), а также их агрегаты. В люминесцентных стёклах Ц. л. примесные, они создаются при изготовлении стёкол добавлением активатора в шихту.

Осн. хар-ки Ц. л.— спектры поглощения и излучения. Спектр поглощения, как правило, находится в области прозрачности кристалла, поэтому Ц. л. часто являются и *центрами окраски*. Однако не все центры окраски люминесцируют; с другой стороны, если поглощение Ц. л. находится в области собственного поглощения кристалла, то он будет люминесцировать, не являясь центром окраски. Спектры поглощения и излучения простых примесных Ц. л. генетически связаны с атомами активатора. Так, при активации люминофора ионами редкоземельных элементов спектры Ц. л. оказываются линейчатыми, обусловленными *квантовыми переходами* во внутр. электронных оболочках иона. Воздействие решётки проявляется в смещении и расщеплении линий кристаллическим полем (*Штарка эффект*) и

в наложении добавочных частот, соответствующих колебаниям решётки (см. *Спектры кристаллов*). При активации люминофора атомами элементов, спектры к-рых обусловлены переходами во внеш. электронной оболочке, воздействие решётки приводит к уширению спектральных линий и превращению их в широкие полосы. Обычно ионы активатора замещают в регулярной решётке катион, однако при нек-рых условиях синтеза люминофора они могут локализоваться также и на внутр. дефектных плоскостях кристалла или по соседству с к.-л. структурным дефектом, тоже образуя Ц. л. Часто в одном люминофоре существуют два и более типов Ц. л.

● Левшин В. Л., Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, М.—Л., 1951; Феофилов П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; Антонов-Романовский В. В., Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров, М., 1966.

З. Л. Моргенштерн.

ЦЕ́НТРЫ ОКРА́СКИ, дефекты крист. решётки, поглощающие свет в спектральной области, в к-рой собств. поглощение кристалла отсутствует (см. *Спектроскопия кристаллов*). Первоначально термин «Ц. о.» относился только к т. н. *F*-центрам (от нем. Farbenzentren), обнаруженным впервые в 30-х гг. в щёлочно-галоидных кристаллах нем. физ. Р. В. Полем с сотр. и представляющим собой анионные вакансии, захватившие электрон. В дальнейшем под Ц. о. стали понимать любые точечные *дефекты* крист. решётки, поглощающие свет вне области собств. поглощения кристалла — катионные и анионные вакансии, междоузельные ионы (собств. Ц. о.), а также примесные атомы и ионы (примесные Ц. о.). Ц. о. обнаруживаются во мн. неорганич. кристаллах и стёклах, а также в природных минералах.

Ц. о. могут быть разрушены при нагревании (термич. обесцвечивание) или воздействии света, соответствующего спектральной области поглощения самих Ц. о. (оптич. обесцвечивание). Под действием тепла или света один из носителей заряда, напр. электрон, освобождается из захватившего его дефекта и рекомбинирует с дыркой. В щёлочно-галоидных кристаллах *F*-центр обусловливает селективную полосу поглощения колоколообразного вида, обычно в видимой области спектра, смещающуюся для кристаллов с одинаковыми анионами (катионами) и разными катионами (анионами) в сторону длинных волн при увеличении ат. веса катиона (аниона). Напр., в NaCl *F*-полоса имеет максимум поглощения в синей области спектра (λ=465 нм) и цвет кристалла — жёлто-коричневый (дополнит. цвет), в KCl — в зелёной области (λ=563 нм) и кристалл выглядит фиолетовым.

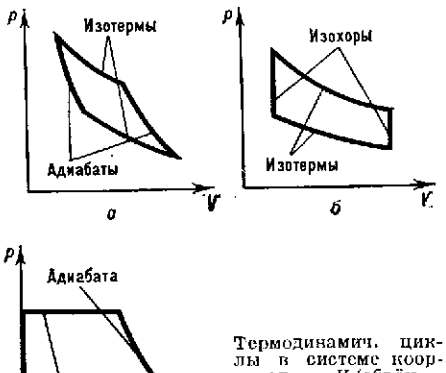
Примесные атомы и ионы также могут захватывать электрон или дырку, в результате чего изменяют полосу поглощения кристалла и его окраску. Ц. о., будучи центрами захвата электронов и дырок, могут служить *центрами люминесценции*.

Окрашивание и обесцвечивание кристаллов и стёкол широко применяется в науке и технике: *в дозиметрии*, в вычислит. технике, в устройствах, где применяются *фотохромные материалы*. В археологии и геологии по исследованиям Ц. о., возникших под действием излучения радиоактивных элементов, находящихся в толще Земли, определяют возраст глиняных изделий и минералов. Окраска ряда драгоценных камней и самоцветов связана с Ц. о. Нек-рые кристаллы и стёкла с примесными Ц. о. используются в качестве активной среды в *твердотельных лазерах*.

● Марфунин А. С., Спектроскопия, люминесценция и радиационные центры в минералах, М., 1975.

З. Л. Моргенштерн.

ЦИКЛ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ, *круговой процесс*, осуществляемый термодинамич. системой. Изучаемые в термодинамике циклы представляют собой сочетания разл. термодинамич. процессов, и в первую очередь изотермич., адиабатич., изобарич., изохорических. К Ц. т., исследование к-рых сыграло важную роль в разработке общих основ термодинамики (см. *Второе начало термодинамики*) и в развитии её технич. приложений, относятся: *Карно цикл* (рис. 1, *а*), цикл



Термодинамич. циклы в системе координат p—V (объём — давление): *а* — Карно; *б* — Клапейрона; *в* — Клаузиуса — Ранкина.

Клапейрона (рис. 1, *б*), цикл Клаузиуса — Ранкина (рис. 1, *в*) и ряд др. Кпд цикла Карно $\eta_к = (T_1 - T_2)/T_1$, где T_1 и T_2 — темп-ры нагревателя и холодильника тепловой машины. Все остальные тепловые циклы обладают меньшим значением кпд ($\eta < \eta_к$). Так, для цикла Клапейрона $\eta_{кл} = (T_1 - T_2)/\left[T_1 + \frac{C_V(T_1-T_2)}{R\ln(V_B/V_A)}\right]$, где C_V — теплоёмкость рабочего тела (идеального газа), V_B/V_A — отношение объёмов газа в конце и в начале изотермич. расширения, R — *газовая постоянная*. На основе Ц. т. были детально изучены общие закономерности работы тепловых двигателей (внутр. и внеш. сгорания, турбин, ракетных двигателей), холодильных установок и т. д. Напр., цикл жидкого ракетного двигателя (ЖРД) в принципе совпадает с циклом Клаузиуса — Ранкина, его термич. кпд $\eta_т = 1 - \frac{i_4 - i_1}{i_3 - i_2}$, где i_4 — i_1 — разность энтальпий в изобарном процессе при давлении, соответствующем давлению окружающей двигатель среды, $i_3 - i_2$ — разность энтальпий в изобарном процессе подвода теплоты к рабочему телу (газу) в камере сгорания.

● Вукалович М. П., Новиков И. И., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1968; Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, М., 1968.

ЦИКЛИ́ЧЕСКИЕ КООРДИНА́ТЫ, обобщённые координаты механич. системы, не входящие явно в *Лагранжа функцию* или в др. характеристич. функции этой системы. Наличие Ц. к. упрощает процесс решения (интегрирования) соответствующих дифф. ур-ний движения механич. системы. Напр., если в ф-ции Лагранжа L не входит явно координата q_1, то первое из ур-ний Лагранжа примет вид $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_1}\right) = 0$ и сразу даёт интеграл $\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_1} = \text{const}$.

ЦИКЛИ́ЧЕСКИЕ УСКОРИ́ТЕЛИ, ускорители заряженных частиц, в к-рых благодаря управляющему (ведущему) магн. полю ч-цы движутся по орбитам, близким к круговым или спиральным, многократно проходя через один и тот же ускоряющий промежуток. См. *Ускорители*.

ЦИКЛОИДА́ЛЬНЫЙ МАЯ́ТНИК, *материальная точка*, совершающая под действием силы тяжести колебания вдоль дуги циклоиды, ось к-рой вертикальна, а выпуклость обращена вниз. Период колебаний Ц. м. около положения равновесия (наинизшей точки циклоиды) не зависит от размахов колебаний и определяется формулой $T = 2\pi\sqrt{4a/g}$, где a — радиус производящего круга, g — ускорение силы тяжести, т. е. Ц. м. является строго изохронным, в отличие от матем. *маятника*.

● Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 9 изд., ч. 1, М., 1972.

ЦИКЛОТРО́Н, циклич. резонансный ускоритель тяжёлых ч-ц (протонов, ионов), в к-ром и управляющее магн. поле и частота ускоряющего электрич. поля постоянны во времени. Ч-цы в Ц. движутся по плоской развёртывающейся спирали. В Ц. с азимутально-симметричным магн. полем ч-цы могут быть ускорены лишь до нерелятив. скоростей. В Ц. с вариацией по азимуту (изохронный Ц.) возможно ускорение до больших энергий. См. *Ускорители*.

ЦИКЛОТРО́ННАЯ ЧАСТОТА́ (гиромагнитная частота), частота ω_c обращения заряженных частиц в постоян-

ном магнитном поле H в плоскости, перпендикулярной H. Для свободной заряженной ч-цы Ц. ч. ω_c определяется из равенства Лоренца силы и центробежной силы:

$$\omega_c = qH/mc, \qquad (1)$$

где q и m — заряд и масса свободной ч-цы. Ц. ч. определяет разность энергий $\Delta\mathcal{E}$ между уровнями энергии ч-цы в магн. поле: $\Delta\mathcal{E} = \hbar\omega_c$.

Ц. ч. играет существ. роль в вопросах распространения и генерации электромагн. волн в *плазме*, находящейся в пост. магн. поле, в частности при распространении радиоволн в ионосфере (гиромагнитная частота). Для электронов земной ионосферы, находящихся в магн. поле Земли (см. *Земной магнетизм*), $\omega_c = 1{,}4$ МГц; для электронов в области пятен солнечной короны $\omega_c = 10^4$ МГц. Для ч-ц с релятивистскими скоростями в формуле (1) $m = m_0/\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$, где m_0 — масса покоя ч-цы.

В кристаллах движение электронов сложнее вследствие взаимодействия с ионами решётки. В постоянном магн. поле энергия эл-на или дырки $\mathcal{E}$ и проекция p_H их квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ на направление $\boldsymbol{H}$ сохраняются, так что в импульсном пространстве (p-пространстве) движение происходит по кривой пересечения изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(\boldsymbol{p}) = \mathcal{E}$ плоскостью $p_H = \text{const}$. Если эта кривая замкнутая, то движение является периодическим и происходит с Ц. ч.:

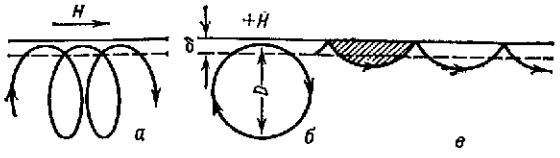
$$\omega_c = eH/m^*c.$$

Здесь m^* — *эффективная масса* носителя заряда. *М. И. Каганов.*

ЦИКЛОТРО́ННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (магнитотормозное излучение), эл.-магн. излучение заряж. частицы, движущейся по окружности или спирали в магн. поле. В отличие от *синхротронного излучения*, термин «Ц. и.» обычно относят к магнитотормозному излучению релятив. ч-ц, происходящему на оси. *циклотронной частоте* и её первых гармониках.

ЦИКЛОТРО́ННО-РЕЗОНА́НСНЫЙ МАСС-СПЕКТРО́МЕТР, устройство, в к-ром для определения масс ионов используется эффект резонансного поглощения эл.-магн. энергии ионами, вращающимися по круговым орбитам в однородном магн. поле. Эффект возникает при совпадении частоты приложенного поля с *циклотронной частотой* ионов. См. *Масс-спектрометр*.

ЦИКЛОТРО́ННЫЙ РЕЗОНА́НС, избирательное поглощение или отражение электромагн. волн проводниками, помещёнными в постоянное магн. поле, на частотах, равных или кратных *циклотронной частоте* носителей заряда. В пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ заряженные ч-цы движутся по спиралям, оси к-рых направлены вдоль $\boldsymbol{H}$ (рис. *а*). В плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, движение является периодическим (рис. *б*) с циклотронной частотой:



Траектории электронов: *а*, *б* — в однородном постоянном магн. поле $\boldsymbol{H}$ при действии переменного электрич. поля $\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{H}$; магн. поле $\boldsymbol{H}$ направлено параллельно поверхности металла; *в* — зеркально отражающихся от поверхности металла.

$$\omega_c = eH/mc. \qquad (1)$$

Здесь e и m — заряд и масса ч-цы. С той же частотой ω_c поворачивается вектор скорости частицы $\boldsymbol{v}$. Если при этом ч-ца находится в однородном периодич. электрич. поле $\boldsymbol{E}(t)$ с частотой ω, то энергия, поглощаемая ею, равная $e\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}$, также оказывается периодич. функцией времени t с угловой частотой $(\omega_c - \omega)$. Ср. энергия, поглощаемая за большое время, резко возрастает при $\omega = \omega_c$.

Ц. р. может наблюдаться, если носители заряда совершают много оборотов, прежде чем испытают столкновение с др. ч-цами и рассеются. Это условие имеет вид: $\omega_c\tau > 1$, где τ — ср. время между столкновениями (время релаксации), определяемое св-вами проводника. В твёрдом теле определяющую роль играют столкновения электронов проводимости с *дефектами* крист. решётки ($\tau \approx 10^{-9}$—10^{-11} с) и рассеяние на её тепловых колебаниях (*электрон-фононное взаимодействие*). Последний процесс ограничивает область наблюдения Ц. р. низкими температурами (1—10 К), когда столкновения с тепловыми фононами становятся достаточно редкими. Практически достижимые макс. времена релаксации ограничивают снизу область частот ($\omega > 10^9$ Гц), используемых при исследовании твёрдых тел методом Ц. р.

Ц. р. в полупроводниках наблюдается на частотах 10^{10}—10^{12} Гц в полях 1—100 кЭ. Т. к. концентрация собств. носителей заряда или носителей, возбуждаемых светом, нагревом и др., обычно не превосходит 10^{14}—10^{15} см$^{-3}$, то электромагн. волны проникают в образец на большую глубину, значительно превосходящую диаметры орбит электронов, измеряемых в мкм. Т. о. носители движутся в практически однородном электрич. поле, и Ц. р. наблюдается (как правило) только при $\omega = \omega_c$.

В металлах электромагн. волны почти полностью отражаются от поверхности образца, проникая в металл на небольшую глубину скин-слоя $\delta \sim 10^{-5}$ см (см. *Скин-эффект*). В результате эл-ны проводимости движутся в сильно неоднородном электромагн. поле, поскольку, как правило, диаметр их орбиты $D \gg \delta$ (рис., *а*, *б*). Если магн. поле параллельно поверхности образца, то среди эл-нов есть такие, к-рые, хотя и движутся большую часть времени в глубине металла, где электрич. поля нет, однако на короткое время заходят в скин-слой, где взаимодействуют с волной. Механизм передачи энергии от волны носителям в этом случае аналогичен работе *циклотрона*: резонанс возникает, если электрон будет попадать в скин-слой каждый раз при одной и той же фазе электрич. поля, что возможно при $\omega = n\omega_c$ (n — целое число). Это условие отвечает резонансам, периодически повторяющимся при изменении $1/H$.

В металлах в тех же условиях, что и Ц. р., может наблюдаться близкое к нему по природе явление — осцилляции поверхностной проводимости из-за квантовых переходов между магнитными поверхностными уровнями. Они возникают, если электроны могут зеркально отражаться от поверхности образца, совершая тем самым периодич. движение, к-рое квантовано, и разрешёнными оказываются такие орбиты, для к-рых поток Ф магн. поля через сегмент, образуемый дугой траектории и поверхностью образца (заштрихован, рис., *в*), равен $\Phi = (n + {}^1/_4)ch/e$.

Ц. р. широко применяется в физике твёрдого тела при изучении энергетич. спектра электронов, в первую очередь для точного измерения их *эффективной массы*. При помощи Ц. р. возможно определение знака заряда носителей, изучение процессов их рассеяния и электрон-фононного взаимодействия в металлах.

● Абрикосов А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., М., 1979.

В. С. Эдельман.

ЦИЛИНДРИ́ЧЕСКАЯ ВОЛНА, волна, радиально расходящаяся от (сходящаяся к) нек-рой оси в пространстве или точке на плоскости. В последнем случае эти волны наз. также круговыми. Примерами Ц. в. могут служить волны на поверхности воды от брошенного камня или колеблющегося поплавка, электромагн. или акустич. волны, возбуждаемые источниками, расположенными в пространстве, ограниченном, напр., двумя плоскопараллельными отражателями (в т. ч. внутри океанич. волноводов и т. д.).

Структура Ц. в. существенно сложнее структуры плоских (одномерных) и сферич. (трёхмерных) волн. Простейшая монохроматич. симметричная Ц. в. с источником в центре (рис. 1) удовлетворяет двумерному *волновому уравнению* и описывается с помощью функции Ханкеля нулевого порядка $H_0(kr)$:

$$u(r,\ t) \sim H_0(kr)\, e^{i\omega t}, \qquad (1)$$

где ω — круговая частота, k — волновое число. На больших расстояниях от оси ($kr \gg 1$) волновое поле (1) приобретает вид:

$$u(r,\ t) \sim \frac{A}{\sqrt{r}} \exp i\,(\omega t - kr), \qquad (2)$$

и только в этом асимптотич. представлении в Ц. в. можно однозначно вы-

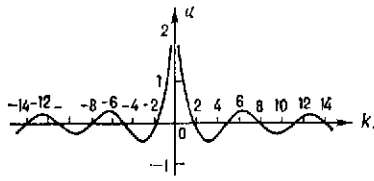


Рис. 1 Радиально расходящаяся цилиндрич. волна, возбуждаемая источником в центре.

делить амплитуду $A/\sqrt{r}$ и фазу $\omega t - kr = \omega(t - r/v_\phi)$, где фазовая скорость v_ϕ совпадает с фазовой скоростью плоской волны: $v_\phi = \omega/k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны). По мере удаления от оси квадрат модуля волнового возмущения (2) убывает как $1/r$, а поверхность цилиндра, охватывающая источник, растёт пропорционально r, так что, в соответствии с законом сохранения энергии, суммарное значение потока энергии, уносимого от источника на оси, остаётся постоянным.

При отсутствии *дисперсии волн* из гармонич. волн (2) вдали от оси можно составить волну любой формы (в частности, *уединённую волну*, или волновой пакет), перемещающуюся с постоянной скоростью $v_\phi = v$

$$u(r,\ t) = \frac{A}{\sqrt{r}} f\,(t - r/v), \qquad (3)$$

где ф-ция $f(t - r/v)$ удовлетворяет одномерному волновому ур-нию. Однако в промежуточной области, где $kr \sim 1$,

Рис. 2. Радиально расходящаяся цилиндрич. волна, заданная в начальный момент времени в форме одиночного импульса $u = u_0/(1 + r/r_0)^{1/2}$. С увеличением $\tau = ct/r_0$ (с ростом времени t) импульс расплывается, оставляя за собой «шлейф».

даже в среде без дисперсии происходит сильная деформация волнового возмущения (рис. 2). Это связано с тем, что Ц. в. в принципе нестационарна: удаляясь от оси (центра), она оставляет за собой «шлейф», к-рый можно интерпретировать как результат прихода волновых возмущений от всё более и более удалённых от точки наблюдения источников на оси.

● См. лит. при ст. *Волны*.

М. А. Миллер, А. А. Островский.

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ДОМЕ́НЫ, «магнитные пузырьки», изолированные однородно намагниченные подвижные области ферро- или ферримагнетика (домены), имеющие форму круговых цилиндров и направление намагниченности, противоположное направлению намагниченности остальной его части (рис. 1). Обнаружены в кон. 50-х гг. 20 в. в ортоферритах и гексаферритах (см. *Ферриты*). Ц. м. д. получают в тонких (1—100 мкм) плоскопараллельных пластинах (плёнках) монокрист. ферримагнетиков (ферриты-гранаты) или аморфных ферромагнетиков (сплавы *d*- и *f*-переходных элементов) с единств. *осью лёгкого намагничивания*, направленной перпендикулярно поверхности пластины. Магн. поле, формирующее Ц. м. д. (поле подмагничивания), прикладывается по оси лёгкого намагничивания. В отсутствии внеш. подмагничивающего поля доменная структура пластин имеет неупорядоченный лабиринтообразный вид (рис. 2, слева). При наложении подмагничивающего поля домены, не имеющие контакта с

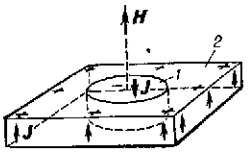


Рис. 1. Изолированный цилиндрич. магн. домен (*1*) в пластине магнетика (*2*) с одной осью лёгкого намагничивания. H — подмагничивающее поле, направление к-рого совпадает с осью лёгкого намагничивания; J — намагниченность магнетика (знаки + и — указывают на различие в направлении намагниченности).

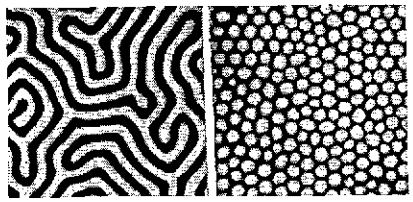


Рис. 2. Слева — лабиринтная доменная структура магнитоодноосных пластин в отсутствии магн. поля, наблюдаемая под микроскопом в поляризованном свете (размер доменов ок. 10 мкм); справа — цилиндрич. магн. домены, образовавшиеся при помещении пластины в подмагничивающее поле.

краями пластины, стягиваются и образуют Ц. м. д. (рис. 2, справа). Вектор намагниченности Ц. м. д. ориентируется вдоль оси лёгкого намагничивания.

Изолированные Ц. м. д. существуют в определённом интервале полей подмагничивания, к-рый составляет неск. % от величины намагниченности насыщения материала. Нижняя граница интервала устойчивости соответствует переходу Ц. м. д. в домены эллиптич. формы, верхняя — исчезновению (коллапсу) Ц. м. д. Устойчивое существование Ц. м. д. обусловлено равновесием трёх сил: силы взаимодействия намагниченности Ц. м. д. с полем подмагничивания; силы, связанной с существованием у Ц. м. д. стенок (аналогична силе поверхностного натяжения); наконец, силы взаимодействия магн. момента Ц. м. д. с размагничивающим полем остальной части магнетика. Первые две силы стремятся сжать Ц. м. д., а третья — растянуть. В момент формирования радиус Ц. м. д. имеет макс. величину; при дальнейшем увеличении подмагничивающего поля радиус Ц. м. д. уменьшается, а при нек-ром поле $H_к$ сжимающие силы начинают превышать растягивающие и Ц. м. д. исчезают (коллапсируют) (рис. 3). Реальные размеры Ц. м. д. зависят, помимо поля подмагничивания, от физ. параметров материала и толщины плёнки. В центре интервала устойчивости диаметр Ц. м. д. примерно равен толщине плёнки.

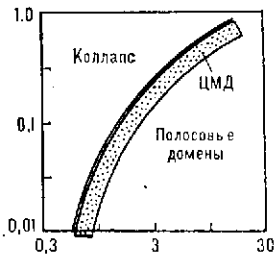


Рис. 3. Область устойчивого существования цилиндрич. магн. доменов. По оси ординат отложено отношение напряжённости поля подмагничивания к намагниченности насыщения магнетика, по оси абсцисс — отношение толщины пластины к её характеристич. длине.

В однородном поле подмагничивания Ц. м. д. неподвижны, в неоднородном они перемещаются в область с меньшей напряжённостью поля. Существует предельная скорость перемещения Ц. м. д. (для разных в-в от 10 до 1000 м/с). Скорость Ц. м. д. ограничивают процессы передачи энергии от движущихся Ц. м. д. крист. решётке, *спиновым волнам* и т. п., а также взаимодействие Ц. м. д. с *дефектами* в кристаллах (с уменьшением числа дефектов скорость увеличивается). Ц. м. д. наблюдаются под микроскопом в поляризованном свете (используется *Фарадея эффект*).

Предложение о практич. использовании Ц. м. д. в вычислит. технике относится к 1967.

Так, тонкие эпитаксиальные плёнки (см. *Эпитаксия*) смешанных редкоземельных ферритов-гранатов, обладающие необходимыми св-вами, стали применяться в запоминающих устройствах цифровых вычислит. машин (для записи, хранения и считывания информации в двоичной системе счисления). Нули и единицы двоичного кода при этом изображаются соответственно присутствием и отсутствием Ц. м. д. в данном месте плёнки. Существуют магн. плёнки, в к-рых диаметр Ц. м. д.

менее 0,5 мкм, что позволяет, в принципе, осуществлять запись информации с плотностью более 10^7 бит/см^2. Практически реализованная система записи и считывания информации основана на перемещении Ц. м. д. в магнитных плёнках при помощи тонких (0,3—1 мкм) аппликаций из магнитомягкого материала (пермаллоя) Т—I-, Y—I- или V-образной (шевронной) формы, накладываемых непосредственно на плёнку с Ц. м. д. Аппликации намагничиваются вращающимся в плоскости плёнки управляющим магн. полем $H_{упр}$ (рис. 4) так, что в требуемом направлении возника-

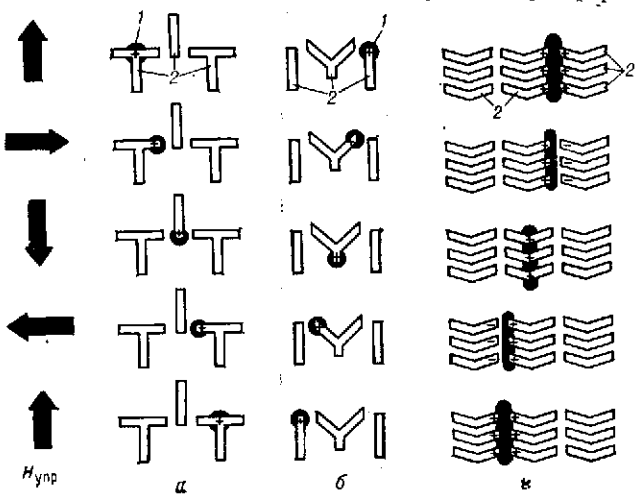


Рис. 4. Схемы перемещения цилиндрич. магн. доменов (*1*) на пермаллоевых аппликациях (*2*) *Т*—*I*-образного (*а*), Y—I-образного (*б*) и шевронного (V-образного) (*в*) профилей. $H_{упр}$ — управляющее магн. поле.

ет градиент поля, обеспечивающий перемещение Ц. м. д. Схемы управления перемещением Ц. м. д. при помощи пермаллоевых аппликаций работают

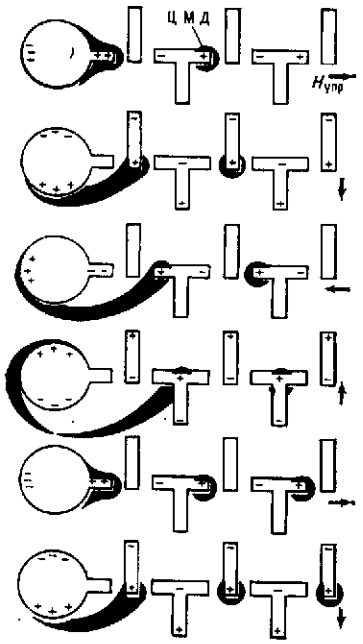


Рис. 5. Схема генерирования и перемещения цилиндрич. магн. доменов: слева — генератор доменов, $H_{упр}$ — управляющее магн. поле. При повороте управляющего поля один из концов зародышевого домена постепенно втягивается в канал распространения, обособляется и под действием поля намагнич. аппликаций перемещается по каналу.

шпильки. Одна из возможных схем генерации и перемещения Ц. м. д. показана на рис. 5. Для считывания информации в запоминающих устройствах на Ц. м. д. используют детекторы, работающие на магниторезистивном эффекте (см. *Магнетосопротивление*). Магниторезистивный детектор Ц. м. д. представляет собой аппликацию спец. формы из проводящего материала (напр., пермаллоя), сопротивление к-рого зависит от действующего на него магн. поля. Проходя детектор, Ц. м. д. своим полем изменяют его сопротивление, что можно зарегистрировать по изменению падения напряжения на детекторе. Запоминающие устройства на Ц. м. д. обладают высокой надёжностью и низкой стоимостью хранения единицы информации. Применение Ц. м. д.— один из возможных путей развития ЭВМ.

● Бобек Э., Делла Торре Э., Цилиндрические магнитные домены, пер. с англ., М., 1977; О'Делл Т., Магнитные домены высокой подвижности, пер. с англ., М., 1978; Лисовский Ф. В., Физика цилиндрических магнитных доменов, М., 1979; Балбашов А. М., Червоненкис А. Я., Магнитные материалы для микроэлектроники, М., 1979; Раев В. К., Ходенков Г. Е., Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники, М., 1981.

В. Ф. Лисовский.

ЦИРКУЛЯ́РНАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ, см. *Поляризация света.*

ЦИРКУЛЯ́ЦИЯ СКОРО́СТИ, кинематич. характеристика течения жидкости или газа, к-рая служит мерой завихрённости течения. Ц. с. связана с вращением элементарного объёма жидкости (газа) при его деформации в процессе движения. Если скорости всех жидких ч-ц, расположенных на пек-рой замкнутой кривой длиной l, направлены по касательной к этой кривой и имеют одну и ту же численную величину v, то Ц. с. определяется равенством $\Gamma = vl$, как, напр., в случае прямолинейного вихря, т. е. плоскопараллельного течения жидкости, при к-ром все её ч-цы движутся по концентрич. окружности с центрами на оси вихря. В общем случае

$$\Gamma = \oint_L v_\tau \, ds = \oint_L (v_x dx + v_y dy + v_z dz),$$

где криволинейный интеграл берётся по замкнутой кривой L, v_τ — проекция скорости на касательную к этой кривой, ds — элемент длины кривой, v_x, v_y, v_z — проекции скорости на координатные оси, x, y, z — координаты точек кривой.

Если Ц. с. по любому замкнутому контуру, проведённому внутри жидкости, равна нулю, то течение жидкости будет безвихревым, или *потенциальным течением*. Если же Ц. с. по нек-рым контурам будет отлична от нуля, то течение жидкости будет либо вихревым в соответственных областях, либо безвихревым, но с неоднозначным потенциалом скоростей (область течения неодносвязна, т. е. в ней имеются замкнутые твёрдые границы, напр. быки моста в реке). В последнем случае Ц. с. по всем контурам, охватывающим одни и те же границы, имеет одно и то же значение. Ц. с. широко используется как характеристика течений идеальной (без учёта вязкости) жидкости (см., напр., *Жуковского теорема*). Для вязкой жидкости Ц. с. всегда отлична от нуля и со временем изменяется вследствие диффузии вихрей.

● Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, т. 1, М., 1963; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

ЦИФРОВО́Й ЭЛЕКТРОИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ ПРИБО́Р, средство измерений, в к-ром значение измеряемой электрич. величины представляется в виде числа на отсчётном устройстве. Применяется для измерений практически всех электрич. величин (напряжения, тока, сопротивления, ёмкости, индуктивности и др.), а также неэлектрич. величин (давления, темп-ры, скорости и др.), предварительно преобразованных в электрические. Как правило, Ц. э. п. одновременно выполняет ф-цию аналого-цифрового преобразователя, преобразуя измеряемую величину в выходной код — совокупность дискретных (импульсных) электрических сигналов, что позволяет регистрировать показания Ц. э. п. цифропечатающим устройством, передавать их на расстояние, вводить в вычислительное устройство.

Измерение при помощи Ц. э. п. сопровождается квантованием измеряемой величины по уровню (шаг квантования определяется значением наименьшего десятичного разряда пред-

ставляемого числа) и её дискретизацией во времени (шаг определяется длительностью цикла одного преобразования). Структурно большинство Ц. э. п. состоит из след. частей: измерит. цепи, выполняющей необходимые аналоговые преобразования измеряемой величины (*мост измерительный*, измерит. усилитель, преобразователь напряжения во временной интервал и др.); аналого-цифрового преобразователя и отсчётного устройства, в к-ром кодированный сигнал преобразуется в соответствующее число.

Ц. э. п. различают по принципу аналого-цифрового преобразования. Наиболее распространены след. два вида Ц. э. п. 1) Последовательного счёта, в к-ром аналоговая измеряемая величина преобразуется в пропорц. число импульсов (число-импульсный код) и затем в др., обычно двоично-десятичный, код. Преобразование в число-импульсный код осуществляется на основе сравнения измеряемой или пропорциональной ей аналоговой величины с известной однородной ступенчато-равномерно возрастающей величиной. Размер ступени определяет шаг квантования. Кол-во импульсов число-импульсного кода равно кол-ву ступеней до момента установления равенства (с точностью до шага квантования) измеряемой и ступенчато изменяющейся величин. По такому принципу работают Ц. э. п. для измерения частоты, фазы, интервалов времени, а также величин, преобразованных в эти параметры (напр., время-импульсные вольтметры). 2) Поразрядного уравновешивания, в к-ром код формируется на основе сравнения измеряемой величины с известной однородной величиной, изменяющейся ступенчато-неравномерно по определ. запрограммированному закону. Ступенчатое изменение уравновешивающей величины аналогично изменению массы гирь в процессе уравновешивания весов. Сформированный код определяется набором разновеликих ступеней уравновешивающей величины, сумма к-рых отличается от значения измеряемой величины не более чем на значение наименьшей для данного Ц. э. п. ступени. По такому принципу действует большинство Ц. э. п. для измерений напряжения, тока, сопротивления. Диапазоны измеряемых величин и наименьшие пределы допускаемых значений осн. погрешности в % от верхнего предела измерений характеризуются, соответственно, след. данными: напряжение пост. тока от 0,1 мкВ до 1000 В, 0,001%; напряжение перем. тока от 10 мкВ до 1000 В, 0,05%; частотный диапазон 45—10^5Гц; сопротивление от 10^{-3} до 10^{10} Ом, 0,01%; частота от 10^{-1} Гц до 500 МГц, 10^{-7}%; ёмкость от 10^{-7} до 10^2 мкФ, 0,02%; индуктивность от 10^{-5} до 10^2 Гн, 0,05%; быстродействие до 10^6 преобразований/с.

Технические требования к Ц. э. п. стандартизованы в ГОСТе 22261—76, термины и определения — в ГОСТе 13607—68.

● Шляндин В. М., Цифровые измерительные преобразователи и приборы, М., 1973; Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке и Е. М. Душина, 5 изд., Л., 1980; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

***CPT*-ТЕОРЕМА,** см. *Теорема CPT.*

Ч

«ЧАРМ», то же, что *«очарование»*.

ЧАРМО́НИЙ (от англ. charm — очарование), то же, что *мезоны со скрытым «очарованием»*.

ЧАС (ч, h), внесистемная ед. времени, равная 60 мин или 3600 секундам. В часовой мере принято выражать небесные координаты светил в астрономии: прямое восхождение и часовые углы. При этом большой круг сферы делится на 24 ч; т. о., 1ч=15°.

ЧА́СТНАЯ ТЕО́РИЯ ОТНОСИ́ТЕЛЬНОСТИ, специальная теория относительности; см. *Относительности теория*.

ЧАСТОТА́ КОЛЕБА́НИЙ, величина, обратная периоду колебаний T ($f=1/T$), т. е. равная числу периодов колебаний (числу колебаний), совершаемых в единицу времени. Обычно Ч. к. измеряется в герцах: 1 Гц соответствует одному колебанию в секунду. Часто используется также величина $\omega=2\pi f$, наз. циклической или круговой частотой. В случае гармонич. волновых процессов

$$u(x,\ t)=A\cos(\omega t \mp kx),$$

где A — амплитуда колебаний, t — время, x — координата. Круговая Ч. к. связана с *волновым числом* k и *фазовой скоростью* v соотношением $\omega=kv$.

ЧАСТО́ТНАЯ МОДУЛЯ́ЦИЯ, вид *модуляции колебаний*, при к-рой частота высокочастотного колебания изменяется во времени по закону, соответствующему передаваемому сигналу.

ЧАСТО́ТНО-КОНТРА́СТНАЯ ХАРАКТЕРИ́СТИКА (функция передачи модуляции), ф-ция, с помощью к-рой оценивают «резкостные» св-ва изображающих оптич. систем и отд. элементов таких систем. Ч.-к. х. есть преобразование Фурье т. н. функции рассеяния линии, описывающей характер «расплывания» изображения одной отдельно взятой тонкой линии. Ч.-к. х. даёт более полную информацию о св-вах изображающей системы, чем разрешающая способность, характеризуя возможности системы адекватно передавать в изображении детали объекта любых размеров, а не только самые малые. Особое значение приобрёл метод Ч.-к. х. в связи с развитием космич. съёмки и др. спец. видов получения оптич. изображений. См. также *Изображение оптическое*.

ЧАСТОТОМЕ́Р, прибор для измерения частоты периодич. процессов (гл. обр. частоты электрич. сигналов). Различают Ч. с электроизмерит. механизмами, электронные аналоговые и цифровые Ч. Одним из простейших явл. Ч. с *вибрационным электроизмерительным механизмом*. Большинство стрелочных Ч. с электроизмерит. механизмом строится на основе *логометра* (электродинамич., ферродинамич., эл.-магн., выпрямительного). Электрич. цепи, соединённые последовательно с катушками логометра, обеспечивают изменение соотношений токов или сдвига фаз между ними с изменением частоты входного сигнала в результате соответствующего подбора реактивных элементов (конденсаторов, катушек индуктивности). Ч. с электроизмерит. механизмами применяются для измерений частот от 35 до 2000 Гц (осн. погрешность в % от верхнего предела измерений 0,5—4%).

Упрощённая схема электронного аналогового конденсаторного Ч. изображена на рис. 1. Формирователь

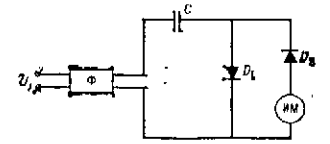


Рис. 1. Принципиальная схема конденсаторного частотомера.

создаёт последовательность импульсов тока с пост. амплитудой, длительность к-рых и, соответственно, длительность паузы между к-рыми равна полупериоду напряжения U_f, частота колебаний к-рого измеряется. За время действия импульса тока конденсатор C заряжается через диод D_1 (ток через измерит. механизм ИМ благодаря диоду D_2 практически равен нулю) до макс. напряжения. За время паузы конденсатор C полностью разряжается через ИМ и диод D_2. В силу инерционности магнитоэлектрич. измерит. механизма его показания будут определяться ср. значением тока разряда конденсатора, к-рый пропорционален частоте напряжения U_f. Конденсаторные Ч. применяются

для измерения частоты в диапазоне 10 Гц — 200 кГц с осн. относит. погрешностью 1—3%. Для измерения более высоких частот (до 80 ГГц) применяют электронные аналоговые Ч. (резонансные, гетеродинные и др.) с осн. относит. погрешностью до 0,0005%.

Цифровые Ч. осн. на подсчёте числа периодов сигнала, частота к-рого измеряется за строго определённый

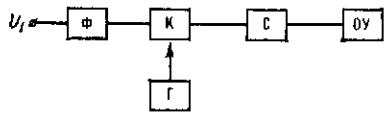


Рис. 2. Блок-схема цифрового частотомера.

промежуток времени (рис. 2). Формирователь импульсов (Ф) преобразует периодически изменяющийся сигнал в последовательность импульсов, период к-рых совпадает с периодом исследуемого сигнала U_f. Ключ (К) пропускает импульсы от формирователя на счётчик (С) за промежуток времени, заданный генератором (Г). Результаты подсчёта числа импульсов выдаются отсчётным устройством (ОУ). Цифровые Ч. охватывают диапазон измерений от 10^{-1} Гц до 500 МГц с осн. относительной погрешностью до 10^{-7}%.

● Электрические измерения, под ред. А. В. Фремке и Е. М. Душина, 5 изд., Л., 1980; Мирский Г. Я., Радиоэлектронные измерения, 3 изд., М., 1975; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977; Осипов К. Д., Пасынков В. В., Справочник по радиоизмерительным приборам, ч. 2, М., 1960.

В. П. Кузнецов.

ЧЕРЕНКО́ВА — ВАВИ́ЛОВА ИЗЛУЧЕ́НИЕ (Черенкова — Вавилова эффект), излучение света электрически заряженной ч-цей, возникающее при её движении в среде с пост. скоростью v, превышающей фазовую скорость света в этой среде (скорость распространения световых волн). Обнаружено в 1934 при исследовании П. А. Черенковым γ-люминесценции р-ров как слабое голубое свечение жидкостей под действием γ-лучей. Эксперименты Черенкова, предпринятые по инициативе С. И. Вавилова, выявили характерные особенности излучения: 1) свечение наблюдается у всех чистых прозрачных жидкостей, причём его яркость мало зависит от их хим. состава; 2) излучение имеет поляризацию с преим. ориентацией вектора напряжённости электрич. поля вдоль направления первичного пучка; 3) в отличие от *люминесценции*, не наблюдается ни температурного, ни примесного тушения. На основании этих данных Вавилов сделал основополагающее утверждение, что обнаруженное явление — не люминесценция, свет же излучают движущиеся в жидкости быстрые эл-ны, образующиеся при облучении в-ва. Ч.— В. и. характерно не только для жидкостей, но и для тв. тел и газов. Свечение, вызываемое γ-излучением, неск-рые учёные наблюдали и раньше (напр., франц. учёный М. Л. Малле, в 1926—1929 получивший фотографии его спектра). Однако оставалось непонятным то, что наблюдаемое излучение — новое, ещё не изучавшееся явление; не было установлено и наиб. характерное его св-во, обнаруженное Черенковым в 1936,— направленность под острым углом к скорости ч-цы.

Механизм Ч.— В. и. был выяснен в работе И. Е. Тамма и И. М. Франка (1937), содержавшей и количеств. теорию, основанную на ур-ниях классич. электродинамики. К тем же результатам привело и квант. рассмотрение (В. Л. Гинзбург, 1940).

Условие возникновения Ч.— В. и. и его направленность могут быть по-

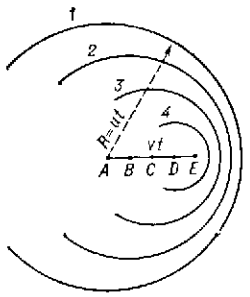


Рис. 1. Движение заряж. ч-цы в среде со скоростью $v<u$. Сферы *1*, *2*, *3*, *4* — положение парциальных волн, испущенных ч-цей из точек *A*, *B*, *C*, *D*, соответственно.

яснены с помощью Гюйгенса принципа. Каждую точку (*A*, *B*, *C*, *D* на рис. 1 и 2) траектории заряж. ч-цы следует считать источником волны, возникающей в момент прохождения через неё ч-цы. В оптически изотропной среде такие парциальные волны будут сферическими, распространяющимися со скоростью $u=c/n$, где n — показатель преломления среды. Допустим, что ч-ца, двигаясь равномерно и прямолинейно со скоростью v, в момент наблюдения находилась в точке E. За время t до этого она проходила через точку A ($AE=vt$). Волна, испущенная из A, к моменту наблюдения представится сферой радиуса $R=ut$; на рис. 1 и 2 ей соответствует окружность *1*, а волнам, испущенным из *B*, *C*, *D*,— окружности *2*, *3*, *4*. По принципу Гюйгенса в результате интерференции парциальные волны гасят друг друга всюду за исключением их общей огибающей, к-рой соответствует волн. поверхность света, распространяющегося в среде.

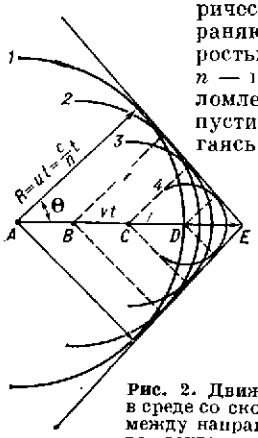


Рис. 2. Движение заряж. ч-цы в среде со скоростью $v>u$. Угол между направлениями волнового вектора возникающего излучения и скоростью ч-цы равен θ.

Пусть $v<u$ (рис. 1), тогда световые волны будут обгонять ч-цу на тем большее расстояние, чем раньше они испущены. Общей огибающей парциальные волны при этом не имеют — все окружности *1*, *2*, *3*, *4* лежат одна внутри другой; следовательно, электрич. заряд при равномерном и прямолинейном движении со скоростью $v<u$ свет не излучает.

Если же ч-ца движется быстрее, чем распространяются световые волны, т. е. при

$$v > u = c/n, \text{ или } \beta n > 1 \qquad (1)$$

(где $\beta = v/c$), то соответствующие волнам сферы пересекаются (рис. 2), их общая огибающая (волновая поверхность) представляет собой конус с вершиной в точке E, совпадающей с мгновенным положением ч-цы, а нормали к образующим конуса определяют волн. векторы, т. е. направления распространения света. Угол θ, к-рый составляет волн. вектор с направлением движения ч-цы (см. рис. 2), удовлетворяет отношению:

$$\cos\theta = u/v = c/nv = 1/\beta n. \qquad (2)$$

Такой же метод рассмотрения можно провести и для оптически анизотропной среды (в частности, для прозрачных кристаллов), в к-рой парциальные волны не явл. сферами. В этом случае обыкновенному и необыкновенному лучам будут соответствовать разные конусы и излучение будет возникать под разными углами θ к направлению распространения ч-цы, согласно соотношению (2). Условие (1) для оптически анизотропных сред формулируется неск. иначе. Во всех случаях осн. ф-лы теории хорошо согласуются с опытом.

Расчёт показывает, что в оптически изотропной среде ч-ца с зарядом e, прошедшая расстояние в 1 см со скоростью $v > u$, излучает энергию:

$$\mathcal{E} = \frac{e^2}{c^2}\int\limits_{\beta n(\omega)>1} \omega\left[1-\frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right]d\omega \qquad (3)$$

($\omega = 2\pi c/\lambda$ — круговая частота света, λ — дл. волны излучаемого света в вакууме). Подынтегральное выражение отражает распределение энергии в спектре Ч.— В. и.

В жидкостях и тв. в-вах условие (1) начинает выполняться для эл-нов уже при энергиях $\sim 10^5$ эВ, для протонов, масса к-рых в ~2000 раз больше электронной,— при энергиях $\sim 10^8$ эВ. На основе Ч.— В. и. разработаны широко применяемые эксперим. методы для регистрации ч-ц высоких энергий, измерения их скорости. Приборы, применяемые для этой цели, наз. черенковскими счётчиками. Эти методы

позволяют также рассчитывать массу ч-ц (это, напр., было использовано при открытии антипротона).

Ч.— В. и. может наблюдаться в чистом виде только в идеальных случаях, когда заряж. ч-ца движется с пост. скоростью в радиаторе неогранич. длины. В тонком радиаторе, удовлетворяющем условию (1), Ч.— В. и. неотделимо от *переходного излучения*, возникающего при пересечении ч-цей границы раздела 2 сред с разными коэфф. преломления.

В 1940 Э. Ферми обобщил теорию Ч.— В. и., приняв во внимание, что реальная среда обладает способностью поглощать свет по крайней мере в нек-рых областях спектра. Полученные им результаты внесли существ. уточнения в теорию ионизац. потерь заряж. ч-цами (эффект поляризации среды).

Ч.— В. и. явл. примером оптики «сверхсветовых» скоростей и имеет принципиальное значение. Ч.— В. и. экспериментально и теоретически изучено не только в оптически изотропных средах, но и в кристаллах, теоретически рассмотрено излучение электрич. и магн. диполей и мультиполей. Ожидаемые св-ва излучения движущегося магн. заряда были использованы для поисков *магнитного монополя*. Рассмотрено излучение ч-цы в канале внутри среды (напр., излучение пучка ч-ц внутри волновода) и др. Новые особенности приобретает Доплера эффект в среде: появляются т. н. аномальный и сложный *Доплера эффекты*. Можно полагать, что всякая система ч-ц, способная взаимодействовать с эл.-магн. полем, будет излучать свет за счёт своей кинетич. энергии, если её скорость превышает фазовую скорость света.

Теор. представления, лежащие в основе Ч.— В. и., тесно связаны с др. явлениями, имеющими важное значение в совр. физике (волны Маха в акустике, вопросы устойчивости движения ч-ц в плазме и генерации в ней волн, нек-рые проблемы теории ускорителей, а также генерация и усиление эл.-магн. волн).

● Черенков П. А., Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ-радиации, «Доклады АН СССР», 1934, т. 2, в. 8, с. 451—57; Вавилов С. И., О возможных причинах синего γ-свечения жидкостей, там же, с. 457—61; Тамм И. Е., Франк И. М., Когерентное излучение быстрого электрона в среде, там же, 1937, т. 14, в. 3, с. 107—112; Черенков П. А., Тамм И. Е., Франк И. М., Нобелевские лекции, М., 1960; Джелли Дж., Черенковское излучение и его применения, пер. с англ., М., 1960; Зрелов В. П., Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий, т. 1—2, М., 1968.

И. М. Франк.

ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЧЁТЧИК, детектор для регистрации заряж. ч-ц, в к-ром используется *Черенкова — Вавилова излучение*. При движении заряж. ч-цы в среде со скоростью v, превышающей фазовую скорость света c/n в данной среде (n — показатель преломления среды), ч-ца излучает в направлении, составляющем угол ϑ с её траекторией. Угол ϑ связан со скоростью ч-цы v и показателем преломления среды n соотношением:

$$\cos\vartheta = c/vn = 1/\beta n,\ \beta = v/c. \quad (1)$$

Интенсивность W черенковского излучения на 1 см пути заряж. ч-цы в интервале длин волн от λ_1 до λ_2 выражается соотношением:

$$W(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{2\pi Z^2}{137}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\sin^2\vartheta. \quad (2)$$

Здесь Z — заряд ч-цы (в ед. элементарного электрич. заряда). В Ч. с. свет излучается только ч-цами, скорости к-рых $v \geqslant c/n$ ($\beta \geqslant 1/n$), причём излучение происходит одновременно с прохождением ч-цы под углом ϑ к её траектории. С ростом v (надпороговой) растут угол ϑ и интенсивность излучения. Для предельных скоростей, близких к скорости света $1-\beta \leqslant 1$, угол ϑ достигает предельного значения:

$$\vartheta_{макс} = \arccos(1/n). \quad (3)$$

Осн. элементы Ч. с.: радиатор (в-во, в к-ром $v > c/n$), оптич. система, фокусирующая свет, и один или неск. *фотоэлектронных умножителей* (ФЭУ), преобразующих световой сигнал в электрический (см. рис.). Радиаторы изготавливают из тв., жидких и газообразных в-в. Они должны быть прозрачны к черенковскому излучению и иметь низкий уровень сцинтилляций, создающих фоновые сигналы. Для регистрации ч-ц, обладающих сравнительно небольшой скоростью, используются органич. стекло ($n=1{,}5$), свинцовое стекло ($n=1{,}5$) и вода ($n=1{,}33$).

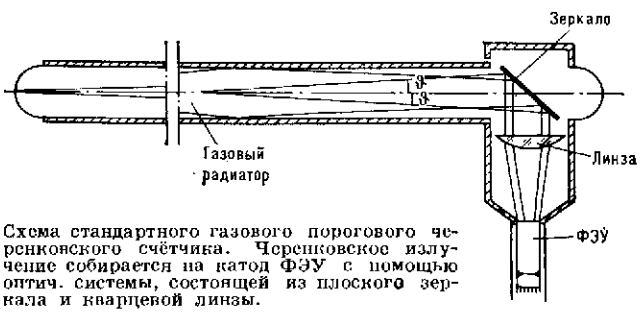


Схема стандартного газового порогового черенковского счётчика. Черенковское излучение собирается на катод ФЭУ с помощью оптич. системы, состоящей из плоского зеркала и кварцевой линзы.

Ч. с. широко применяются в экспериментах на ускорителях заряж. ч-ц. С ростом энергии ускорителей и, следовательно, с ростом энергии ч-ц особенно широкое применение получили газовые Ч. с., к-рые могут выделять ч-цы ультрарелятивистских скоростей, для к-рых $(1-\beta) \ll 1$. Угол ϑ в газе очень мал (n близко к 1), мала и интенсивность излучения на ед. пути заряж. ч-цы. Чтобы получить вспышку света, достаточную для регистрации, приходится увеличивать длину газовых Ч. с. до 10 м и более. Газовые Ч. с. позволяют плавно менять n изменением давления газа.

Существуют Ч. с. 3 типов: пороговые, дифференциальные и счётчики полного поглощения. Осн. хар-ками Ч. с. являются эффективность регистрации и разрешающая способность по скорости ч-ц, т. е. способность счётчика разделять две ч-цы, движущиеся с близкими скоростями. Пороговый Ч. с. должен регистрировать все ч-цы со скоростями, большими некрой (пороговой). Дифф. Ч. с. регистрируют ч-цы, движущиеся в интервале скоростей от v_1 до v_2. В традиц. дифф. Ч. с. это достигается выделением оптич. системой света, излучаемого в интервале соответствующих углов от ϑ_1 до ϑ_2. Линза или сферич. зеркало, помещённое на пути черенковского излучения, фокусирует свет, излучённый под углом ϑ, в кольцо с радиусом $R = f\vartheta$, где f — фокусное расстояние линзы или зеркала. Если в фокусе системы поместить щелевую кольцевую диафрагму, а за диафрагмой один или неск. ФЭУ, то в такой системе свет будет зарегистрирован только для ч-ц, излучающих свет в определённом интервале углов, т. е. имеющих скорости, лежащие в заданном диапазоне. В дифф. Ч. с. с прецизионной оптич. системой можно выделить ч-цы, к-рые по величине β отличаются всего на 10^{-6} от др. ч-ц. Такие Ч. с. требуют особого контроля давления газа и формирования параллельного пучка ч-ц.

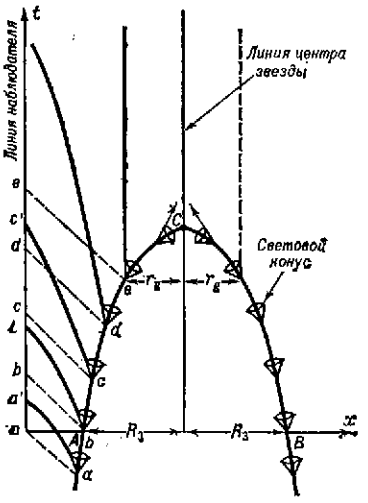
Ч. с. полного поглощения предназначены для регистрации и спектрометрии электронов и γ-квантов. В отличие от рассмотренных Ч. с., в к-рых частица теряла в радиаторе ничтожно малую долю энергии, Ч. с. полного поглощения содержит блок радиаторов большой толщины, в котором электрон или γ-квант образует электронно-фотонную лавину и теряет всю (или бо́льшую часть) энергию. Как правило, радиаторы в этом случае изготавливают из стекла с большим содержанием Pb; при толщине 40 см в нём может практически полностью тормозиться электрон с энергией до 10 ГэВ. Кол-во света, излучаемого в Ч. с. полного поглощения, пропорционально энергии первичного электрона или γ-кванта. Разрешающая способность Ч. с. полного поглощения (по энергии) зависит от энергии $\mathcal{E}$ ч-цы и для самых чувствительных ФЭУ может быть выражена ф-лой: $\Delta\mathcal{E} = (8-12)\%\sqrt{\mathcal{E}}$, где $\mathcal{E}$ — энергия электрона в ГэВ.

● Джелли Дж., Черенковское излучение и его применения, пер. с англ., М., 1960; Зрелов В. П., Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий, т. 1—2, М., 1968.

В. С. Кафтанов.

ЧЁРНАЯ ДЫРА, космич. объект, возникающий в результате сжатия те-

ла гравитац. силами до размеров, меньших его *гравитационного радиуса* $r_g = 2GM/c^2$ (где M — масса тела, G — гравитац. постоянная, c — численное значение скорости света). Предсказание о существовании во Вселенной Ч. д. сделано на основе общей теории относительности (ОТО). Согласно ОТО, с приближением размера небесного тела к r_g сила тяготения стремится к бесконечности. Однако противодействующие сжатию силы упругости даже при очень высокой плотности в-ва в малом объёме, характеризуемом r_g, остаются конечными. Поэтому в-во тела, достигшего размеров гравитац. радиуса, должно неудержимо сжиматься к центру (испытывать релятивистский *гравитационный коллапс*). Один возможный путь образования Ч. д. указывает теория эволюции звёзд. Ч. д. может стать звезда, в недрах к-рой угасли термоядерные источники энергии. В таких звёздах с массой $M > M_{\text{критич.}} = 1{,}5\text{—}3\ M_\odot$ силы внутр. давления уже не могут противостоять силам гравитации. В-во звезды устремляется к центру и практически за время свободного падения достигает гравитац. радиуса и наступает гравитац. «самозамыкание» звезды. Осн. св-во звезды, поверхность к-рой достигла сферы с радиусом r_g (сферы Шварцшильда), состоит в том, что никакие сигналы (свет, ч-цы), испускаемые в пределах сферы Шварцшильда, не могут выйти наружу и достигнуть внеш. наблюдателя (рис.). Границу области, за к-рую не выходит свет, наз. г о р и з о н т о м Ч. д. Сохраняющиеся у Ч. д. внеш. проявления связаны с существованием у неё гравитац. поля, момента вращения и электрич. заряда, если сколлапсировавшая звезда была заряжена. На больших расстояниях гравитац. поле Ч. д. не отличается от полей обычных звёзд, и движение др. тел, взаимодействующих с Ч. д., подчиняется законам механики Ньютона. Вблизи Ч. д. характер гравитац. поля определяется ОТО. Рядом особенностей обладает гравитац. поле вращающейся Ч. д. (поле Керра). У вращающейся Ч. д. вне горизонта существует особая область — э р г о с ф е р а. В-во, попадающее в эргосферу, неизбежно начинает вращаться вокруг Ч. д. Наличие эргосферы может привести к потере чёрной дырой энергии вращения. Это возможно, напр., в случае, когда нек-рое тело, влетев в эргосферу, распадается на две части, причём одна из них продолжает падение на Ч. д., а другая вылетает из эргосферы по направлению вращения. Энергия вылетающей части может при определ. условиях превышать первонач. энергию всего тела.



Пространственно-временной график гравитац. коллапса звезды и образования чёрной дыры в системе отсчёта удалённого наблюдателя: t — время, x — одна из пространств. осей, $AB = 2\ R_3$ — диаметр звезды в один из моментов времени. AC и BC — линии движения поверхности звезды. Действие тяготения приводит к тому, что к наблюдателю сигнала из точек a, b, c, d, e,... приходят не через равные промежутки $ab = bc = cd = de = \ldots$, а с запаздыванием ($aa'$, bb', cc' и т. д.). С момента e, когда радиус звезды становится равным её гравитац. радиусу r_g, свет перестаёт выходить из-под сферы Шварцшильда. Наблюдатель видит звезду «застывшей» на стадии de.

Таким способом Ч. д. может терять энергию и при образовании в её эргосфере пары ч-ц (ч-цы и антич-цы), если одна из ч-ц поглощается Ч. д., а др. вылетает из эргосферы наружу. Ч. д. может терять энергию вращения не только с вылетающими из эргосферы ч-цами, но и в процессах т. н. сверхизлучательного рассеяния внеш. эл.-магн. и гравитац. излучений. Подсчитано, что энергия рассеянной эл.-магн. волны может увеличиться за счёт энергии вращения Ч. д. на 4,4%, а энергия рассеянной гравитац. волны — на 138%. Энергетич. потери Ч. д., связанные с уменьшением её вращат. момента, могут составить 29% от её полной энергии, т. е. 0,29 Mc^2. Указанные выше процессы происходят только около вращающихся Ч. д. Но даже в отсутствии вращения наличие горизонта ведёт к квантовомеханич. процессу рождения ч-ц и антич-ц вблизи Ч. д. за счёт энергии её гравитац. поля. В результате Ч. д. должна излучать, причём как абс. чёрное тело с темп-рой $T_э = 10^{26}/M$ (в кельвинах). Этот механизм излучения Ч. д. был рассмотрен англ. физиком С. Хоукингом в 1974. Интенсивность чернотельного излучения Ч. д. низка, т. к. $T_э$ мала (для Ч. д. массой $M = 3M_\odot$ $T_э \sim 10^{-7}$К). За счёт излучения Ч. д. большой массы уменьшается очень медленно. Но с уменьшением M темпра Ч. д. повышается, процесс её «испарения» ускоряется, завершаясь своеобразным взрывом и, возможно, полным исчезновением. Кроме Ч. д., возникающих в процессе эволюции звёзд, теория рассматривает Ч. д., образовавшиеся на ранних (горячих и сверхплотных) стадиях развития Вселенной. Эти п е р в и ч н ы е Ч. д. с массой, меньшей 10^{15} г, к нашему времени должны были испариться, а существенно более массивные — остаться практически неизменными.

Поиски Ч. д. как первичных, так и звёздного происхождения — важнейшая проблема совр. астрономии. Наиболее вероятно обнаружение Ч. д. в тесных двойных звёздных системах, в к-рых один компонент — Ч. д., а другой — звезда-гигант, в-во к-рой перетекает к Ч. д. Вблизи Ч. д. из перетекающего в-ва образуется вращающийся газовый диск. Трение между слоями диска, движущимися с разл. скоростями, приводит к значит. разогреву в-ва (до десятков млн. град) и появлению рентг. теплового излучения. Неск. источников космич. рентг. излучения имеют, по-видимому, подобное строение. В одном из них — источнике Лебедь X-1 — масса звёзд-компонентов составляет примерно 25 $M_\odot$ и 10 $M_\odot$ (соответственно для оптически наблюдаемой звезды-сверхгиганта и для невидимой звезды — источника рентг. излучения). Компактная звезда с массой $\sim 10\ M_\odot$ не может быть нейтронной звездой. Поэтому предполагают, что в этой системе астрономы впервые открыли кандидата в Ч. д. Предполагается также, что в активных ядрах галактик и в *квазарах* могут находиться сверхмассивные Ч. д. ($M \sim 10^6\text{—}10^8\ M_\odot$), наблюдаемая активность этих объектов возможно обусловлена аккрецией на Ч. д. окружающего газа.

● З е л ь д о в и ч Я. Б., Н о в и к о в И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Ш к л о в с к и й И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 2 изд., М., 1977; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976; Ф р о л о в В. П., Черные дыры и квантовые процессы в них, «УФН», 1976, т. 118, в. 3; П е н р о у з Р., «Черные дыры», пер. с англ., «УФН», 1973, т. 109, в. 2.

ЧЁРНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, тепловое излучение *абсолютно чёрного тела*. Явл. *равновесным излучением*. Не зависит от природы излучающего в-ва и определяется его темп-рой. Св-ва Ч. и. подчиняются *Планка закону излучения*, *Стефана — Больцмана закону излучения* и др. законам *теплового излучения*.

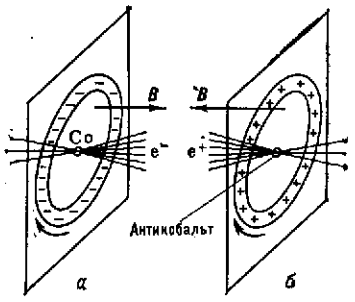
ЧЁРНОЕ ТЕ́ЛО, то же, что *абсолютно чёрное тело*.

ЧЁТНОСТЬ, квантовомеханич. хар-ка состояния микрочастицы (молекулы, атома, ат. ядра, элем. ч-цы), отображающая св-ва симметрии волн. ф-ции этой ч-цы относительно зерк. отражений (*пространственной инверсии*). В процессах, обусловленных сильным и эл.-магн. вз-ствиями, имеет место закон сохранения Ч.: физ. система, обладавшая в нач. состояния зерк. симметрией определ. типа, сохраняет эту симметрию во все последующие моменты времени. Сохранение Ч. приводит к ряду *от-*

бора правил для эл.-магн. излучения атомов и ат. ядер, для яд. реакций и реакций взаимопревращений элем. ч-ц.

Закон сохранения Ч. можно проиллюстрировать на примере излучающей антенны, у к-рой геом. форма и распределение токов в каждый момент времени обладают зерк. симметрией. Согласно закону сохранения Ч., такой же симметрией будет обладать диаграмма направленности излучения антенны.

В *слабом взаимодействии*, обусловливающем, в частности, *бета-распад* ядер, закон сохранения Ч. нарушается. Возможность такого нарушения была предсказана в 1956 кит. физиками Ли Цзундао и Янг Чженьнином и подтверждена экспериментально в 1957 Ву Цзяньсюн с сотрудниками (США) в β-распаде ядер, а также Л. Ледерманом с сотрудниками (США) в распаде мюона. Ю. Г. Абов, В. М. Лобашёв и др. обнаружили слабое несохранение Ч. при нуклон-нуклонном вз-ствии. Имеются эксперим. указания на слабое несохранение Ч. в эл.-магн. излучении атомов.



На рис. *а* изображена схема опыта Ву. Образец, содержащий радиоакт. изотоп ^{60}Co, помещён в магн. поле кругового тока (B — магн. индукция). Это поле ориентирует магн. моменты ядер кобальта вдоль B (установка помещена в криостат при темп-ре ок. 1 К). Маленькой стрелкой указано направление скоростей эл-нов внутри проводника с током. Как и в примере с антенной, вся система зеркально симметрична относительно плоскости, в к-рой течёт круговой ток. При выполнении закона сохранения Ч. интенсивность излучения эл-нов β-распада должна быть одинаковой по обе стороны этой плоскости. В эксперименте же наблюдалась резкая асимметрия: по одну сторону плоскости испускалось на 40% больше эл-нов, чем по другую. Т. о., из опыта Ву следует, что изучаемая система не обладает зерк. симметрией.

Ещё в 1952 амер. физик Э. Вигнер с сотрудниками отметили возможность того, что при зерк. отражении эл-ны переходят в положительно заряж. ч-цы той же массы — позитроны и вообще все ч-цы переходят в соответствующие античастицы. Зерк. отражение, сопровождающееся заменой всех ч-ц системы на античастицы, было названо Л. Д. Ландау *комбинированной инверсией*. Симметрия законов природы относительно комбинированной инверсии приводит для *истинно нейтральных частиц* и систем к закону сохранения комбинированной чётности. При замене закона сохранения Ч. на закон сохранения комбинированной Ч. схема опыта Ву перестаёт быть зеркально симметричной, т. к. зерк. отображением этого опыта (рис., б) будет позитронный β-распад ядра антикобальта (состоящего из антипротонов и антинейтронов) в магн. поле кругового тока позитронов антивещества проводника. (Поскольку заряд позитрона положителен, при том же направлении носителей заряда проводника знак тока изменится, что приведёт к изменению знака B.)

Сильное нарушение закона сохранения Ч. установлено для всех процессов слабого вз-ствия.

В квант. теории Ч. явл. физ. величиной, характеризующей основные и возбуждённые состояния микрочастиц. При соблюдении закона сохранения Ч. последняя может иметь только два значения: +1 и —1. Под влиянием слабого вз-ствия к состоянию с данной Ч. добавляется малая примесь состояния с противоположной Ч. В атомах и в ат. ядрах эта примесь не превышает 10^{-6}—10^{-7} (однако в ядрах могут быть спец. причины усиления эффектов несохранения чётности на неск. порядков). Поэтому каждая ч-ца с хорошей точностью обладает определённой внутренней чётностью P, равной либо +1, либо —1. Ч-цы с P=+1 наз. чётными, а с P=—1 — нечётными. Напр., π^0-мезон нечётен. Внутр. Ч. ч-ц с полуцелым спином — фермионов неопределённы, но они противоположны Ч. соответствующих античастиц. Это обусловливает, напр., отрицат. внутр. Ч. мезонов, составленных из *кварка* и антикварка с нулевым орбит. моментом (π, K, ρ, ω, φ и т. д.). Для ч-ц с целым спином (бозонов) Ч. ч-цы и античастицы одинакова. Ч. системы из ч-ц с орбит. моментами $\hbar l_1, \ldots, \hbar l_n$ равна

$$P_1 \ldots P_n (-1)^{l_1 + \ldots + l_n},$$

где $P_1, \ldots, P_n$ — внутр. Ч. ч-ц системы, $l_1, \ldots, l_n$ — неотрицат. целые числа.

У квантов эл.-магн. поля (фотонов) не существует ни внутр. Ч., ни орбит. момента. Ч. фотона определяется его мультипольностью (см. *Мультиполь*). Ч. электрического 2^l-поля равна $(-1)^l$, а Ч. магнитного 2^l-поля равна $(-1)^{l+1}$. Поэтому Ч. физ. микросистемы сохраняется при испускании или поглощении электрич. мультипольного фотона с чётным l или магн. мультипольного фотона с нечётным l, а в остальных случаях меняется на противоположную. Это приводит к правилам отбора по Ч. для эл.-магнитного излучения молекул, атомов и ядер.

● Ли Цзун-дао, Янг Чженьнин, Вопрос о сохранении четности в слабых взаимодействиях, в кн.: Новые свойства симметрии элементарных частиц, пер. с англ., М., 1957; Ву Цзянь-сюн [и др.], Экспериментальная проверка сохранения четности при β-распаде, там же, с. 69; Абов Ю. Г. [и др.], Repeated experiment to observe the weak nucleon—nucleon interaction, «Physics Letters», 1968, v. 27B, № 1, p. 16; Лобашов В. М., Эксперименты по обнаружению несохранения четности в ядерных силах, «Вестник АН СССР», 1969, № 2; Ву Ц., Нарушение сохранения четности, в кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., в. 4, М., 1969, гл. 24Г, § 20—21; Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика, 2 изд., М., 1980 (Общий курс физики); Барков Л. М., Золоторев М. С., Хриплович И. Б., Наблюдение несохранения чётности в атомах, «УФН», 1980, т. 132, в. 3.

Ю. М. Широков.

ЧЁТНОСТЬ УРОВНЯ, *чётность* состояния физ. системы (чётность волн. ф-ции), соответствующего данному уровню энергии. Такая хар-ка уровней возможна для системы ч-ц, между к-рыми действуют эл.-магн. или яд. силы, сохраняющие чётность. При учёте *слабого взаимодействия* к состоянию с данной чётностью добавляется незначит. примесь состояния с противоположной чётностью (в атомах и ат. ядрах относит. величина такой примеси обычно невелика: $\sim 10^{-6}$—10^{-7}). Если уровень энергии вырожден так, что ему принадлежат волн. ф-ции с разной чётностью (как, напр., для возбуждённых уровней атома водорода), то возможны состояния, описываемые суперпозицией таких волн. ф-ций, т. е. вырожд. уровень может не обладать определ. чётностью (даже если действующие в системе силы сохраняют чётность). *С. С. Герштейн.*

ЧИСЛА ЗАПОЛНЕНИЯ в квантовой механике и квантовой статистике, числа, указывающие степень заполнения квант. состояний ч-цами квантовомеханич. системы многих *тождественных частиц*. Для систем ч-ц с полуцелым спином (*фермионов*) Ч. з. могут принимать лишь два значения: 0 для свободных состояний и 1 для занятых, для систем ч-ц с целым спином (*бозонов*) — любые целые числа: 0, 1, 2, . . . Сумма всех Ч. з. должна быть равна числу ч-ц системы. С помощью Ч. з. можно описывать и числа элем. возбуждений (*квазичастиц*) квантованных полей; в этом случае их сумма не фиксирована. Средние по статистически равновесному состоянию Ч. з. идеальных квант. газов определяются ф-циями распределения Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна (см. *Ферми — Дирака статистика*, *Бозе — Эйнштейна статистика*). Понятие Ч. з. лежит в основе метода *вторичного квантования*, к-рый наз. также представлением Ч. з.

Д. Н. Зубарев.

ЧИСТОЕ СОСТОЯНИЕ, состояние квантовомеханич. системы, к-рое ха-

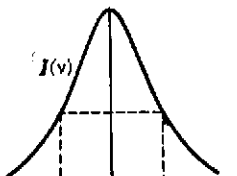
рактеризуется заданием полного набора возможных значений динамич. переменных, определяющих состояние системы. Ч. с. описывается *волновой функцией* от этих переменных и явл. одним из осн. понятий квант. механики. Суперпозиция волн. ф-ций (т. е. их сумма с произвольными комплексными коэфф.) также описывает Ч. с. системы. Обычно Ч. с. называют просто квантовомеханическим состоянием, хотя в квант. механике есть более общий случай — *смешанное состояние*.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ измерительного прибора, свойство измерит. прибора, выражаемое отношением линейного (Δl) или углового ($\Delta\alpha$) перемещения указателя по шкале прибора (сигнала на выходе прибора) к вызвавшему его изменению Δx измеряемой величины x. Различают абс. Ч. измерит. прибора $S=\Delta l/\Delta x$ или $\Delta\alpha/\Delta x$, где Δx выражено в единицах измеряемой величины, и относит. Ч. $S_0=\frac{\Delta l}{\Delta x/x}$ или $\frac{\Delta\alpha}{\Delta x/x}$. *К. П. Широков.*

Ш Щ

«ШАРМ», то же, что *«очарование»*.

ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ, интервал частот ν (или длин волн $\lambda=c/\nu$), характеризующий спектр. линии в *спектрах оптических* атомов, молекул и др. квант. систем. Каждому излучательному *квантовому переходу* между дискр. уровнями энергии $\mathcal{E}_k$ и $\mathcal{E}_i$ соответствует нек-рый интервал $\Delta\nu_{ki}$ частот, близких к частоте перехода $\nu_{ki}=(\mathcal{E}_k-\mathcal{E}_i)/h=(\mathcal{E}_k-\mathcal{E}_i)/2\pi\hbar$. Значение $\Delta\nu_{ki}$ определяет Ш. с. л.— степень немонохроматичности данной спектр. линии. Контур спектр. линии $I(\nu)$ (зависимость интенсивности испускания или поглощения от частоты) обычно имеет максимум при частоте перехода ν_{ki} или



Симметричный контур спектр. линии. Частоте ν_{ki} соответствует макс. интенсивность $I(\nu)_{ki}$ испускания; $\Delta\nu_{ki}$ — ширина спектр. линии.

вблизи неё (рис.); за Ш. с. л. принимают разность частот, к-рым соответствует уменьшение интенсивности по сравнению с максимальной вдвое (её наз. иногда полушириной спектр. линии).

Ш. с. л. $\Delta\nu_{ki}$ без учёта *Доплера эффекта* определяется суммой *ширин уровней* энергии $\mathcal{E}_k$ и $\mathcal{E}_i$:

$$\Delta\nu_{ki}=(\Delta\mathcal{E}_k-\Delta\mathcal{E}_i)/h\approx(1/\tau_k+1/\tau_i)/2\pi,$$

т. е. $\Delta\nu_{ki}$ тем больше, чем меньше времена жизни τ_k и τ_i квант. системы на уровнях k и i. Радиационная (естественная) Ш. с. л. $(\Delta\nu_{ki})_{рад}=(A_k+A_i)/2\pi$ (где A_k и A_i — полные вероятности спонтанных переходов с уровней $\mathcal{E}_k$ и $\mathcal{E}_i$ на все нижележащие уровни), она очень мала и обычно Ш. с. л. для атомов и молекул определяется в осн. уширением их уровней энергии при вз-ствии с окружающими ч-цами (в газе и *плазме*— при столкновениях), а также уширением спектр. линий вследствие эффекта Доплера. В зависимости от типа уширения получается симметричный или асимметричный контур спектр. линий (на рисунке показан симметричный, т. н. дисперсионный, контур, характерный для радиац. уширения).

● Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977.

М. А. Ельяшевич.

ШИРИНА УРОВНЯ, неопределённость энергии квантономеханич. системы (атома, молекулы и др.), обладающей дискр. уровнями энергии $\mathcal{E}_k$ в состоянии, к-рое не явл. строго стационарным. Ш. у. ($\Delta\mathcal{E}_k$), характеризующая размытие уровня энергии, его уширение, зависит от ср. длительности пребывания системы в данном состоянии — времени жизни на уровне (τ_k) и, согласно *неопределённостей соотношению* для энергии и времени, равна: $\Delta\mathcal{E}_k\approx\hbar/\tau_k$. Для строго стационарного состояния системы $\tau_k=\infty$ и $\Delta\mathcal{E}_k=0$. Время жизни τ_k, а следовательно, и Ш. у. обусловлены возможностью *квантовых переходов* системы в состояния с другими энергиями. Для свободной системы (напр., для изолированного атома) спонтанные излучат. переходы с уровня $\mathcal{E}_k$ на нижележащие уровни $\mathcal{E}_i$ ($\mathcal{E}_i<\mathcal{E}_k$) определяют радиационную, или естественную, Ш. у.: $(\Delta\mathcal{E})_{рад}\approx\hbar A_k$, где $A_k=\sum_i A_{ki}$ — полная вероятность спонтанного испускания с уровня $\mathcal{E}_k$, A_{ki} — *Эйнштейна коэффициенты* для спонтанного испускания. Уширение уровня может быть вызвано также спонтанными безызлучат. переходами, напр. для радиоакт. ат. ядра *альфа-распадом*. Ширина ат. уровня очень мала по сравнению с энергией уровня. В др. случаях (напр., для возбуждённых ядер, вероятность квант. переходов к-рых обусловлена испусканием нейтронов и очень велика) Ш. у. может стать сравнимой с расстоянием между уровнями. Любые вз-ствия, увеличивающие вероятность перехода системы в др. состояния, приводят к дополнительному уширению уровней. Примером может служить уширение уровней атома (иона) в *плазме* в результате его столкновения с ионами и электронами. В общем случае полная Ш. у. пропорц. сумме вероятностей всех возможных переходов с этого уровня — спонтанных и вызванных разл. вз-ствиями.

Ш. у. определяет ширину спектр. линий.

● См. лит. при ст. *Ширина спектральных линий.*

М. А. Ельяшевич.

ШКАЛА ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА, часть отсчётного устройства прибора, представляющая собой совокупность отметок (точек, штрихов, расположенных в определ. последовательности) и проставленных у нек-рых из них чисел отсчёта или др. символов, соответствующих ряду последоват. значений измеряемой величины. Параметры шкалы — её пределы, цена деления (разность значений величины, соответствующих двум соседним отметкам) и др.— определяются пределами измерений прибора, *чувствительностью* прибора и требуемой точностью отсчёта. В зависимости от конструкции отсчётного устройства отметки шкалы могут располагаться по окружности, дуге или прямой линии, а сама шкала — быть равномерной, квадратичной, логарифмической и т. д. Осн. отметки шкалы, соответствующие числам отсчёта, наносятся более длинными (или толстыми) линиями. Показания отсчитываются невооружённым глазом при расстоянии между делениями до 0,7 мм, при меньших — при помощи лупы или микроскопа. Для оценивания долей делений шкалы применяют дополнит. шкалы — нониусы. Ш. и. п. стандартизованы ГОСТом 5365—73. *К. П. Широков.*

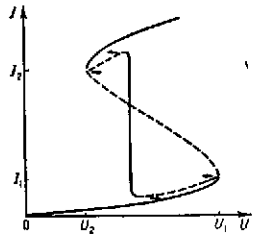
ШКАЛА ФИЗИЧЕСКОЙ ВЕЛИЧИНЫ, принятая по соглашению последовательность значений, присваиваемых физ. величине по мере её возрастания (или убывания). Обычно эта последовательность определяется принятым методом измерений величины. Примеры: *температурные шкалы*, шкалы твёрдости по Роквеллу, Виккерсу, Бринеллю. *К. П. Широков.*

ШЛИРЕН-МЕТОД, то же, что *теневой метод*.

ШМИДТА ЧИСЛО [по имени австрийского учёного В. М. Шмидта (W. M. Schmidt)], один из *подобия критериев* движений жидкостей или газов, в к-рых существенны процессы внутр. трения и диффузии. Ш. ч.— диффуз. аналог *Прандтля числа* — представ-

ляет собой отношение коэфф. кинематич. вязкости ν жидкости или газа к коэфф. диффузии D. Ш. ч. $Sc=\nu/D$ характеризует относительную роль мол. процессов переноса кол-ва движения и переноса массы примеси диффузией. В совершенных (подчиняющихся Клапейрона уравнению) газах $Sc=1$, т. к. $\nu=D$. В реальных газах Ш. ч. может отличаться от единицы. Ш. ч. часто наз. диффуз. числом Прандтля и обозначают Pr_D.

ШНУРОВА́НИЕ ТО́КА, возникновение в диэлектриках и ПП в сильных электрич. полях токовой нити (шнура) с радиусом R, меньшим поперечного размера образца. Плотность тока в шнуре больше, чем в окружающем объёме. Несмотря на то что сечение токового шнура обычно во много раз меньше площади сечения образца, может оказаться, что практически весь ток протекает в шнуре. Ш. т. возникает, если вольт-амперная характеристика (ВАХ) проводника настолько сильно отклоняется от закона Ома, что принимает S-образную форму (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Такая ВАХ характерна для веществ, удельная электропроводность которых быстро растёт с увеличением темп-ры (из-за увеличения концентрации носителей заряда или их подвижности): нагревание за счёт джоулева тепла приводит к увеличению проводимости и аномальному росту тока. Состояния с однородным по сечению распределением плотности тока j неустойчивы на падающем участке S-образной хар-ки, когда заданный (сопротивлением нагрузки) ток I больше I_1, но меньше I_2 (рис.). В этом интервале токов устойчивым является состояние с токовым шнуром. Толщина l переходного слоя от области высокой плотности тока в шнуре к окружающей его области с низкой плотностью тока определяется теплопроводностью, диффузией носителей заряда и т. п. При больших I, когда $R \gg l$, с ростом тока лишь увеличивается R, напряжение же U не меняется (рис.) и равно т. н. напряжению поддержания пробоя. При этом характеристика — вертикальная прямая. Её наличие является характерным признаком Ш. т.



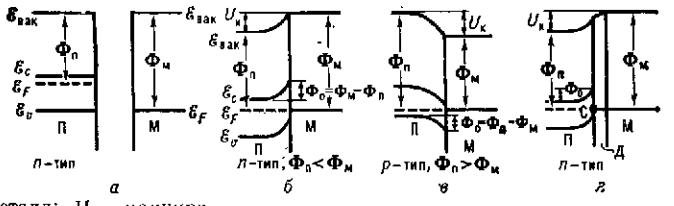
Зависимость тока I от напряжения U при шнуровании тока. Сплошные кривые — устойчивые участки ВАХ: нижний и верхний соответствуют однородному распределению плотности тока, средний — образованию токового шнура; пунктир — неустойчивые участки; стрелками показаны скачки напряжения, сопровождающие возникновение и исчезновение шнура при увеличении и уменьшении тока в проводнике (когда его сопротивление меньше сопротивления нагрузки в электрич. цепи).

Ш. т. сопровождает пробой *полупроводников* и *диэлектриков*. При очень больших j в шнуре джоулев нагрев в нём приводит к разрушению материала проводника.

● Волков А. Ф., Коган Ш. М., Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью, «УФН», 1968, т. 96, в. 4, с. 633.

Ш. М. Коган.

ШО́ТКИ БАРЬЁР, *потенциальный барьер*, образующийся в приконтактном слое ПП, граничащем с металлом; исследован нем. учёным В. Шотки (W. Schottky; 1939). Для возникновения Ш. б. необходимо, чтобы *работы выхода* эл-нов из металла $\Phi_м$ и полупроводника $\Phi_п$ были разными. При контакте ПП n-типа с металлом, имеющим $\Phi_м > \Phi_п$, металл заряжается отрицательно, а ПП — положительно, т. к. эл-нам легче перейти из ПП в металл, чем обратно (при контакте ПП p-типа с металлом, обладающим $\Phi_м < \Phi_п$, металл заряжается положительно, а ПП — отрицательно). Возникающая при установлении равновесия между металлом и ПП *контактная разность потенциалов* равна: $U_к = (\Phi_м - \Phi_п)/e$ (e — заряд эл-на). Из-за большой электропроводности металла электрич. поле в него не проникает, и разность потенциалов $U_к$ создаётся в приповерхностном слое ПП. Направление электрич. поля в этом слое таково, что энергия осн. носителей заряда в нём больше, чем в толще ПП. Это означает, что в ПП n-типа энергетич. зоны в приконтактной области изгибаются вверх, а в ПП p-типа — вниз (рис.). В результате в ПП вблизи контакта с металлом, при $\Phi_м > \Phi_п$ для ПП n-типа или при $\Phi_м < \Phi_п$ для ПП p-типа, возникает Ш. б. высотой Φ_0.



Энергетич. схема контакта металл — ПП: *а* — ПП n-типа и металл до сближения; *б* и *в* — идеальный контакт металла с ПП n- и p-типов; *г* — реальный контакт металла с ПП n-типа; M — металл; П — полупроводник; Д — диэлектрич. прослойка; С — поверхностные электронные состояния; $\mathcal{E}_V$, $\mathcal{E}_C$, $\mathcal{E}_{вак}$ — уровни энергии эл-на у потолка валентной зоны, у дна зоны проводимости и в вакууме; $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми; $\Phi_п$ — работа выхода ПП, $\Phi_м$ — металла; $U_к$ — разность потенциалов при поверхностном слое ПП.

В реальных структурах металл — ПП это соотношение не выполняется, т. к. на поверхности ПП или в тонкой диэлектрич. прослойке, часто возникающей между металлом и ПП, обычно есть локальные электронные состояния; находящиеся в них эл-ны экранируют влияние металла так, что внутр. поле в ПП определяется этими поверхностными состояниями и высота Ш. б. зависит от $\Phi_м$ менее резко, чем это следует из приведённых выше ф-л. Как правило, наибольшей высотой обладают Ш. б., получа́емые нанесением на ПП n-типа плёнки Au. На высоту Ш. б. оказывает также влияние сила «электрического изображения» (см. *Шотки эффект*).

Ш. б. обладает выпрямляющими св-вами. Ток через Ш. б. при наложении внеш. электрич. поля создаётся почти целиком осн. носителями заряда. Величина тока определяется скоростью прихода носителей из объёма к поверхности или, в случае ПП с высокой подвижностью носителей, током *термоэлектронной эмиссии*. Контакты металл — ПП с Ш. б. используются в СВЧ детекторах и смесителях, транзисторах, фотодиодах и в др. приборах.

● Стриха В. И., Бузанева Е. В., Радзиевский И. А., Полупроводниковые приборы с барьером Шотки, М., 1974; Стриха В. И., Теоретические основы работы контакта металл — полупроводник, К., 1974; Милнс А., Фойхт Д., Гетеропереходы и переходы металл — полупроводник, пер. с англ., М., 1975.

Т. М. Лифшиц.

ШО́ТКИ ЭФФЕ́КТ, уменьшение *работы выхода* эл-нов из тв. тел под действием внешнего ускоряющего их электрич. поля. Ш. э. проявляется в росте тока *термоэлектронной эмиссии* в режиме насыщения, в уменьшении энергии *поверхностной ионизации* и в сдвиге порога *фотоэлектронной эмиссии* в сторону больших длин волн.

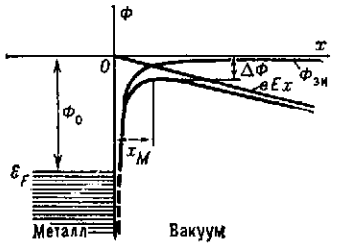
Ш. э. возникает в электрич. полях E, достаточно больших для рассасывания пространств. заряда у поверхности эмиттера ($E \sim 10$—100 В·см$^{-1}$), и существен до полей $E \sim 10^6$ В·см$^{-1}$, после чего начинает преобладать просачивание эл-нов сквозь потенц. барьер, образующийся на границе тела (*автоэлектронная эмиссия*). Теория Ш. э. для металлов создана нем. учёным В. Шотки (1914). Для объяснения Ш. э. достаточно рассмотреть силы, действующие на эл-н вблизи поверхности металла, начиная с расстояний $x > a$ (a — межат. расстояние), когда можно отвлечься от ат. структуры поверхности. Из-за большой электропроводности металла его поверхность эквипотенциальна, силовые линии электрич. поля перпендикулярны ей. Поэтому эл-н с зарядом $-e$, находящийся на расстоянии x от поверхности, взаимодействует с ней так, как если бы он индуцировал в металле на глубине x своё «электрич. изображение», т. е. заряд $+e$. Сила их притяжения $F = e^2/16\pi\varepsilon_0 x^2$, где ε_0 — *электрическая постоянная*. Энергия эл-на в поле этой силы

$$\Phi_{эи} = -e^2/16\pi\varepsilon_0 x. \quad (1)$$

Внеш. электрич. поле E уменьшает эту энергию на величину eEx. Ход потенц. энергии эл-на вблизи поверхности принимает вид (рис.):

$$\Phi = (-e^2/16\pi\varepsilon_0 x - eEx), \quad (2)$$

и потенц. порог на границе металла превращается в потенц. барьер с вершиной при $x = x_м = (e/16\pi\varepsilon_0 E)^{1/2}$. При $E \leqslant 5\cdot10^6$ В·см$^{-1}$ $x_м \geqslant 8$ Å ($a \sim 3$ Å).



Ход потенц. энергии эл-на вблизи границы металл — вакуум при отсутствии внеш. поля ($\Phi_{эи}$) и при наличии электрич. поля E, ускоряющего эл-ны (Φ): $\Delta\Phi$ — уменьшение потенц. барьера под действием поля; x — расстояние до поверхности металла; $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми металла (штриховкой показаны заполненные электронные состояния в металле); Φ_0 — работа выхода металла при отсутствии внеш. поля; $x_м$ — расстояние от вершины потенц. барьера до поверхности металла при наличии внеш. поля.

Уменьшение работы выхода за счёт действия электрич. поля равно: $\Delta\Phi = e(eE/4\pi\varepsilon_0)^{1/2}$. В результате Ш. э. термоэлектронный ток j в режиме насыщения возрастает по закону: $j = j_0 \exp(e^3E/4\pi\varepsilon_0 k^2T^2)^{1/2}$, а частотный порог фотоэмиссии $\hbar\omega_0$ сдвигается на величину $\Delta(\hbar\omega_0) = \Delta\Phi$.

В случае, когда эмитирующая поверхность неоднородна и на ней имеются «пятна» с разл. работой выхода, над её поверхностью возникает электрич. поле пятен. Это поле тормозит эл-ны, вылетающие из участков катода с меньшей, чем у соседних, работой выхода. Внеш. электрич. поле складывается с полем пятен и, возрастая, устраняет тормозящее действие последнего. Вследствие этого эмиссионный ток из неоднородного эмиттера растёт при увеличении E быстрее, чем в случае однородного эмиттера (аномальный Ш. э.).

Влияние электрич. поля на эмиссию эл-нов из *полупроводников* более сложно. Электрич. поле проникает в них на большую глубину (от сотен до десятков тысяч ат. слоёв). Поэтому заряд, индуцированный эмитированным эл-ном, расположен не на поверхности, а в слое толщиной порядка *дебаевского радиуса экранирования* $r_э$. Для $x > r_э$ применима ф-ла (1), но лишь для полей во много раз меньших, чем у металлов ($E \leqslant 10^2$—10^4 В·см).

Кроме того, поле, проникая в ПП, вызывает в нём перераспределение зарядов, что приводит к дополнит. уменьшению работы выхода. Обычно, однако, на поверхности ПП имеются электронные *поверхностные состояния*. При достаточной их плотности ($\sim10^{13}$ см$^{-2}$) находящиеся в них эл-пы экранируют внеш. поле. В этом случае, если заполнение и опустошение поверхностных состояний под действием поля вылетающего эл-на происходит достаточно быстро, то Ш. э. такой же, как и в металлах. Ш. э. рассматривается и при протекании тока через контакт металл —ПП (см. *Шотки барьер*).

● Schottky W., «Physikalische Zeitschrift», 1914, Bd 15, S. 872; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Ненакаливаемые катоды, М., 1974.

Т. М. Лифшиц, А. Я. Шульман.

ШПО́ЛЬСКОГО ЭФФЕ́КТ, возникновение квазилинейчатых спектров сложных органич. соединений в специально подобранных растворителях при низких темп-рах. Впервые это явление наблюдали в 1952 Э. В. Шпольский и его сотрудники Л. А. Климова и А. А. Ильина. Растворитель должен быть химически нейтральным по отношению к внедрённым молекулам, не взаимодействовать с ними и быть оптически прозрачным в области поглощения и испускания внедрённых молекул (такими св-вами обладает, напр., жидкий н-парафин). Исследуемое в-во растворяют в нём в малых концентрациях (10^{-5}—10^{-7} г/см^3), затем р-р охлаждают до темп-ры ниже точки кристаллизации растворителя (в случае н-парафина — до —196°С или ниже). В этих условиях исследуемые молекулы изолированы друг от друга и жёстко закреплены в растворителе. Вследствие этого их электронно-колебат. спектры испускания и поглощения (см. *Молекулярные спектры*) состоят не из широких полос, как в обычных условиях, а из серий узких спектральных линий, напоминают ат. спектры (их называют квазилинейчатыми спектрами) и обладают ярко выраженной индивидуальностью.

Квазилинейчатые спектры имеют хорошо развитую колебат. структуру, что позволяет определять частоты колебаний молекул не только в основном, но и в возбуждённых состояниях. С их помощью исследуют структуру индивидуальных сложных органич. соединений, физ. и хим. св-ва свободных сложных органич. радикалов; процессы фотохимии органич. соединений; жизненно важные соединения (хлорофилл и его аналоги — порфирины); канцерогенные соединения; индивидуальные органич. соединения земной коры с целью изучения образования в ней углеводородов и разработки новых методов поиска нефти и др. полезных ископаемых. Спектр. анализ смесей на основе Ш. э. позволяет определять одновременно неск. индивидуальных соединений в смеси и обладает абсолютной чувствительностью до 10^{-11} г. *Л. Ф. Уткина.*

ШРЁДИНГЕРА УРАВНЕ́НИЕ, основное динамич. ур-ние нерелятив. квант. механики; предложено австр. физиком Э. Шрёдингером (E. Schrödinger) в 1926. В квант. механике Ш. у. играет такую же фундам. роль, как ур-ния движения Ньютона в классич. механике и *Максвелла уравнения* в классич. теории электромагнетизма. Ш. у. описывает изменение во времени состояния квант. объектов, характеризуемого волновой функцией. Если известна волн. ф-ция ψ в нач. момент времени, то, решая Ш. у., можно найти ψ в любой последующий момент времени t.

Для ч-цы массы m, движущейся под действием силы, порождаемой потенциалом $V(x, y, z, t)$, Ш. у. имеет вид:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V(x, y, z, t)\psi, \quad (1)$$

где $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ — т. н. оператор Лапласа (x, y, z — координаты). Это ур-ние наз. в р е м е н н ы м Ш. у.

Если V не зависит от времени, то решения Ш. у. можно представить в виде:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-(i/\hbar)\mathcal{E}t}\psi(x, y, z), \quad (2)$$

где $\mathcal{E}$ — полная энергия квант. системы, а $\psi(x, y, z)$ удовлетворяет с т а ц и о н а р н о м у Ш. у:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V(x, y, z)\psi = \mathcal{E}\psi. \quad (3)$$

Для квант. систем, движение к-рых происходит в огранич. области пр-ва, решения Ш. у. существуют только для нек-рых дискр. значений энергии: $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \ldots, \mathcal{E}_n, \ldots$; члены этого ряда (в общем случае бесконечного) нумеруются набором целых квант. чисел n. Каждому значению $\mathcal{E}_n$ соответствует волн. ф-ция $\psi_n(x, y, z)$, и знание полного набора этих ф-ций позволяет вычислить все измеримые хар-ки квант. системы.

Ш. у. явл. матем. выражением фундам. св-ва микрочастиц — корпускулярно-волнового дуализма, согласно к-рому все существующие в природе ч-цы материи наделены также волн. св-вами. Ш. у. удовлетворяет *соответствия принципу* и в предельном случае, когда длины волн де Бройля значительно меньше размеров, характерных для рассматриваемого движения, позволяет описать движение ч-ц по законам классич. механики. Переход от Ш. у. к ур-ниям классич. механики, описывающей движения ч-ц по траекториям, подобен переходу от волн. оптики к геометрической. Аналогия между классич. механикой и геом. оптикой, к-рая явл. предельным случаем волновой, сыграла важную роль в установлении Ш. у.

С матем. точки зрения Ш. у. есть волн. ур-ние и по своей структуре

подобно ур-нию, описывающему колебания нагруж. струны. Однако, в отличие от решений ур-ния колебаний струны, к-рые дают геом. форму струны в данный момент времени, решения $\psi(x, y, z, t)$ Ш. у. прямого физ. смысла не имеют. Смысл имеет квадрат волн. ф-ции, а именно величина $\rho_n(x, y, z, t)=|\psi_n(x, y, z, t)|^2$, равная вероятности нахождения ч-цы (системы) в момент t в квант. состоянии n в точке пр-ва с координатами x, y, z. Эта вероятностная интерпретация волн. ф-ции — один из осн. постулатов квант. механики.

● Шредингер Э., Новые пути в физике. Статьи и речи, М., 1971. См. также лит. при ст. *Квантовая механика*.

Л. И. Пономарёв.

ШТА́РКА ЭФФЕ́КТ, расщепление спектр. линий атомов, молекул и др. квант. систем в электрич. поле. Открыт в 1913 нем. физиком Й. Штарком (J. Stark), явл. результатом сдвига и расщепления на подуровни *уровней энергии* под действием электрич. поля E (штарковское расщепление, штарковские подуровни; термин «Ш. э.» относят также к сдвигу и расщеплению уровней энергии).

Ш. э. получил объяснение на основе квант. механики. Атом (или др. квант. система), находясь в состоянии с определ. энергией $\mathcal{E}$, приобретает во внеш. поле E дополнит. энергию $\Delta\mathcal{E}$ вследствие поляризуемости его электронной оболочки и возникновения индуцированного *дипольного момента*. Уровень энергии, к-рому соответствует одно возможное состояние атома (невырожденный уровень), в поле E характеризуется энергией $\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E}$, т. е. смещается. Разл. состояния вырожденного уровня энергии могут приобретать разные дополнит. энергии $\Delta\mathcal{E}_\alpha$ ($\alpha=1, 2, \ldots, g$, где g — степень вырождения уровня; см. *Атом*). В результате вырожденный уровень расщепляется на штарковские подуровни, число к-рых равно числу разл. значений $\Delta\mathcal{E}_\alpha$. Так, уровень энергии атома с заданным значением момента кол-ва движения $M=\hbar\sqrt{J(J+1)}$ (где $J=0, 1, 2, \ldots$ — квантовое число полного момента кол-ва движения) расщепляется на подуровни, характеризуемые разными значениями магн. квант. числа m_J, к-рое определяет величину проекции M на направление E. Значениям $-m_J$ и $+m_J$ соответствует одинаковая дополнит. энергия $\Delta\mathcal{E}$, поэтому штарковские подуровни (кроме подуровня с $m=0$) дважды вырождены (в отличие от *Зеемана эффекта*, для к-рого все подуровни не вырождены).

Различают линейный Ш. э. ($\Delta\mathcal{E}$ пропорц. E; рис. 1) и квадратичный Ш. э. ($\Delta\mathcal{E}$ пропорц. E^2; рис. 2). В первом случае получается симметричная относительно первичной линии картина расщепления, во втором — несимметричная. Линейный Ш. э. характерен для атомов H в не слишком сильных полях и составляет

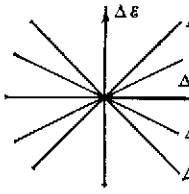


Рис. 1. Зависимость величины расщепления уровня энергии $\Delta\mathcal{E}$ от напряжённости электрич. поля E при линейном эффекте Штарка (расщепление уровня энергии атома H, определяемого гл. квант. числом $n=3$, на 5 подуровней).

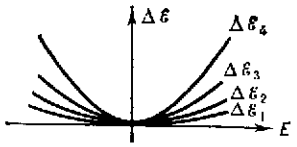


Рис. 2. Зависимость величины расщепления уровней энергии $\Delta\mathcal{E}$ от напряжённости электрич. поля E при квадратичном эффекте Штарка.

тысячные доли эВ для $E\sim10^4$ В/см. Уровень энергии атома H с заданным значением гл. квант. числа n симметрично расщепляется на $2n-1$ равноотстоящих подуровней (рис. 3). Компоненты штарковского расщепления поляризованы. При наблюдении в направлении, перпендикулярном направлению E, появляются продольно поляризованные π-компоненты и поперечно поляризованные σ-компоненты. При наблюдении вдоль E π-компоненты не появляются, а на месте

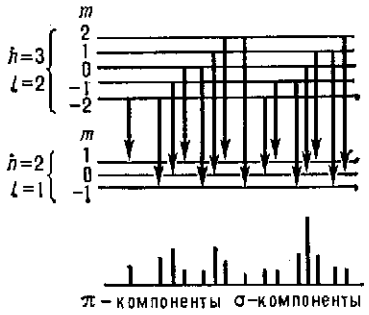


Рис. 3. Расщепление линии H_α водорода в поле E. Различно поляризованные компоненты (линии π и σ) возникают при определ. комбинациях подуровней.

σ-компонент возникают неполяризованные компоненты. Интенсивности разных компонент различны. Линейный Ш. э. наблюдается также для водородоподобных атомов и для сильно возбуждённых уровней др. атомов. Иногда Ш. э. приводит к появлению запрещённых линий.

Для многоэлектронных атомов типичен квадратичный Ш. э. Величина его невелика — в полях $\sim10^5$ В/см расщепление $\sim10^{-4}$ эВ. Для достаточно симметричных молекул, обладающих постоянным дипольным моментом, характерен линейный Ш. э., в др. случаях обычно наблюдается квадратичный Ш. э.

Важный случай Ш. э.— расщепление электронных уровней энергии иона в крист. решётке под действием внутрикрист. поля, к-рое может достигать сотых долей эВ. Это поле учитывается в спектроскопии кристаллов и в квант. электронике.

Ш. э. наблюдается и в перем. электрич. поле, причём изменение положения штарковских подуровней может быть использовано для изменения частоты квант. перехода в квант. устройствах (штарковская модуляция; см., напр., *Микроволновая спектроскопия*). Влияние быстропеременного электрич. поля на уровни энергии атомов (ионов) определяет, в частности, штарковское уширение спектр. линий в плазме, к-рое позволяет оценить концентрацию в ней заряж. ч-ц (напр., в атмосферах звёзд).

М. А. Ельяшевич.

ШТЕ́РНА — ГЕ́РЛАХА ОПЫТ показал, что проекция *магнитного момента* атома на направление магн. поля принимает дискр. значения (пространственно квантована). Поставлен в 1922 нем. физиками О. Штерном (O. Stern) и В. Герлахом (W. Gerlach) с целью проверки теор. ф-лы пространств. квантования проекции μ_z магн. момента атома μ_0 на направление z внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$: $\mu_z=-\mu_0 m$, где $m=0, \pm1, \pm2, \ldots$

В первых опытах исследовалось прохождение атомов Ag в сильно неоднородном вдоль z магн. поле (рис.). В таком поле атомы, обладающие магн. моментом, должны отклоняться от направления их первонач.

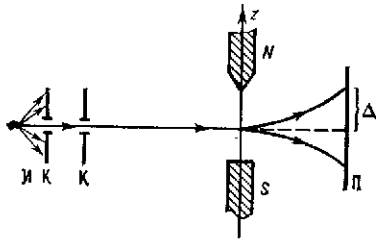


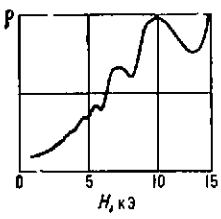
Схема опыта Штерна—Герлаха: И — источник атомов; К — щели, формирующие пучок; N, S — полюса пост. магнита, создающего неоднородное магн. поле; П — пластинка, на к-рую оседают атомы; Δ — величина отклонения пучка от первонач. направления. Опыт производится в вакууме.

распространения. В Ш.— Г. о. ат. пучок расщеплялся на две компоненты, симметрично расположенные относительно первонач. направления. Это означает, что атомы Ag обладают магн. моментом μ_0, проекция к-рого μ_z в поле $\boldsymbol{H}$ принимает два значения: $\mu_z=\pm\mu_0$, что согласуется с теор. ф-лой ($m=\pm1$).

В опыте использовались атомы Ag в осн. состоянии, во внеш. электронной оболочке к-рого находится лишь один эл-н. Это означает, что магн. момент атома может быть связан только с существованием собств. магн. момента эл-на. Ш.— Г. о. и другие, более ранние эксперименты привели Дж. Ю. Уленбека и С. Гаудсмита (1925, Нидерланды) к гипотезе су-

ществования у эл-на собств. механич. момента — *спина*. *А. В. Колпаков.*

ШУБНИКОВА — ДЕ ХААЗА ЭФФЕКТ, осциллирующая зависимость электрич. сопротивления ρ монокрист. проводников от обратного магн. поля H^{-1} (рис.), наблюдаемая при низких темп-рах. Открыт Л. В. Шубниковым и голл. физиком В. де Хаазом (W. de Haas) в 1930 в монокристаллах Bi. Период осцилляций Δ зависит от ориентации поля $\boldsymbol{H}$ относительно кристаллографич. осей: $\Delta = \frac{|e|2\pi\hbar}{cS_{extr}(\varepsilon_F)}$. Здесь e — заряд эл-на, $S_{extr}(\varepsilon_F)$ — экстремальная по проекции квазиимпульса на магн. поле площадь сечения *Ферми поверхности*. С ростом темп-ры амплитуда осцилляций экспоненциально убывает. Для наблюдения эффекта необходимо, чтобы выполнялись условия: $e\hbar/m^*c > kT$ и $eH/m^*c > \tau$ (m^* — *эффективная масса*, τ — время релаксации эл-нов). Ш.— де Х. э.— результат квантования движения эл-нов в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$.



Ш.— де Х. э. используется для определения формы Ферми поверхности, а также эфф. массы эл-нов проводимости в ПП.

● См. лит. при ст. *Твёрдое тело*, *Металлы*. *М. И. Каганов.*

ШУМ, беспорядочные колебания разл. физ. природы, отличающиеся сложностью временной и спектр. структуры. Под акустич. Ш. понимают разного рода нежелат. помехи восприятию речи, музыки и т. д. Источниками акустич. слышимого и неслышимого Ш. могут быть любые колебания в тв., жидких и газообразных средах; осн. источники — разл. двигатели и механизмы.

Ш. играет существ. роль и во мн. областях науки и техники: оптике, радиотехнике, радиолокации, радиоастрономии, теории информации, вычислит. технике, медицине и др. Радиоэлектронные Ш.— случайные колебания токов и напряжений в радиоэлектронных устройствах, возникающие в результате неравномерной эмиссии эл-нов в электровакуумных приборах (напр., дробовой шум), неравномерности процессов генерации и рекомбинации носителей тока в ПП приборах, теплового движения носителей тока в проводниках (тепловой шум, см. *Флуктуации электрические*), теплового излучения Земли и земной атмосферы, а также планет, Солнца, межзвёздной среды и т. д. (шумы космоса). Ш. ограничивает чувствительность радиоприёмной аппаратуры.

Ш., независимо от физ. природы, отличается от периодич. колебаний случайным изменением мгновенных значений величин, характеризующих данный процесс. Часто Ш. представляет собой смесь случайных и периодич. колебаний. Для описания Ш. и их источников применяют разл. матем. модели в соответствии с их временной, спектр. и пространств. структурой. Для количеств. оценки Ш. пользуются усреднёнными параметрами, определяемыми на основании статистич. законов, учитывающих структуру Ш. в источнике и св-ва среды, в к-рой он распространяется.

Ш. подразделяются на статистически стационарные и нестационарные. Стационарный Ш. характеризуется постоянством ср. параметров: интенсивности (мощности), распределения интенсивности по спектру (спектр. плотность), автокорреляционной функции (среднее по времени от произведения мгновенных значений двух Ш., сдвинутых друг относительно друга на время задержки). Практически наблюдаемый Ш., возникающий в результате действия мн. отд. независимых источников (напр., Ш. толпы людей, моря, производств. станков, Ш. на выходе радиоприёмника и др.), явл. квазистационарным. Ш. с медленно меняющимися параметрами или длящийся короткие промежутки времени (меньше, чем время усреднения в измерит. устройствах) явл. нестационарным. К таким Ш. относят, напр., уличный шум проходящего транспорта, отд. стуки в производств. условиях, модулированный Ш. в радиоустройствах.

Исследование акустич. Ш. преследует разнообразные цели: изучение источников Ш. для уменьшения их вредного воздействия на человека и на разл. системы; изыскание способов и средств наилучшего (оптимального) обнаружения, приёма и измерения параметров слабых сигналов в присутствии Ш.; повышение точности измерений в аналоговых и цифровых устройствах обработки информации и др. Для измерения хар-к Ш. применяются шумомеры, частотные анализаторы, корреломеры и др.

В ряде случаев Ш. используются как источник информации. Напр., в военно-мор. технике по Ш., создаваемому на ходу подводными лодками и надводными кораблями, их обнаруживают и пеленгуют; в радиоастрономии по Ш. в определ. диапазонах частот исследуют радиоизлучение звёзд и др. косм. образований. Шумоподобные сигналы применяются в радио- и акустич. технике для разл. измерений. В *речи* встречаются согласные, к-рые по своим свойствам явл. шумовыми.

Качеств. особенности ощущения при восприятии акустич. Ш. органами слуха и организмом в целом зависят от его интенсивности (см. *Громкость звука*) и спектр. состава. Для предотвращения вредного действия акустич. Ш. на организм человека предпринимают ряд организац., техн. и медицинских мер, устраняют или ослабляют причины, порождающие Ш. на месте его образования, предотвращают его распространение от источников Ш. и др. Кроме вредного воздействия Ш. на человека, известно благотворное, успокаивающее влияние на него акустич. Ш., напр. Ш. мор. прибоя, Ш. леса.

● Борьба с шумом, под ред. Е. Я. Юдина, М., 1964; Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974; Бендат Дж., Основы теории случайных шумов и ее применения, пер. с англ., М., 1965; Шум и вибрация, под ред. Н. И. Карповой, Л., 1970; Ширман Я. Д., Манжос В. Н., Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех, М., 1981. *С. Г. Гершман.*

ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА, эффективная величина, служащая мерой мощности шумов в радиоприёмных устройствах. Ш. т. $T_ш$ равна темп-ре абсолютно чёрного тела или согласованного сопротивления, при к-рой мощность его *теплового шума* равна мощности шумов данного устройства. Отношение $T_ш$ к $T_0 = 300$ К наз. относит. Ш. т. или шумовым числом. Понятием Ш. т. пользуются в радиофизике для оценки уровня шумов электровакуумных и полупроводниковых приборов, предназначенных для усиления и преобразования электрич. сигналов; *антенн*; в радиоастрономии при описании источников косм. радиоизлучения; для определения шумового вклада, вносимого радиоприёмным устройством в полезный сигнал в процессе его обработки. Ш. т. реальных объектов определяется обычно сравнением с эталонными шумовыми генераторами.

● См. лит. при ст. *Флуктуации электрические*. *И. Т. Трофименко.*

ШУМОМЕ́Р, прибор для объективного измерения уровня *громкости звука* (шума). Ш. содержит ненаправленный измерит. микрофон, усилитель, корректирующие фильтры, детектор и стрелочный индикатор. Схема Ш. выбрана так, чтобы его св-ва приближались к св-вам человеческого уха. Чувствительность уха зависит от частоты звука, а вид этой зависимости изменяется с изменением интенсивности измеряемого шума (звука). Поэтому в Ш. имеются три комплекта фильтров, обеспечивающих нужную форму частотной хар-ки на трёх уровнях громкости. Шкала *А* отвечает хар-ке при малой громкости ~40 фон (используется в диапазоне 20—55 фон), *В* — средней громкости ~70 фон (55—85 фон) и *С* — большой громкости (85—140 фон). Хар-ка при большой громкости равномерна в полосе частот 30—8000 Гц. Шкала *А* применяется также для измерения уровня громкости звука, выраженного в децибелах с пометкой *А*, т. е. дБ (*А*), при любой громкости. Величиной уровня громкости звука в дБ (*А*) пользуются при нормировании громкости шума в промышленности, жилых домах и на транспорте. Шкала выходного прибора градуируется в дБ относительно

стандартного звук. давления $2 \cdot 10^{-5}$ Па по одной из трёх шкал: *A*, *B* или *C*.

● Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952; Измерение шума машин и оборудования, М., 1968.

ШУМОПЕЛЕНГА́ТОР, устройство для обнаружения источника звука или шума и определения направления (пеленга) на него; применяются гл. обр. в *гидролокации*. Работают Ш. в области звук., ультразвук. и инфразвук. частот. Ш. подразделяются на стационарные, к-рые устанавливаются на дне океана (моря) на спец. опорных конструкциях или неподвижных (на якоре) буях, и подвижные — на подводных лодках, на нек-рых типах надводных кораблей, в контейнерах, опускаемых в воду с вертолёта, на свободно плавающих (дрейфующих) буях.

Ш. состоит из приёмника звука, компенсатора, фильтра, усилителя и индикатора. Приёмником звука чаще всего явл. акустич. антенна, состоящая из неск. (до сотен штук) гидрофонов, обладающих нужной диаграммой направленности (см. *Направленность акустических излучателей и приёмников*). Компенсатор служит для поворота оси диаграммы направленности антенны на шумящий объект и определения её направления. При использовании вращающейся антенны компенсатор обычно отсутствует. Фильтр Ш. пропускает определ. полосу звук. частот. Выделение низких частот способствует увеличению дальности действия Ш., а высоких — улучшению отношения сигнал/помеха и повышению точности пеленгования. Усилитель увеличивает амплитуду принимаемых сигналов до нужного для индикации уровня. Индикатором может быть телефон, динамик, электронно-лучевой прибор.

Существуют устройства, сопрягаемые с Ш., с помощью к-рых посредством анализа спектра принимаемого акустич. сигнала производится классификация шумящих объектов (подводная лодка, надводный корабль, торпеда и т. п.). Точность пеленгования целей Ш. может достигать долей градуса, а дальность действия — десятков км.

● Тюрин А. М., Сташкевич А. П., Таранов Э. С., Основы гидроакустики, Л., 1966.

С. А. Барченков.

ЩЕЛЕВА́Я АНТЕ́ННА, *антенна* в виде щели в металлическом экране. Как правило, щель прорезается поперёк линий токов, наводимых в сплошном экране электромагнитным полем (или под достаточно большим углом к ним). Это приводит к искажению распределения тока в экране и возникновению на щели перем. напряжения (перем. электрич. поля), благодаря чему и происходит излучение. Последнее может быть найдено как излучение нек-рого фиктивного «магн. тока», текущего по экрану вдоль щели. Поэтому Щ. а. наз. магнитной. Щ. а. используются часто для возбуждения волноводов, объёмных резонаторов, а также в кач-ве первичных облучателей в сложных антеннах.

Э

ЭВАПОРОГРА́ФИЯ (от лат. evaporo — испаряю и греч. gráphō — пишу), метод получения изображений объектов в их собственном (обычно ИК) тепловом излучении. Предложен нем. физиком М. Черни в 1929. Метод Э. основан на испарении летучей жидкости с зачернённой мембраны *3* (рис.) в вакуумной камере *4* (или, наоборот, на конденсации на мембране жидкости из паров, заранее введённых в камеру). Объект *1* проецируют

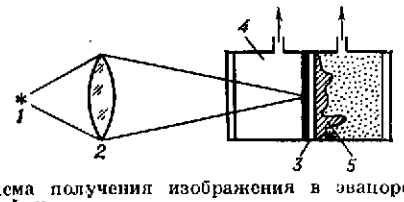


Схема получения изображения в эвапорографии.

объективом *2* на мембрану *3*, а изображение объекта получают в виде жидкостного рельефа *5*, соответствующего различиям испарения (или конденсации) в разных точках мембраны, и либо рассматривают его в интерференц. цветах, либо фотографируют. Область спектра, в к-рой можно использовать Э., зависит от св-в объектива и др. элементов аппаратуры и от выбора зачерняющего покрытия мембраны; на практике удаётся получать изображения в ИК области до длин волн 10 мкм. Э. применяется для наблюдения и фотографирования в темноте, регистрации собственного ИК излучения тел, дистанционного измерения темп-ры и её распределения на поверхности объекта (в т. ч. в медицинской диагностике), визуализации пучков от ИК лазеров и др.

● Фаерман Г. П., Получение изображений в далекой инфракрасной области спектра методом эвапорографии, «Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии», 1963, т. 8, № 2.

А. Л. Картужанский.

ЭЙКОНА́Л (от греч. eikṓn — изображение) в геометрич. оптике, функция, определяющая оптич. длину пути луча света между двумя произвольными точками, одна из к-рых A принадлежит пространству предметов (объектов), другая A′ — пространству изображений (см. *Изображение оптическое*). В зависимости от выбора параметров различают: точечный Э., или Э. Гамильтона (гамильтонова характеристич. функция от координат x, y, z; x', y', z' точек A и A′); угловой Э. Брунса (ф-ция угловых коэфф. μ, ν; μ', ν' луча); более сложный Э. Шварцшильда и ряд др. Применение Э. при расчётах оптич. систем даёт возможность, дифференцируя его по определ. параметрам, найти выражения для нек-рых осн. *аберраций оптических систем*. Ф-ции, наз. Э., широко используются в *электронной и ионной оптике* в рамках общей аналогии, существующей между нею и классич. оптикой, а также при описании процессов рассеяния ч-ц и волн в квант. механике и квант. теории поля (эйкональное приближение), где тоже возникают аналогии с оптикой.

● Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

ЭЙЛЕРА УРАВНЕ́НИЯ, 1) в механике — динамич. и кинематич. ур-ния, используемые в механике при изучении движения тв. тела; даны Л. Эйлером (L. Euler; 1765).

Динамические Э. у. представляют собой дифф. ур-ния движения тв. тела вокруг неподвижной точки и имеют вид:

$$\begin{aligned} I_x\dot{\omega}_x + (I_z - I_y)\,\omega_y\omega_z &= M_x, \\ I_y\dot{\omega}_y + (I_x - I_z)\,\omega_z\omega_x &= M_y, \\ I_z\dot{\omega}_z + (I_y - I_x)\,\omega_x\omega_y &= M_z, \end{aligned} \qquad (1)$$

где I_x, I_y, I_z — моменты инерции тела относительно гл. осей инерции, проведённых из неподвижной точки; ω_x, ω_y, ω_z — проекции мгновенной угл. скорости тела на эти оси; M_x, M_y, M_z — гл. моменты сил, действующих на тело, относительно тех же осей; $\dot{\omega}_x$, $\dot{\omega}_y$, $\dot{\omega}_z$ — производные по времени от ω_x, ω_y, ω_z.

Кинематические Э. у. дают выражения ω_x, ω_y, ω_z через *Эйлеровы углы* φ, ψ, θ и имеют вид:

$$\begin{aligned} \omega_x &= \dot{\psi}\sin\theta\sin\varphi + \dot{\theta}\cos\varphi, \\ \omega_y &= \dot{\psi}\sin\theta\cos\varphi - \dot{\theta}\sin\varphi, \\ \omega_z &= \dot{\varphi} + \dot{\psi}\cos\theta. \end{aligned} \qquad (2)$$

Система ур-ний (1) и (2) позволяет, зная закон движения тела, определить момент действующих на него сил и, наоборот, зная действующие на тело силы, определить закон его движения.

2) В гидродинамике — дифф. ур-ния движения идеальной жидкости в переменных Эйлера. Если давление p, плотность ρ, проекции скоростей ч-ц жидкости u, v, w и проекции действующей объёмной силы X, Y, Z рассматривать как ф-ции координат x, y, z точек пр-ва и времени t (переменные Эйлера), то Э. у. в проекциях на оси прямоугольной декартовой системы координат будут:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x},$$
$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=Y-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y},$$
$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=Z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}.$$

Решение общей задачи гидромеханики в переменных Эйлера сводится к тому, чтобы, зная X, Y, Z, а также начальные и граничные условия, определить u, v, w, p, ρ как функции x, y, z и t. Для этого к Э. у. присоединяют ур-ние неразрывности в переменных Эйлера

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0.$$

В случае баротропной жидкости, у к-рой плотность зависит только от давления, 5-м ур-нием будет ур-ние состояния $\rho=\varphi(p)$ (или $\rho=\text{const}$, когда жидкость несжимаема).

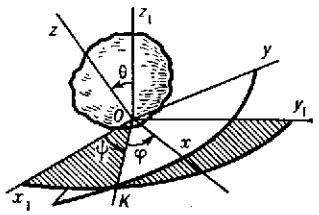
Э. у. пользуются при решении разнообразных задач гидромеханики.

● Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 6 изд., ч. 2, М., 1972, § 14, 16; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978.

С. М. Тарг.

ЭЙЛЕРА ЧИСЛО́ (по имени Л. Эйлера), один из *подобия критериев* движения жидкостей или газов. Характеризует соотношение между силами давления, действующими на элем. объём жидкости или газа, и инерционными силами. Э. ч. $Eu=2(p_2-p_1)/\rho v^2$ (иногда $2p/\rho v^2$), где p_2, p_1 — давления в двух характерных точках потока (или движущегося в нём тела), $\rho v^2/2$ — скоростной напор, ρ — плотность жидкости или газа, v — скорость течения (или скорость тела). Если при течении жидкости имеет место кавитация, то аналогичный критерий наз. числом кавитации $\varkappa=2(p_0-p_н)/\rho v^2$, где p_0 — характерное давление, $p_н$ — давление насыщ. паров жидкости. В сжимаемых газовых потоках Э. ч. в форме $Eu=2p/\rho v^2$ связано с др. критериями подобия — *Маха числом* M и отношением уд. теплоёмкостей среды γ ф-лой $Eu=2/\gamma M^2$, где $\gamma=c_p/c_V$ (c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, c_V — то же при пост. объёме).

ЭЙЛЕРОВЫ УГЛЫ, три угла φ, ψ и θ, определяющие положение тв. тела, имеющего неподвижную точку O (напр., гироскопа), по отношению к неподвижным прямоуг. осям $Ox_1y_1z_1$. Если с телом жёстко связать прямоуг. оси $Oxyz$ (рис.) и обозначить линию пересечения плоскостей Ox_1y_1 и Oxy через OK (линия узлов), то Э. у. будут: угол собственного вращения $\varphi=\angle KOx$ (угол поворота вокруг оси Oz), угол прецессии $\psi=\angle x_1OK$ (угол поворота вокруг оси Oz_1) и угол нутации $\theta=\angle z_1Oz$ (угол поворота вокруг линии узлов OK); положительные направления отсчёта углов показаны на



рисунке дуговыми стрелками. Положение тела будет определяться однозначно, если считать углы φ и ψ изменяющимися от 0 до 2π, а угол θ от 0 до π. Э. у. широко пользуются в динамике тв. тела, в частности в теории гироскопа, и в небесной механике.

ЭЙНШТЕ́ЙН (Э, E), единица энергии, применяемая иногда в фотохимии. Названа в честь А. Эйнштейна (A. Einstein). 1Э — суммарная энергия квантов монохроматич. излучения, число к-рых равно *Авогадро постоянной*. Размер ед. изменяется в зависимости от длины волны света (частоты излучения).

ЭЙНШТЕ́ЙНА ЗАКО́Н ТЯГОТЕ́НИЯ, см. *Тяготение*.

ЭЙНШТЕ́ЙНА КОЭФФИЦИЕ́НТЫ, характеризуют вероятности излучат. *квантовых переходов*. Введены А. Эйнштейном в 1916 при рассмотрении теории испускания и поглощения излучения атомами и молекулами на основе представления о фотонах; при этом им впервые была высказана идея существования вынужденного излучения. Вероятности спонтанного испускания (см. *Спонтанное излучение*), поглощения и вынужденного испускания характеризуются соответственно коэфф. A_{ki}, B_{ik} и B_{ki} (индексы указывают на направление перехода между верхним $\mathcal{E}_k$ и нижним $\mathcal{E}_i$ уровнями энергии). Эйнштейн одновременно дал вывод *Планка закона излучения* путём рассмотрения термодинамич. равновесия в-ва и излучения и получил соотношения между Э. к. (см. *Тепловое излучение*).

● Эйнштейн А., Испускание и поглощение излучения по квантовой теории, в его кн.: Собр. науч. трудов, т. 3, М., 1966, с. 386; К квантовой теории излучения, там же, с. 393.

ЭЙНШТЕ́ЙНА — ДЕ ХА́АЗА ЭФФЕ́КТ, при намагничивании тела вдоль нек-рой оси тело получает относительно этой оси механич. момент, пропорц. приобретённой намагниченности. Эффект экспериментально открыт и теоретически объяснён А. Эйнштейном и голл. физиком В. де Хаазом (1915); см. *Магнитомеханические явления*.

ЭКВИВАЛЕ́НТНОСТИ ПРИ́НЦИП, утверждение, согласно к-рому поле тяготения в небольшой области пр-ва и времени (в к-рой его можно считать однородным и постоянным во времени) по своему проявлению тождественно ускор. системе отсчёта. Э. п. доказан экспериментально с большой точностью. См. *Тяготение*.

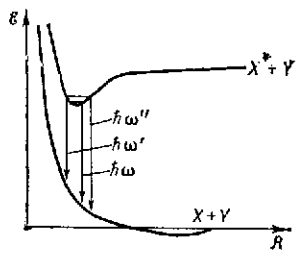
ЭКВИПОТЕНЦИА́ЛЬНАЯ ПОВЕ́РХНОСТЬ, поверхность, все точки к-рой имеют один и тот же *потенциал*. Напр., поверхность проводника в электростатике — Э. п.

ЭКЗОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание эл-нов холодной металлич. поверхностью при механич. воздействии на неё и растрескивании. Открыта нем. физиком И. Крамером в 40-х гг. 20 в. Одно из объяснений Э. э. состоит в том, что энергия, необходимая для вылета экзоэлектрона из металла, освобождается при переходе атома из слабо связанного состояния в более сильно связанное состояние на поверхности. Э. э. используется как показатель радиац. повреждений или радиац. облучения, а также при исследовании развития трещин в тв. телах, особенно в ходе усталости, а также для изучения процессов адсорбции и хим. реакций на поверхностях твёрдых тел.

● Рабинович Э., Экзоэлектроны, пер. с англ., «УФН», 1979, т. 127, в. 1, с. 163.

ЭКСА... (от греч. héx — шесть; означает шестую степень тысячи), приставка к наименованию ед. физ. величины для образования наименования *кратной единицы*, равной 10^{18} от исходной ед. Обозначения: Э или Е. Пример: 1 Эм (эксаметр) $=10^{18}$ м $=10^{15}$ км $=0{,}1$ светового года.

ЭКСИМЕ́РНЫЕ ЛА́ЗЕРЫ, *газовые лазеры*, работающие на переходах между электронными уровнями эксимерных молекул (молекул, существующих только в электронно-возбуждённом состоянии). Нижний уровень лазерного перехода является т. н. «отталкивательным» (невозбуждённые атомы отталкиваются друг от



Зависимость энергии $\mathcal{E}$ эксимерной молекулы от расстояния R между составляющими её атомами X и Y: верх. кривая — для верх. лазерного уровня, нижняя — для ниж. уровня.

друга и не образуют молекулу). Энергия верх. уровня лазерного перехода (один из атомов X^* возбуждён) имеет минимум, соответствующий образованию эксимерной молекулы (рис.). При наличии в газе нек-рого кол-ва

эксимерных молекул, создаваемых накачкой, инверсия населённостей возникает благодаря эфф. опустошению ниж. уровня за счёт разлёта ядер. Быстрое опустошение ниж. уровня обусловливает аномально большую ширину линий усиления Э. л. ($\sim 10^{-2}$—10^{-1} эВ).

В Э. л. используются двухатомные эксимерные молекулы — короткоживущие соединения атомов инертных газов друг с другом, с галогенами или с кислородом (см. табл.). Излучение этих молекул соответствует видимой или УФ областям спектра. Это объясняет интерес к Э. л. как к источникам УФ когерентного излучения. Аномально большая ширина линии усиления открывает возможность перестройки частоты генерации.

ПАРАМЕТРЫ СУЩЕСТВУЮЩИХ ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

Эксимерная молекула	Длина волны λ в центре линии перехода, Å	Ширина линии усиления, Å
Ar_2	1261	80
Kr_2	1467	138
Xe_2	1720	200
ArF	1933	15
KrCl	2220	50
KrF	2484	40
XeBr	2818	10
XeCl	3080	25
XeF	3511	15
XeO	5400	250
KrO	5577	15
ArO	5580	40

Активная среда Э. л. состоит из инертного газа при атмосферном или несколько большем давлении с возможными малыми добавками галогенсодержащих молекул (давление $p \leqslant 10^{-2}$ атм). Эксимерные молекулы образуются в результате протекания след. процессов:

$$R^* + X_2 \longrightarrow RX^* + X, \qquad (1)$$

$$R^* + 2R \longrightarrow R_2^* + R, \qquad (2)$$

где R — атом инертного газа, X_2 — молекула галогена (звёздочка означает электронно-возбуждённое состояние). В силу малых времён жизни активных молекул ($\sim 10^{-8}$ с), малости λ и большой ширины линии усиления для осуществления генерации требуется создать достаточно высокую концентрацию эксимерных молекул. Это достигается за счёт использования мощных импульсных источников возбуждения — мощных электронных пучков или импульсного поперечного разряда, к-рый обычно для обеспечения объёмной однородности предварительно инициируют маломощным электронным пучком или фотоионизирующим УФ излучением.

Наиболее эффективны и хорошо изучены Э. л. на ArF, KrF, XeF. Выходная энергия этих лазеров при возбуждении электронным пучком или электрич. разрядом, инициируемым электронным пучком, достигает неск. сот Дж при кпд 10% и длительности импульса $\sim 10^{-8}$ с. При возбуждении импульсным электрич. разрядом кпд $\sim 1\%$, однако возможность реализации импульсного режима с высокой частотой повторений ($\sim 10^4$ Гц) делает такой способ возбуждения удобным. Ср. мощность генерации импульсных Э. л. с газоразрядным возбуждением достигает неск. десятков Вт. Угл. расходимость излучения при использовании резонатора спец. конструкции достигает дифракц. предела.

Высокая мощность и эффективность Э. л., малость длины волны и возможность её перестройки с помощью параметрич. генераторов света и др. устройств (см. *Нелинейная оптика*) делают их перспективными. Э. л. используются для оптич. накачки *лазеров на красителях*. Они перспективны для селективной лазерной фотохимии и *лазерного разделения изотопов*, а также лазерного термояд. синтеза.

● Елецкий А. В., Эксимерные лазеры, «УФН», 1978, т. 125, в. 2, с. 279; Эксимерные лазеры, под ред. Ч. Роудза, пер. с англ., М., 1981.

А. В. Елецкий.

ЭКСИТО́Н (от лат. excito — возбуждаю), *квазичастица*, соответствующая электронному возбуждению в кристалле диэлектрика или ПП, мигрирующему по кристаллу, но не связанному с переносом электрич. заряда и массы. Представление об Э. введено в 1931 Я. И. Френкелем. В мол. кристаллах (где вз-ствие между отд. молекулами значительно слабее, чем вз-ствие между атомами и эл-нами внутри молекулы) Э.— возбуждение электронной системы отд. молекулы. Благодаря *межмолекулярным взаимодействиям* оно распространяется по кристаллу в виде волны (Э. Френкеля).

Э. Ванье—Мотта представляет собой водородоподобное связанное состояние эл-на проводимости и дырки в полупроводнике. Энергии связи $\mathcal{E}^*$ и эфф. радиусы a^* Э. Ванье — Мотта можно оценить по ф-лам Бора для атома водорода, учитывая, что эффективные массы эл-нов проводимости $m_э^*$ и дырок $m_д^*$ отличаются от массы свободного эл-на m_0 и что кулоновское притяжение эл-на и дырки ослаблено диэлектрич. проницаемостью ε:

$$\mathcal{E}^* = \frac{m^* e^4}{2\varepsilon^2 \hbar^2} \approx \frac{m^*}{m_0 \varepsilon^2} \cdot 13{,}6 \text{ эВ},$$

$$a^* = \frac{\varepsilon \hbar^2}{m^* e^2} \approx \frac{\varepsilon m_0}{m^*} \cdot 5 \cdot 10^{-9} \text{ см},$$

$m^* = \dfrac{m_э m_д}{m_э + m_д}$ — приведённая масса Э., e — заряд эл-на. Учёт сложной зонной структуры и вз-ствия эл-нов и дырок с *фононами* меняет порядок величин $\mathcal{E}^*$ и a^*. Для Ge, Si и ПП типа $A^{III}B^{V}$ и $A^{II}B^{V}$ обычно $m^* \sim 0{,}1\ m_0$, $\varepsilon \sim 10$; при этом $\mathcal{E}^* \sim 10^{-2}$ эВ и $a^* = 10^{-6}$ см. Т. о., энергия связи Э. Ванье — Мотта во много раз меньше, чем энергия связи эл-на с протоном в атоме водорода, а радиусы Э. во много раз больше межат. расстояний в кристалле. Большие значения a^* означают, что в ПП Э.— макроскопич. образование. Эффективная масса, соответствующая движению его (как целого): $M = m_э + m_д$. Для щёлочно-галоидных кристаллов и кристаллов благородных газов $\mathcal{E}^* \sim 1$ эВ, $a^* \sim 10^{-7}$—10^{-8} см; такие Э. занимают промежуточное положение между Э. Френкеля и Э. Ванье — Мотта. Образование Э. сопровождается деформацией элем. ячейки. Время жизни τ Э. невелико: эл-н и дырка рекомбинируют с излучением фотона, обычно за время $\tau \sim 10^{-5}$—10^{-7} с. Кроме того, Э. может погибнуть безызлучательно, напр. при захвате дефектами решётки.

При малых концентрациях Э. ведут себя в кристалле подобно газу. При больших концентрациях становится существенным их вз-ствие и возможно образование связанного состояния двух Э.— экситонной молекулы (биэкситона). При достижении нек-рой критич. концентрации (зависящей от темп-ры) в ПП происходит «сжижение» экситонного газа — образование относительно плотной электронно-дырочной фазы (электронно-дырочных капель), обладающей металлич. св-вами. При этом расстояние между ч-цами порядка радиуса Э. Электронно-дырочные капли обладают высокой плотностью (при малой средней по объёму концентрации Э.), большой подвижностью в неоднородных полях.

Э. состоит из двух *фермионов*, поэтому его можно рассматривать как *бозон*. Это означает, что в принципе возможна бозе-конденсация Э. (либо биэкситонов), приводящая к существованию в кристалле потоков энергии, не затухающих в течение времени жизни Э. Однако это явление пока не наблюдалось.

● Нокс Р., Теория экситонов, М., 1966; Гросс Е., Экситон и его движение в кристаллической решетке, «УФН», 1962, т. 76, в. 3, с. 433; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968.

А. П. Силин.

ЭКСПОЗИЦИЯ (количество освещения, световая экспозиция), поверхностная плотность световой энергии: отношение световой энергии dQ, падающей на элемент поверхности dA, к площади этого элемента. Эквивалентное определение — произведение освещённости E на длительность освещения: $H = dQ/dA = \int E dt$. Э. выражают в лк·с. Понятие Э. удобно применять, если результат воздействия излучения накапливается во времени (напр., в фотографии). В системе *энергетических фотометрических величин* аналогичная величина наз. *энергетической экспозицией*.

Д. Н. Лазарев.

ЭКСТЕНСИ́ВНЫЕ ПАРАМЕ́ТРЫ в термодинамике, параметры (объём, внутр. энергия, энтропия и др.), зна-

чения к-рых пропорц. массе термодинамич. системы или её объёму (т. е. значение Э. п. системы равно сумме его значений для отд. частей системы).

ЭКСТИ́НКЦИИ ПОКАЗА́ТЕЛЬ, то же, что *ослабления показатель.*

ЭКСТИ́НКЦИЯ (от лат. exstinctio — гашение), ослабление пучка света при его распространении в в-ве за счёт действия *поглощения света* и *рассеяния света*. В общем случае ослабление пучка с нач. интенсивностью I_0 может быть рассчитано по *Бугера — Ламберта — Бера закону:* $I=I_0e^{-\beta l}$, где l — толщина поглощающего в-ва, а $\beta=\alpha+\rho$ — показатель Э. (*ослабления показатель*), равный сумме *поглощения показателя* α и *рассеяния показателя* ρ. Показатель Э. имеет размерность обратной длины ($м^{-1}$, $см^{-1}$). Безразмерный коэффициент Э. равен сумме *поглощения коэффициента* и *рассеяния коэффициента* среды. Показатели и коэффициенты Э. различны для разных длин волн света.

Л. Н. Капорский.

ЭКСТРА́КЦИЯ НОСИ́ТЕЛЕЙ ЗАРЯ́ДА в полупроводниках, обеднение приконтактной области ПП неосновными носителями заряда при протекании тока через контакт ПП с металлом (см. *Шотки барьер*) или др. полупроводником (см. *Электронно-дырочный переход, Гетеропереход*) при запорном направлении приложенного напряжения U (плюс на n-области). Уменьшение концентрации Δn неосновных носителей по сравнению с равновесной n_0 изменяется с расстоянием x до контакта экспоненциально:

$$\Delta n=n_0\left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right)-1\right]\exp\left(-\frac{x}{L}\right),$$

где L — диффуз. длина носителей, e — заряд носителей. *Э. М. Эпштейн.*

ЭЛЕКТРЕ́ТЫ, *диэлектрики*, длительно сохраняющие поляризованное состояние после снятия внеш. воздействия, вызвавшего поляризацию, и создающие электрич. поле в окружающем пр-ве (электрич. аналоги пост. магнитов). Если в-во, молекулы к-рого обладают дипольным моментом, расплавить и поместить в сильное электрич. поле, то его молекулы частично выстроятся по полю. При охлаждении расплава в электрич. поле и последующем выключении поля в затвердевшем в-ве поворот молекул затруднён, и они длительное время сохраняют преимущественную ориентацию (от неск. дней до мн. лет). Первый Э. был таким методом изготовлен япон. физиком Ёгучи (1922).

Остаточная поляризация может быть получена также в крист. в-ве за счёт ориентации в поле т. н. квазидиполей (две *вакансии* противоположного знака, примесный ион — вакансия и т. п.) или за счёт скопления носителей заряда вблизи электродов. При изготовлении Э. в диэлектрик могут переходить носители заряда из электродов или межэлектродного промежутка. Носители могут быть созданы и искусственно, напр. облучением электронным пучком.

Стабильные Э. получены из аморфных восков и смол (пчелиный воск, парафин и т. д.), полимеров (полиметилметакрилат, поливинилхлорид, поликарбопат, политетрафторэтилен и др.), неорганич. поликрист. диэлектриков (титанаты щёлочноземельных металлов, стеатит, ультрафарфор и др. керамич. диэлектрики), монокрист. неорганич. диэлектриков (щёлочногалоидные монокристаллы, напр. LiF; корунд; рутил), стёкол и ситаллов и др.

Стабильные Э. получают, нагревая, а затем охлаждая в сильном электрич. поле (термоэлектреты), освещая в сильном электрич. поле (фотоэлектреты), облучая радиоакт. излучением (радиоэлектреты), поляризацией в сильном электрич. поле без нагревания (электроэлектреты) или в магн. поле (магнетоэлектреты), при застывании органич. р-ров в электрич. поле (криоэлектреты), механич. деформацией полимеров (механоэлектреты), трением (триботэлектреты), действием поля коронного разряда (коронаэлектреты). Все Э. имеют стабильный поверхностный заряд.

Э. применяют как источники пост. электрич. поля (электретные микрофоны и телефоны, вибродатчики, генераторы слабых перем. сигналов, электрометры, электростатич. вольтметры и др.), а также как чувствит. датчики в устройствах *дозиметрии*, электрич. памяти; для изготовления барометров, гигрометров и газовых фильтров, пьезодатчиков и др. Фотоэлектреты применяются в электрофотографии.

● Губкин А. Н., Электреты, М., 1978; Фридкин В. М., Желудев И. С., Фотоэлектреты и электрофотографический процесс, М., 1960.

А. Н. Губкин.

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ЁМКОСТЬ, характеристика проводника, количеств. мера его способности удерживать электрич. заряд. В электростатич. поле все точки поверхности проводника имеют один и тот же потенциал. Потенциал φ (отсчитываемый от нулевого уровня на бесконечности) пропорц. заряду q проводника, т. е. отношение q к φ не зависит от q. Это позволяет ввести понятие Э. ё. C уединённого проводника, к-рая равна отношению заряда проводника к потенциалу: $C=q/\varphi$. Т. о., чем больше Э. ё., тем больший заряд может накопить проводник при данном φ. Э. ё. определяется геом. размерами проводника, его формой и электрич. св-вами окружающей среды (её *диэлектрической проницаемостью*) и не зависит от материала проводника. В частности, Э. ё. проводящего шара в вакууме в системе СГСЭ равна его радиусу. Наличие вблизи проводника др. тел изменяет его Э. ё., т. к. потенциал проводника зависит и от электрич. полей, создаваемых зарядами, наведёнными в окружающих телах вследствие электростатической индукции.

В системе ед. СГСЭ Э. ё. измеряется в сантиметрах, в СИ — в фарадах: $1\ Ф=9\cdot10^{11}$ см.

Понятие Э. ё. относится также к системе проводников, в частности двух проводников, разделённых тонким слоем диэлектрика, — электрич. конденсатору. Э. ё. конденсатора (взаимная ёмкость его обкладок) $C=q/(\varphi_1-\varphi_2)$, где q — заряд одной из обкладок (заряды обкладок по абс. величине равны), $\varphi_1-\varphi_2$ — разность потенциалов между обкладками. Э. ё. конденсатора практически не зависит от наличия окружающих тел и может достигать очень большой величины при малых геом. размерах конденсаторов.

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ИНДУ́КЦИЯ (D), векторная величина, характеризующая электрич. поле и равная сумме двух векторов разл. природы: *напряжённости электрического поля* $\boldsymbol{E}$ — гл. хар-ки поля и *поляризации среды* $\boldsymbol{P}$, к-рая определяет электрич. состояние в-ва в этом поле. В *Гаусса системе единиц*

$$\boldsymbol{D}=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P}, \qquad (1)$$

в СИ

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}+\boldsymbol{P}, \qquad (1')$$

где ε_0 — размерная константа, наз. *электрической постоянной* или диэлектрич. проницаемостью вакуума.

В изотропном в-ве, не обладающем сегнетоэлектрич. св-вами, при слабых полях вектор поляризации прямо пропорц. напряжённости поля. В системе Гаусса

$$\boldsymbol{P}=\varkappa_e\boldsymbol{E}, \qquad (2)$$

где $\varkappa_e$ — пост. безразмерная величина, наз. *диэлектрической восприимчивостью*. Для сегнетоэлектриков $\varkappa_e$ зависит от $\boldsymbol{E}$, и связь между $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{E}$ становится нелинейной.

Подставив выражение (2) в (1), получим:

$$\boldsymbol{D}=(1+4\pi\varkappa_e)\boldsymbol{E}=\varepsilon\boldsymbol{E}. \qquad (3)$$

Величина

$$\varepsilon=1+4\pi\varkappa_e \qquad (4)$$

наз. *диэлектрической проницаемостью* в-ва.

В системе СИ

$$\boldsymbol{P}=\varkappa_e\varepsilon_0\boldsymbol{E}, \qquad (2')$$

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\varepsilon\boldsymbol{E}, \qquad (3')$$

$$\varepsilon=1+\varkappa_e. \qquad (4')$$

Смысл введения вектора Э. и. состоит в том, что поток вектора $\boldsymbol{D}$ через любую замкнутую поверхность определяется только свободными зарядами, а не всеми зарядами внутри объёма, ограниченного данной поверхностью, подобно потоку вектора $\boldsymbol{E}$. Это позволяет не рассматривать связанные (поляризационные) заряды и упрощает решение мн. задач.

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ (ε_0) (по старой терминологии — диэлектрич. проницаемость вакуума), физ. постоянная, входящая в ур-ния законов электрич. поля (см., напр., *Кулона закон*) при записи этих ур-ний в рационализованной форме, в соответствии с к-рой образованы электрич. и магн. ед. *Международной системы единиц*. $\varepsilon_0 = (\mu_0 c^2)^{-1} = \frac{10^7}{4\pi c^2}$ Ф·м$^{-1}$ = = 8,85418782(7)·10^{-12} Ф·м$^{-1}$, где μ_0 — *магнитная постоянная*. В отличие от диэлектрич. проницаемости ε (зависящей от типа в-ва, темп-ры, давления и др. параметров), ε_0 зависит только от выбора системы ед. В *СГС системе единиц* (гауссовой) $\varepsilon_0 = 1$.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ, напряжённость электрич. однородного поля $E_{пр}$, при к-рой наступает электрический пробой в-ва. У слюды, кварца и др. «хороших» диэлектриков $E_{пр} \sim 10^6$—10^7 В/см; в очищенных и обезгаженных *жидких диэлектриках* $E_{пр} \sim 10^6$ В/см; в газах Э. п. зависит от давления и др. условий; для воздуха при норм. условиях и толщине слоя ~ 1 см $E_{пр} \sim 3 \cdot 10^4$ В/см (см. *Электрические разряды в газах*). У полупроводников $E_{пр}$ изменяется в широких пределах от 10^6 В/см до долей В/см.

● См. лит. при ст. *Диэлектрики*.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ, *электромагнитные колебания* в квазистационарных цепях, размеры к-рых малы по сравнению с длиной эл.-магн. волны. Это позволяет не учитывать волнового характера процессов и описывать их как колебания электрич. зарядов Q (в ёмкостных элементах цепи) и токов I (в индуктивных и диссипативных элементах) в соответствии с ур-нием непрерывности: $I = \pm\frac{dQ}{dt}$. В случае одиночного *колебательного контура* Э. к. описываются ур-нием:

$$L\ddot{I} + R\dot{I} + I/C = \dot{\mathcal{E}}(t),$$

где L — самоиндукция, C — ёмкость, R — сопротивление, $\mathcal{E}$ — внешняя эдс.

М. А. Миллер.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ, прохождение электрич. тока через газовую среду, сопровождающееся изменением состояния газа. Многообразие условий, определяющих исходное состояние газа (состав, давление и т. д.), внеш. воздействий на газ, материалов, форм и расположения электродов, конфигурации возникающего в газе электрич. поля и т. п. приводит к тому, что существует множество видов Э. р. в г., причём их законы сложнее, чем законы прохождения электрич. тока в металлах и электролитах. Э. р. в г. подчиняются *Ома закону* лишь при очень малой приложенной извне разности потенциалов, поэтому их электрич. св-ва описывают с помощью вольт-амперной хар-ки (рис. 1 и 3).

Газы становятся электропроводными в результате их ионизации. Если Э. р. в г. происходит только при вызывающем и поддерживающем ионизацию внеш. воздействии (при действии т. н. внеш. ионизаторов), его наз. несамостоят. разрядом. Э. р. в г., продолжающийся и после прекращения действия внеш. ионизатора, наз. самостоят. разрядом.

Несамостоят. разряд при малом значении разности потенциалов U между анодом и катодом в газе наз. *тихим разрядом*. При повышении U сила тока i тихого разряда сначала увеличивается пропорц. напряжению (участок кривой OA на рис. 1), затем рост тока замедляется (участок кривой AB) и, когда все заряж. ч-цы, возникшие под действием ионизатора в ед. времени, уходят за то же время на катод и на анод, усиление тока с ростом напряжения не происходит (участок BC). При дальнейшем росте напряжения ток снова возрастает и тихий разряд переходит в несамостоятельный лавинный разряд (участок CE). В этом случае сила тока определяется как интенсивностью воздействия ионизатора, так и газовым усилением, к-рое зависит от давления газа и напряжённости электрич. поля в области, занимаемой разрядом.

Тихий разряд наблюдается при давлении газа порядка атмосферного. Внеш. ионизаторами могут быть: радиоакт. излучение, космические лучи, свет, пучки быстрых эл-нов и т. д. Ионизаторы двух последних типов используются (преим. в импульсном режиме) в нек-рых типах газовых лазеров.

Переход несамостоят. Э. р. в г. в самостоятельный характеризуется резким усилением электрич. тока (точка E на кривой рис. 1) и наз. *пробоем*

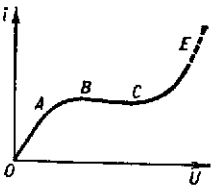


Рис. 1. Вольт-амперная хар-ка тихого разряда.

электрическим газа. Соответствующее напряжение $U_з$ наз. напряжением зажигания (см. *Зажигания потенциал*). В случае однородного поля оно зависит от вида газа и от произведения давления газа p на расстояние между электродами d (рис. 2 и ст. *Пашена закон*). Разряд после электрич. пробоя принимает форму *тлеющего разряда*, если давление газа низко (неск. мм рт. ст.). При более высоком давлении (напр., при атмосферном) лавинное усиление Э. р. в г. приводит к возникновению пространств. заряда, что меняет хар-р процесса пробоя. Между электродами образуется один или неск. узких проводящих (заполненных плазмой) каналов, к-рые наз. стримерами. Время образования стримеров очень мало (ок. 10^{-7} с). После короткого переходного процесса самостоятельный газовый разряд становится стационарным. Обычно такой разряд осуществляют в закрытом изолированном сосуде (стеклянном или керамическом). Ток в газе течёт между двумя электродами: отрицат. катодом и положит. анодом. Одним из осн. типов газового разряда, формирующимся, как правило,

Рис. 2. Кривые Пашена для разл. газов. По оси абсцисс отложены произведения $p\,d$ в мм рт. ст.·мм, по оси ординат — напряжение пробоя $U_з$ в В.

при низком давлении и малом токе (участок $в$ на рис. 3), явл. тлеющий разряд. Гл. четыре области разрядного пр-ва, характерные для тлеющего разряда, это: катодное тёмное пр-во, тлеющее (или отрицательное) свечение, фарадеево тёмное пр-во, положительный столб. Первые три области находятся вблизи катода и образуют катодную часть разряда, в к-рой происходит резкое падение потенциала (катодное падение), связанное с большой концентрацией положит. ионов на границе катодного тёмного пр-ва и тлеющего свечения. Эл-ны, ускоренные в области катодного тёмного пр-ва, производят в области тлеющего свечения интенсивную ударную ионизацию. Тлеющее свечение обусловлено рекомбинацией ионов и эл-нов в нейтр. атомы или молекулы. Для положит. столба разряда вследствие постоянной и большой концентрации эл-нов характерны незначит. падение потенциала в нём, свечение, вызываемое возвращением возбуждённых молекул (атомов) газа в основное состояние, и большая электропроводность.

Стационарность в положит. столбе объясняется взаимной компенсацией процессов образования и потерь заряж. ч-ц. Образование таких ч-ц происходит при ионизации атомов и молекул в результате столкновений с ними эл-нов. К потерям заряж. ч-ц приводит амбиполярная диффузия к стенке сосуда, ограничивающего разрядный объём, и следующая за этим рекомбинация. Диффуз. потоки, направленные не к стенке, а вдоль разрядного тока, часто ведут к образованию в положит. столбе своеобразных «слоёв», или страт (обычно движущихся).

При увеличении разрядного тока нормальный тлеющий разряд становится аномальным (рис. 3) и начинается стягивание (контракция) положит. столба. Столб отрывается от стенок сосуда, в нём начинает происходить

дополнит. процесс потери заряж. ч-ц (рекомбинация в объёме). Предпосылкой для этого явл. увеличение плотности заряж. ч-ц. При дальнейшем повышении разрядного тока ток на катоде стягивается в катодное пятно, катодное падение потенциала резко снижается и тлеющий разряд скачком переходит в дуговой разряд. Электропроводность столба повышается, вольт-амперная хар-ка приобретает падающий хар-р (точка *г*, рис. 3). Хотя дуговой разряд может «гореть» в широком диапазоне давлений газа, в большинстве практически интересных случаев он реализуется при давлении порядка атмосферного.

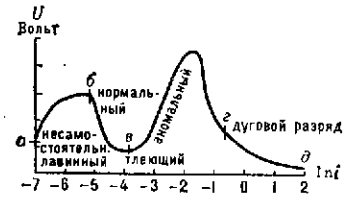


Рис. 3. Вольт-амперная хар-ка разряда: *аб* — несамостоятельного лавинного; *бвг* — тлеющего (нормального и аномального); *гд* — дугового (ток в амперах).

Во всех случаях формирования самостоят. Э. р. в г. особое значение имеют приэлектродные процессы, причём ситуация у катода сложнее, чем у анода. При тлеющем разряде непрерывная связь между катодом и положит. столбом обеспечивается за счёт высокого значения катодного падения потенциала. В самостоятельном дуговом разряде перенос тока в прикатодной области осуществляется за счёт термоэлектронной эмиссии или др. более сложных механизмов.

Все рассмотренные выше Э. р. в г. происходят под действием пост. электрич. напряжения. Однако газовые разряды могут протекать и под действием перем. электрич. напряжения. Такие разряды имеют стационарный хар-р, если частота перем. напряжения достаточно высока (или, наоборот, настолько низка, что полупериод перем. напряжения во много раз больше времени установления разряда, так что каждый электрод попеременно служит катодом и анодом). Типичным примером может служить *высокочастотный разряд*. ВЧ разряд может «гореть» даже при отсутствии электродов (*безэлектродный разряд*). Перем. электрич. поле создаёт в определ. объёме *плазму* и сообщает эл-нам энергию, достаточную для того, чтобы производимая ими ионизация восполняла потери заряж. ч-ц вследствие диффузии и рекомбинации. Внеш. вид и хар-ки ВЧ разрядов зависят от рода газа, его давления, частоты перем. поля и подводимой мощности. Элем. процессы на поверхности тв. тела (металла или изолятора разрядной камеры) играют определ. роль только в процессе «поджига» разряда. Столб стационарного ВЧ разряда подобен положит. столбу тлеющего разряда.

Кроме установившихся разрядов, осн. хар-ки к-рых не зависят от времени, существуют неустановившиеся Э. р. в г. Они возникают обычно в сильно неоднородных полях, напр. у заострённых и искривлённых поверхностей проводников и электродов. Величина напряжённости поля и степень его неоднородности вблизи таких тел столь велики, что происходит ударная ионизация эл-нами молекул газа. Два важных типа неустановившегося разряда — *коронный разряд* и *искровой разряд*.

При коронном разряде ионизация не приводит к пробою, потому что сильная неоднородность электрич. поля, обусловливающая её, существует только в непосредств. близости от проводов и остриёв. Коронный разряд представляет собой многократно повторяющийся процесс поджига, к-рый распространяется на ограниченное расстояние от проводника, до области, где напряжённость поля уже недостаточна для поддержания разряда. Искровой разряд, в отличие от коронного, приводит к пробою. Этот Э. р. в г. имеет вид прерывистых ярких зигзагообразных разветвляющихся, заполненных ионизованным газом нитей-каналов, к-рые пронизывают промежуток между электродами и исчезают, сменяясь новыми. Искровой разряд сопровождается выделением большого кол-ва теплоты и ярким свечением. Он проходит след. стадии: резкое увеличение числа эл-нов в сильно неоднородном поле близ проводника (электрода) в результате последоват. актов ионизации, начинаемых немногими, случайно возникшими свободными эл-нами; образование электронных лавин; переход лавин в стримеры под действием пространств. заряда, когда плотность заряж. ч-ц в головной части каждой лавины превысит нек-рую критическую. Совместное действие пространств. заряда, ионизирующих эл-нов и фотонов в «головке» стримера приводит к увеличению скорости развития разряда. Примером естественного искрового разряда явл. молния, длина к-рой может достигать неск. км, а макс. сила тока — неск. сотен тысяч А.

Все виды Э. р. в г. исследуются и применяются при возбуждении газовых лазеров. Дуговой или ВЧ разряды явл. осн. рабочими процессами в плазмотронах. На применении искрового разряда основаны прецизионные методы электроискровой обработки. При фокусировке лазерного светового излучения происходит пробой воздуха в фокусе и возникает безэлектродный разряд (подобный ВЧ разряду и искре), наз. лазерной искрой. Мощные сильноточные разряды в водороде служили первыми шагами на пути к управляемому термоядерному синтезу.

В системе естеств. наук изучение Э. р. в г. занимает место в физике плазмы. При Э. р. в г. образуется низкотемпературная плазма, для к-рой характерна малая степень ионизации. В отличие от высокотемпературной (полностью ионизованной) плазмы в низкотемпературной плазме атомы или молекулы нейтр. газа играют важную роль. Эл-ны, ионы и нейтр. ч-цы «мягко» взаимодействуют. Вследствие этого может возникнуть термодинамически неравновесная ситуация, при к-рой эл-ны, ионы и нейтр. газ имеют разные темп-ры. Эта ситуация ещё более усложняется, если в балансе энергии Э. р. в г. нельзя пренебречь световым излучением (напр., в сильноточных дуговых разрядах). В таких случаях низкотемпературную плазму необходимо описывать с помощью кинетич. теории плазмы.

● Энгель А., Штенбек М., Физика и техника электрического разряда в газах, пер. с нем., т. 1—2, М.— Л., 1935—1936; Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971; Капцов Н. А., Электроника, 2 изд., М., 1956; Мик Дж., Крэгс Дж., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960; Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, [пер. с англ.], М., 1961; Физика и техника низкотемпературной плазмы, М., 1972; Райзер Ю. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980.

М. Штенбек, Л. Потехардт (ГДР).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД, источник эл.-магн. поля, связанный с матер. носителем; внутр. хар-ка элем. ч-цы, определяющая её *электромагнитное взаимодействие*. Вся совокупность электрич. и магн. явлений есть проявление существования, движения и вз-ствия Э. з.

Различают два вида Э. з., условно наз. положительными и отрицательными; при этом одноимённо заряж. тела (ч-цы) отталкиваются, а разноимённо заряженные — притягиваются. Заряд наэлектризованной стеклянной палочки назвали положительным, а смоляной (в частности, янтарной) — отрицательным. В соответствии с этим условием Э. з. эл-на (эл-н по-греч. янтарь) — отрицателен. Э. з. дискретен: существует минимальный *элементарный электрический заряд*, к-рому кратны все Э. з. ч-ц и тел. Полный Э. з. замкнутой физ. системы, равный алгебр. сумме зарядов слагающих систему элем. ч-ц (для обычных макроскопич. тел — протонов и эл-нов), строго сохраняется во всех вз-ствиях и превращениях ч-ц этой системы (см. *Заряда сохранения закон*). Сила вз-ствия между покоящимися заряж. телами (ч-цами) подчиняется *Кулона закону*. Связь Э. з. с эл.-магн. полем определяется *Максвелла уравнениями*.

В СИ Э. з. измеряется в *кулонах*.

Л. И. Пономарёв.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК, упорядоченное (направленное) движение электрически заряж. ч-ц или заряж. макроскопич. тел. За направление тока принимают направление движения положительно заряж. ч-ц; если ток создаётся отрицательно заряж.

ч-цами (напр., эл-нами), то направление тока считают противоположным направлению движения ч-ц. Различают Э. т. проводимости, связанный с движением заряж. ч-ц относительно той или иной среды (т. е. внутри макроскопич. тел), и конвекционный ток — движение макроскопич. заряж. тел как целого (напр., заряж. капель дождя).

О наличии Э. т. в *проводниках* можно судить по действиям, к-рые он производит: нагреванию проводников, изменению их хим. состава, созданию магн. поля. Магн. действие тока проявляется у всех без исключения проводников; в *сверхпроводниках* не происходит выделения теплоты, а хим. действие тока наблюдается преим. в электролитах. Магн. поле порождается не только током проводимости или конвекц. током, но и перем. электрич. полем в диэлектриках и вакууме. Величину, пропорц. скорости изменения электрич. поля во времени, Дж. Максвелл назвал *током смещения*. Ток смещения входит в *Максвелла уравнения* на равных правах с током, обусловленным движением зарядов. Поэтому полный Э. т., равный сумме тока проводимости и тока смещения, определяет создаваемое им магн. поле.

Количественно Э. т. характеризуется скалярной величиной — *силой тока* I и векторной величиной — *плотностью электрического тока* $\boldsymbol{j}$. При равномерном распределении плотности тока по сечению проводника

$$I = jS = q_0 n \bar{v} S,$$

где q_0 — заряд ч-цы, n — число ч-ц в ед. объёма, $\bar{v}$ — ср. скорость направл. движения ч-ц, S — площадь поперечного сечения проводника.

Для возникновения и существования Э. т. необходимо наличие свободных заряж. ч-ц (т. е. положит. или отрицат. заряж. ч-ц, не связанных в единую электрически нейтр. систему) и силы, создающей и поддерживающей их упорядоч. движение. Обычно такой силой явл. сила со стороны электрич. поля внутри проводника, к-рое определяется электрич. напряжением на концах проводника. Если напряжение не меняется во времени, то в проводнике устанавливается *постоянный ток*, если меняется — *переменный ток*.

Важнейшей хар-кой проводника явл. зависимость силы тока от напряжения — вольт-амперная хар-ка. Для металлич. проводников и электролитов она определяется Ома законом.

Способность в-в пропускать Э. т. характеризуется *электропроводностью* (или *электрическим сопротивлением*).

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976, гл. 3, 6; Калашников С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977, гл. 6, 14—16, 18 (Общий курс физики).

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ НАПРЯЖЕ́НИЕ между двумя точками электрической цепи или электрич. поля, равно работе электрич. поля по перемещению единичного положит. заряда из одной точки в другую. В потенц. электрич. поле (*электростатическом поле*) эта работа не зависит от пути, по к-рому перемещается заряд; в этом случае Э. п. (или просто напряжение) между двумя точками совпадает с *разностью потенциалов* между ними.

Если поле непотенциально, то Э. п. зависит от пути, по к-рому перемещается заряд между точками. Непотенц. силы, наз. с т о р о н н и м и, действуют внутри любого источника *постоянного тока*. Напряжение на зажимах источника тока измеряется работой электрич. тока по перемещению единичного положит. заряда вдоль пути, лежащего вне источника; в этом случае Э. н. равно разности потенциалов на зажимах источника и определяется законом Ома: $U = \mathcal{E} - IR_i = IR$, где I — сила тока, R_i — внутр. сопротивление источника R — сопротивление внеш. цепи, а $\mathcal{E}$ — его электродвижущая сила (эдс). При разомкнутой цепи ($I=0$) напряжение равно эдс источника. Поэтому эдс источника часто определяют как Э. н. на его зажимах при разомкнутой цепи.

В случае *переменного тока* Э. н. обычно определяется действующим (эффективным) — среднеквадратичным за период — значением. Напряжение на зажимах источника перем. тока или катушки индуктивности измеряется работой электрич. поля по перемещению единичного положит. заряда вдоль пути, лежащего вне источника или катушки. Вихревое (непотенциальное) электрич. поле на этом пути практически отсутствует, и напряжение равно разности потенциалов. Э. н. обычно измеряют вольтметром. Единица Э. п. в системе СИ — *вольт*.

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ ПО́ЛЕ, частная форма проявления (наряду с магн. полем) *электромагнитного поля*, определяющая действие на электрич. заряд (со стороны поля) силы, не зависящей от скорости движения заряда. Представление об Э. п. было введено М. Фарадеем в 30-х гг. 19 в. Согласно Фарадею, каждый покоящийся заряд создаёт в окружающем пр-ве Э. п. Поле одного заряда действует на другой заряд и наоборот; так осуществляется вз-ствие зарядов (концепция близкодействия). Осн. количеств. хар-ка Э. п.— *напряжённость электрического поля* $\boldsymbol{E}$, к-рая в данной точке пр-ва определяется отношением силы $\boldsymbol{F}$, действующей на заряд, помещённый в эту точку, к величине заряда q: $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{F}/q$. Э. п. в среде наряду с напряжённостью характеризуется вектором *электрической индукции* $\boldsymbol{D}$. Распределение Э. п. в пр-ве можно изображать с помощью *силовых линий* напряжённости Э. п. Силовые линии потенц. Э. п., порождаемого электрич. зарядами, начинаются на положит. зарядах и оканчиваются на отрицательных (или уходят на бесконечность). Силовые линии вихревого Э. п., порождаемого перем. магн. полем, замкнуты.

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ СМЕЩЕ́НИЕ, величина, пропорц. вектору электрической индукции. Термин введён Дж. Максвеллом, в совр. физ. лит. не применяется. См. *Максвелла уравнения*.

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ, 1) величина, характеризующая противодействие проводника или электрич. цепи электрич. току.

Э. с. участка цепи при постоянном напряжении (токе) — скалярная величина R, равная отношению напряжения U на его концах к силе тока I при отсутствии на этом участке источников эдс (см. *Ома закон*). В этом случае Э. с. наз. омическим или активным. Оно зависит от материала проводника, его размеров и формы. Для однородного по составу проводника при пост. сечении S и длине l $R=\rho l/S$, где ρ — уд. Э. с., характеризующее материал проводника. Часто (особенно при рассмотрении физ. природы Э. с.) вместо ρ вводят уд. электропроводность $\sigma=1/\rho$.

Э. с. металлов связано с рассеянием эл-нов проводимости на тепловых колебаниях крист. решётки и структурных неоднородностях (примесных атомах, дефектах решётки). Поэтому обычно R зависит от темп-ры T и лишь при $T \to 0$, когда тепловые колебания не влияют на Э. с., оно определяется полностью крист. структурой и не зависит от T. При очень низких T Э. с. нек-рых металлов и сплавов резко падает (явление *сверхпроводимости*). Э. с. приводит к рассеянию электрич. энергии — переходу её в тепловую (см. *Джоуля — Ленца закон*).

В цепи перем. тока любой проводник конечных размеров, помимо активного сопротивления, обладает индуктивным и ёмкостным сопротивлениями, так что отношение U/I действующих значений U и I не совпадает с R (см. *Переменный ток*). В перем. электрич. поле Э. с. металлов возрастает с увеличением частоты ν. Это объясняется тем, что распределение плотности тока по сечению проводника перестаёт быть равномерным: чем больше ν, тем сильнее ток концентрируется у поверхности (*скин-эффект*).

Э. с. измеряют омметрами и измерит. мостами. Единица Э. с. в СИ — Ом.

2) Структурный элемент электрич. цепи, включаемый в цепь для ограничения или регулирования силы тока.

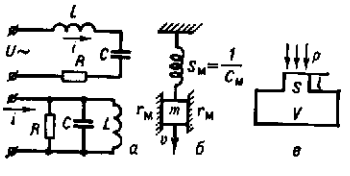
ЭЛЕКТРОАКУ́СТИКА, раздел прикладной акустики, содержание к-рого составляют теория, методы расчёта и конструирование *электроакустических преобразователей*. Часто к Э. относят теорию и методы расчёта электромеханич. преобразователей (звукоснимателей, рекордеров, виброметров,

электромеханич. фильтров и трансформаторов и др.), связанных с электроакустич. преобразователями общностью физ. механизма, методов расчёта и конструирования. Э. тесно связана также со мн. др. разделами прикладной акустики, поскольку рассматриваемые ею электроакустич. преобразователи либо органически входят в состав разл. акустич. аппаратуры (напр., при звуковещании, звукозаписи и воспроизведении звука, в УЗ дефектоскопии и технологии, в гидроакустике, акустич. голографии), либо широко применяются при эксперим. исследованиях (напр., в архитектурной и строит. акустике, медицине, геологии, океанографии, сейсморазведке, при измерении шумов). Осн. задача Э.— установление соотношений между сигналами на входе и выходе преобразователя и отыскание условий, при к-рых преобразование осуществляется наиболее эффективно или с миним. искажениями.

Э. как самостоят. раздел прикладной акустики сложилась в 1-й пол. 20 в. Первые работы по расчётам электроакустич. преобразователей относятся к кон. 19 — нач. 20 вв. и связаны с развитием телефонии, исследованиями колебаний пьезоэлектрич. и магнитострикц. резонаторов. Существенным для прогресса Э. явилось создание метода электроакустич. аналогий и эквивалентных схем (см. *Электроакустические и электромеханические аналогии*), использование метода электромеханич. многополюсников и метода эквивалентных схем для систем с распределёнными параметрами, амплитуда колебаний к-рых существенно зависит от их координат аналогично электрич. длинным линиям и волноводам.

● Фурдуев В. В., Электроакустика, М.— Л., 1948; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, т. 1, ч. Б, М., 1967; Скучик Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1–2, М., 1976. *Р. Е. Пасынков.*

ЭЛЕКТРОАКУСТИ́ЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОМЕХАНИ́ЧЕСКИЕ АНАЛО́ГИИ, аналогии в законах движения механич. колебат. систем и электрич. *колебательных контуров*. Гл. достоинство Э. и э. а.— возможность использовать методы расчёта и анализа электрич. колебат. систем при рассмотрении св-в механич. и акустич. систем (рис.), основана на сходстве дифф. ур-ний, описывающих состоя-



Примеры электрич. и механич. аналогов: *а* — последовательный и параллельный одиночные электрич. контуры; *б* — механич. система с одной степенью свободы; *в* — акустич. резонатор.

Электрические величины	Механические величины		Акустические величины
	1-я система	2-я система	1-я система
Напряжение (эдс) U	Сила F	Скорость v	Звуковое давление p
Ток i	Скорость v	Сила F	Объёмная скорость Sv
Индуктивность L	Масса m	Податливость (гибкость) $C_м$	Акустич. масса $m_а=\rho l/S$
Ёмкость C	Податливость (гибкость) $C_м$	Масса m	Акустич. податливость $C_а=V/\rho c^2$
Активное сопротивление R	Сопротивление механич. потерь $r_м$	Активная механич. проводимость $1/r_м$	Сопротивление акустич. потерь $r_а$

Примечание. S — площадь, ρ — плотность среды, c — скорость звука в среде, V — объём.

ние этих систем. На основании сопоставления сходных ур-ний составляется таблица соответствия электрич., механич. и акустич. аналогов, причём в зависимости от того, выбрано ли ур-ние последовательного или параллельного электрич. контура для сопоставления, различают 1-ю (прямую) и 2-ю (инверсионную) системы аналогий (см. табл.). При рассмотрении акустич. систем наибольшее распространение получила 1-я система аналогий.

Э. и э. а. особенно полезны при определении св-в сложных механич. систем с неск. степенями свободы, аналитич. исследование к-рых решением дифф. ур-ний весьма трудоёмко. Такие системы представляют в виде совокупности электрич. контуров и полученную электрич. схему (эквивалентную схему) анализируют приёмами электротехники. Метод Э. и э. а. применяется для расчёта электромеханич. и электроакустич. преобразователей.

● Фурдуев В. В., Электроакустика, М.— Л., 1948; Ольсон Г., Динамические аналогии, пер. с англ., М., 1947; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Скучик Е., Простые и сложные колебательные системы, пер. с англ., М., 1971. *Р. Е. Пасынков.*

ЭЛЕКТРОАКУСТИ́ЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ, устройство, преобразующее эл.-магн. энергию в энергию *упругих волн* в среде и обратно. В зависимости от направления преобразования различают Э. п.: излучатели и приёмники. Э. п. широко используют для излучения и приёма звука в технике связи и звуковоспроизведения, для измерения и приёма упругих колебаний в УЗ технике, гидроакустике и в акустоэлектронике. Наиболее распространённые Э. п. линейны, т. е. удовлетворяют требованию неискажённой передачи сигнала, и обратимы, т. е. могут работать и как излучатель, и как приёмник, и подчиняются *взаимности принципу*. В большинстве Э. п. имеет место двойное преобразование энергии: электромеханическое, в результате к-рого часть подводимой к преобразователю электрич. энергии переходит в энергию колебаний нек-рой механич. системы, и механоакустическое, при к-ром колебания механич. системы в среде создают *звуковое поле*.

Существуют Э. п., не имеющие механич. колебат. системы и создающие колебания непосредственно в среде, напр. электроискровой излучатель, возбуждающий интенсивные звук. колебания в результате искрового разряда в жидкости, излучатель, действие к-рого основано на электрострикции жидкостей. Эти излучатели необратимы и применяются редко. К особому классу Э. п. относятся приёмники звука (также необратимые), основанные на изменении электрич. сопротивления чувствит. элемента под влиянием звук. давления, напр. угольный *микрофон* или ПП приёмники, в к-рых используется *тензорезистивный эффект*. Когда Э.п. служит излучателем, на его входе задаются электрич. напряжение U и ток i, определяющие его колебат. скорость v и звук. давление p в создаваемом им поле; на входе Э. п.— приёмника действует давление p или колебат. скорость v, обусловливающие напряжение V и ток I на его выходе (на электрич. стороне). Теоретич. расчёт Э. п. устанавливает связь между его входными и выходными параметрами.

Колебат. механич. системами Э. п. могут быть стержни, пластинки, оболочки разл. формы (полые цилиндры, сферы, совершающие разл. вида колебания), механич. системы более сложной конфигурации. Колебат. скорости и деформации, возникающие в системе под воздействием сил, распределённых по её объёму, могут, в свою очередь, иметь достаточно сложное распределение. В ряде случаев, однако, в механич. системе можно указать элементы, колебания к-рых с достаточным приближением характеризуются только кинетич. и потенц. энергиями и энергией механич. потерь. Эти элементы имеют характер соответственно массы M, упругости $1/C$ и активного механич. сопротивления r (т. н. *системы с сосредоточенными параметрами*). Часто реальную систему удаётся искусственно свести к эквивалентной ей (в смысле баланса энергий) системе с сосредоточенными

параметрами, определив т. н. эквивалентные массу $M_{экв}$, упругость $1/C_{экв}$ и сопротивление трению $r_м$. Расчёт механич. систем с сосредоточенными параметрами может быть произведён методом электромеханич. аналогий (см. *Электроакустические и электромеханические аналогии*). В большинстве случаев при электромеханич. преобразовании преобладает преобразование в механич. энергию энергии либо электрического, либо магн. полей (и обратно), соответственно чему обратимые Э. п. могут быть разбиты на след. группы: электродинамич. преобразователи, действие к-рых основано на электродинамич. эффекте (излучатели) и эл.-магн. индукции (приёмники), напр. громкоговоритель, микрофон; электростатические, действие к-рых основано на изменении силы притяжения обкладок конденсатора при изменении напряжения на нём и на изменении заряда или напряжения при относит. перемещении обкладок конденсатора (громкоговорители, микрофоны); *пьезоэлектрические преобразователи*, основанные на прямом и обратном пьезоэффекте (см. *Пьезоэлектричество*); эл.-магн. преобразователи, основанные на колебаниях ферромагнитного сердечника в перем. магн. поле и изменении *магнитного потока* при движении сердечника; *магнитострикционные преобразователи*, использующие прямой и обратный эффект *магнитострикции*.

Св-ва Э. п.— приёмника характеризуются его чувствительностью в режиме холостого хода $\gamma_{xx}=V/p$ и внутр. сопротивлением $Z_{эл}$. По виду частотной зависимости V/p различают широкополосные и резонансные приёмники. Работу Э. п.— излучателя характеризуют: чувствительность, равная отношению p на определ. расстоянии от него на оси хар-ки направленности к U или i; внутр. сопротивление, представляющее собой нагрузку для источника электрич. энергии; акустоэлектрич. кпд $\eta_{а/эл}=W_{ак}/W_{эл}$, где $W_{ак}$ — активная излучаемая акустическая мощность, $W_{эл}$ — активная электрич. потребляемая мощность, $W_{ак}=Z_н v_0^2$ (v_0 — колебат. скорость точки центра приведения на излучающей поверхности, $Z_н$ — механич. сопротивление акустич. нагрузки, равное сопротивлению излучения Z_s, при контакте Э. п. со сплошной средой). Перечисленные параметры зависят от частоты. Величины p и $\eta_{а/эл}$ достигают макс. значения на частотах механич. резонанса, вследствие чего мощные излучатели делают, как правило, резонансными. Конструкции Э. п. существенно зависят от их назначения и применения и поэтому весьма разнообразны.

● Фурдуев В. В., Электроакустика, М.— Л., 1948; Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.— Л., 1948; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972.

Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБО́РЫ, приборы, принцип действия к-рых обусловлен движением эл-нов в высоком *вакууме*. К Э. п. относятся электронные лампы (выпрямительные, генераторные, усилительные, смесительные, индикаторные и др.), электронные приборы СВЧ (*клистрон*, *магнетрон*, амплитрон, *лампа бегущей волны*, *лампа обратной волны* и др.), электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы (кинескоп, иконоскоп, супериконоскоп, ортикон, видикон, илюмбикон, секон, вакуумный фотоэлемент, *фотоэлектронный умножитель*, электронно-оптич. преобразователь, *рентгеновские трубки* и др.). Э. п. широко используются в радио- и телевизионной передающей и приёмной аппаратуре, в измерит. и вычислит. технике, в устройствах автоматики, в медицинских приборах и т. д.

● Власов В. Ф., Электронные и ионные приборы, 3 изд., М., 1960; Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 2, М., 1972; Современные приёмно-усилительные лампы, М., 1967.

Т. М. Лифшиц.

ЭЛЕКТРОВАЛЁНТНАЯ СВЯЗЬ, то же, что *ионная связь*.

ЭЛЕКТРОГИРА́ЦИЯ, возникновение или изменение *оптической активности* в кристаллах под действием электрич. поля. Напр., в центросимметричном кристалле $PbMoO_4$ при напряжённости поля 10 кВ возникает оптич. активность, дающая уд. *вращение плоскости поляризации* света $\sim 5°$ $см^{-1}$ на длине волны $\lambda=400$ нм. В кристаллах кварца обнаружена квадратичная зависимость Э. от напряжённости поля. В нек-рых сегнетоэлектриках (напр., $5PbO\cdot 3GeO_2$) от напряжённости поля зависит знак оптической активности. В области темп-р фазового перехода Э. в сегнетоэлектриках обычно выше, чем Э. в диэлектриках.

● Аграновичв В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов, 2 изд., М., 1979; Федоров Ф. И., Теория оптической активности кристаллов, «УФН», 1972, т. 108, в. 4.

И. С. Желудев.

ЭЛЕКТРОДВИ́ЖУЩАЯ СИ́ЛА, эдс, физ. величина, характеризующая действие сторонних (непотенциальных) сил в источниках пост. или перем. тока; в замкнутом проводящем контуре равна работе этих сил по перемещению единичного положит. заряда вдоль всего контура. Если через $\boldsymbol{E}_{стр}$ обозначить напряжённость поля сторонних сил, то эдс $\mathcal{E}$ в замкнутом контуре L равна $\mathcal{E}=\oint_L \boldsymbol{E}_{стр}d\boldsymbol{l}$, где $d\boldsymbol{l}$ — элемент длины контура.

Потенц. силы электростатич. поля не могут поддерживать пост. ток в цепи, т. к. работа этих сил на замкнутом пути равна нулю. Прохождение же тока по проводникам сопровождается выделением энергии — нагреванием проводников. Сторонние силы приводят в движение заряж. ч-цы внутри генераторов, гальванич. элементов, аккумуляторов и др. источников тока. Происхождение сторонних сил может быть различным: в генераторах — это силы со стороны вихревого электрич. поля, возникающего при изменении магн. поля со временем, или *Лоренца сила*, действующая со стороны магн. поля на эл-ны в движущемся проводнике; в гальванич. элементах и аккумуляторах — это хим. силы и т. д. Эдс источника равна электрическому напряжению на его зажимах при разомкнутой цепи. Эдс определяет силу тока в цепи при заданном её сопротивлении (см. *Ома закон*). Измеряется, как и электрич. напряжение, в *вольтах*.

ЭЛЕ́КТРОДИНА́МИКА классическая, теория (неквантовая) поведения *электромагнитного поля*, осуществляющего взаимодействие между электрич. зарядами (*электромагнитное взаимодействие*). Законы классич. макроскопич. Э. сформулированы в *Максвелла уравнениях*, к-рые позволяют определять значения хар-к эл.-магн. поля — напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и магн. индукции $\boldsymbol{B}$ — в вакууме и в макроскопич. телах в зависимости от распределения в пр-ве электрич. зарядов и токов. Вз-ствие неподвижных электрич. зарядов описывается ур-ниями *электростатики*, к-рые можно получить как следствие ур-ний Максвелла. Микроскопич. эл.-магн. поле, создаваемое отд. заряж. ч-цами, в классич. Э. определяется *Лоренца — Максвелла уравнениями*, к-рые лежат в основе классич. статистич. теории эл.-магн. процессов в макроскопич. телах; усреднение этих ур-ний приводит к ур-ниям Максвелла.

Среди всех известных видов вз-ствия электромагнитное занимает первое место по широте и разнообразию проявлений. Это связано с тем, что все тела построены из электрически заряженных (положительных и отрицательных) ч-ц, эл.-магн. вз-ствие между к-рыми, с одной стороны, на много порядков интенсивнее гравитационного и слабого, а с другой — явл. дальнодействующим в отличие от сильного вз-ствия. Эл.-магн. вз-ствием определяется строение ат. оболочек (см. *Атом*), сцепление атомов в молекулы (силы хим. связи) и образование конденсиров. в-ва (см. *Межатомное взаимодействие*, *Межмолекулярное взаимодействие*). Законы классич. Э. неприменимы при больших частотах и, соответственно, малых длинах *электромагнитных волн*, т. е. для процессов, протекающих на малых пространственно-временны́х интервалах. В этом случае справедливы законы *квантовой электродинамики*.

Историческая справка. Простейшие электрич. и магн. явления были известны ещё в древние времена. Были найдены минералы, притягивающие кусочки железа, а также обнаружено, что янтарь (по-гречески — электрон),

потёртый о шерсть (электризация трением), притягивает лёгкие предметы. Однако лишь в 1600 англ. учёный У. Гильберт впервые разграничил электрич. и магн. явления. Он открыл существование магн. полюсов и неотделимость их друг от друга, установил, что земной шар — гигантский магнит. В 17 — 1-й пол. 18 вв. проводились многочисл. опыты с наэлектризов. телами, были построены первые электростатич. машины, основанные на электризации трением, установлено существование электрич. зарядов двух родов (франц. физик Ш. Ф. Дюфе), обнаружена электропроводность металлов (англ. учёный С. Грей). С изобретением первого конденсатора — лейденской банки (1745) — появилась возможность накапливать большие электрич. заряды. В 1747—53 амер. учёный Б. Франклин изложил первую последоват. теорию электрич. явлений, окончательно установил электрич. природу молнии и изобрёл молниеотвод.

Во 2-й пол. 18 в. началось количеств. изучение электрич. явлений. Появились первые измерит. приборы — электроскопы разл. конструкций, электромеры. Англ. физик Г. Кавендиш (1773) и франц. физик Ш. Кулон (1785) экспериментально установили закон взаимодействия неподвижных точечных электрических зарядов (работы Кавендиша были опубликованы лишь в 1879). Этот осн. закон электростатики (*Кулона закон*) впервые позволил создать метод количеств. определения электрич. зарядов, основанный на измерении вз-ствия между ними. Кулон установил закон вз-ствия полюсов длинных магнитов и ввёл понятие магн. зарядов.

След. этап в развитии Э. связан с открытием в кон. 18 в. итал. учёным Л. Гальвани «животного электричества» и с работами его соотечественника А. Вольты, к-рый правильно истолковал опыты Гальвани присутствием в замкнутой цепи двух разнородных металлов и жидкости и изобрёл первый источник электрич. тока — гальванич. элемент (т. н. вольтов столб, 1800), с помощью к-рого стало возможным создавать *электрический ток* в течение длит. времени. В 1802 В. В. Петров, построив гальванич. элемент большой мощности, открыл электрич. дугу, исследовал её св-ва и указал на возможность её применения. В 1807 англ. учёный Г. Дэви, пропустив ток через водные р-ры щелочей, т. е. осуществив их электролиз, получил неизвестные ранее металлы — натрий и калий. В 1826 нем. физик Г. Ом определил количеств. зависимость электрич. тока от напряжения в цепи (*Ома закон*), а в 1830 нем. учёный К. Ф. Гаусс сформулировал осн. теорему электростатики (см. *Гаусса теорема*). Англ. физик Дж. П. Джоуль установил (1841), что кол-во теплоты, выделяемой в проводнике электрич. током, пропорц. квадрату силы тока; этот закон был обоснован (1842) точными экспериментами Э. Х. Ленца (закон Джоуля — Ленца).

Наиболее фундам. открытие было сделано в 1820 дат. физиком Х. Эрстедом; он обнаружил действие электрич. тока на магн. стрелку — явление, свидетельствующее о связи между электрич. и магн. явлениями. В том же году франц. физик А. М. Ампер установил закон вз-ствия электрич. токов (*Ампера закон*). Он показал также, что св-ва пост. магнитов могут быть объяснены, если предположить, что в молекулах намагнич. тел циркулируют пост. электрич. токи (мол. токи). Т. о., согласно Амперу, все магн. явления сводятся к вз-ствию токов, магн. же зарядов не существует. С открытиями Эрстеда и Ампера обычно связывают рождение Э. как науки.

В 30—40-х гг. в развитие Э. внёс большой вклад англ. учёный М. Фарадей — творец общего учения об эл.-магн. явлениях, в к-ром все электрич. и магн. процессы рассматриваются с единой точки зрения. С помощью опытов он доказал, что действия электрич. зарядов и токов не зависит от способа их получения. В 1831 Фарадей открыл явление *электромагнитной индукции* — возбуждение электрич. тока в контуре, находящемся в перем. магн. поле. Это явление, наблюдавшееся также в 1832 амер. учёным Дж. Генри, положило начало бурному развитию электротехники. В 1833—34 Фарадей установил законы электролиза. В дальнейшем он пытался также доказать взаимосвязь электрич. и магн. явлений с оптическими и открыл поляризацию диэлектриков (1837), явления *парамагнетизма* и *диамагнетизма* (1845), магн. вращение плоскости поляризации света (*Фарадея эффект*, 1845) и др. Фарадей предположил, что наблюдаемое вз-ствие электрических зарядов и токов осуществляется через создаваемые ими в пр-ве электрич. и магн. поля, введя т. о. сами эти поля как реальные физ. объекты. Он исходил из концепции близкодействия, отрицая распространённую в то время концепцию дальнодействия, согласно к-рой тела действуют друг на друга через пустоту. При этом Фарадей ввёл также понятие о силовых линиях как механич. натяжениях в гипотетич. среде — *эфире*. Идеи Фарадея о реальности эл.-магн. поля не сразу получили признание. Первая матем. формулировка законов эл.-магн. индукции была дана нем. физиком Ф. Нейманом в 1845. Им же были введены важные понятия само- и взаимоиндукции токов. Значение этих понятий полностью раскрылось, когда англ. физик У. Томсон (лорд Кельвин) развил теорию электрич. колебаний в контуре, состоящем из конденсатора — электроёмкости — и катушки — индуктивности (1853).

Большое значение для развития Э. имело создание новых приборов и методов измерения, а также единая система электрич. и магн. единиц измерений, созданная Гауссом и нем. физиком В. Вебером (см. *Гаусса система единиц*). В 1846 Вебер указал на связь силы тока с плотностью электрич. зарядов в проводнике и скоростью их упорядоч. перемещения. Он установил также закон вз-ствия движущихся точечных зарядов, который содержал новую универсальную электродинамич. постоянную, представляющую собой отношение электростатич. и эл.-магн. единиц заряда и имеющую размерность скорости. При эксперим. определении этой постоянной (Вебер и Ф. Кольрауш, Германия, 1856) было получено значение, близкое к скорости света; это явилось определ. указанием на связь эл.-магн. явлений с оптическими.

В 1861—73 Э. получила своё развитие и завершение в работах Дж. Максвелла. Опираясь на эмпирич. законы эл.-магн. явлений и введя гипотезу о порождении магн. поля перем. электрич. полем, Максвелл сформулировал фундам. ур-ния классич. Э., названные его именем. При этом он, подобно Фарадею, рассматривал эл.-магн. явления как нек-рую форму механич. процессов в эфире. Из ур-ний Максвелла вытекало важное следствие — существование эл.-магн. волн, распространяющихся со скоростью света. После экспериментов нем. физика Г. Герца (1886—89), обнаружившего существование эл.-магн. волн, теория Максвелла получила решающее подтверждение. Вслед за открытием Герца были предприняты попытки установить беспроволочную связь с помощью эл.-магн. волн, завершившиеся созданием радио (А. С. Попов, 1896). Ур-ния Максвелла легли в основу эл.-магн. теории света.

В кон. 19 — нач. 20 вв. начался новый этап в развитии Э. Исследования электрич. разрядов в газах увенчались открытием англ. физиком Дж. Дж. Томсоном дискретности электрич. зарядов. В 1897 Томсон измерил отношение заряда эл-на к его массе, а в 1898 определил абс. величину заряда эл-на. Голл. физик Х. Лоренц, опираясь на открытие Томсона и молекулярно-кинетич. теорию, заложил основы электронной теории строения в-ва (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*). В классич. электронной теории в-во рассматривается как совокупность электрически заряженных ч-ц, движение к-рых подчинено законам классич. механики. Ур-ния Максвелла получаются из ур-ний электронной теории статистич. усреднением.

Попытки применения законов классич. Э. к исследованию эл.-магн. процессов в движущихся средах натолкнулись на существ. трудности. Стремясь разрешить их, А. Эйнштейн

пришёл (1905) к *относительности теории*. Эта теория окончательно опровергла идею существования эфира, наделённого механич. св-вами. После создания теории относительности стало очевидным, что законы Э. не могут быть сведены к законам классич. механики. На малых пространственно-временны́х промежутках становятся существенными квант. св-ва эл.-магн. поля, не учитываемые классич. Э. Квант. теория эл.-магн. процессов — *квантовая электродинамика* — была создана во 2-й четв. 20 в.

С открытием новых фактов и созданием новых теорий значение классич. Э. не уменьшилось, были определены лишь границы её применимости. В этих пределах ур-ния Максвелла и классич. электронная теория сохраняют силу, являясь фундаментом большинства разделов электротехники, радиотехники, электроники и оптики (исключение составляет *квантовая электроника*). С помощью ур-ний Максвелла решаются мн. проблемы поведения плазмы в лаб. условиях и в космосе (см. *Плазма*, *Управляемый термоядерный синтез*, *Звёзды*) и мн. др. задачи теор. и прикладного хар-ра.

● Максвелл Дж. К., Избр. соч. по теории электромагнитного поля, пер. с англ., М., 1952; Лоренц Г. А., Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, пер. с англ., 2 изд., М., 1953; Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Кудрявцев П. С., История физики, [2 изд.], т. 1—2, М., 1956; Льоцци М., История физики, пер. с итал., М., 1970.

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД, раздел электродинамики, в к-ром изучаются эл.-магн. явления, в частности законы распространения эл.-магн. волн, в движущихся средах. Э. д. с. включает также оптику движущихся сред, в к-рой исследуется распространение света в движущихся средах. Эксперим. материал по Э. д. с. накапливался в течение неск. столетий, однако полное его объяснение стало возможным только после появления спец. теории относительности А. Эйнштейна (1905).

В 1908 нем. учёный Г. Минковский показал, что *Максвелла уравнения* для покоящихся сред в сочетании с *относительности принципом* Эйнштейна однозначно определяют эл.-магн. поле в движущейся среде. Ур-ния для полей в движущейся (с пост. скоростью $\boldsymbol{v}$) среде совпадают с ур-ниями Максвелла в покоящейся среде, однако материальные уравнения, связывающие напряжённости электрич. ($\boldsymbol{E}$) и магн. ($\boldsymbol{H}$) полей с электрич. ($\boldsymbol{D}$) и магн. ($\boldsymbol{B}$) индукциями для движущихся сред иные:

$$\boldsymbol{D}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{vH}]=\varepsilon\left\{\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}]\right\},$$
$$\boldsymbol{B}-\frac{1}{c}[\boldsymbol{vE}]=\mu\left\{\boldsymbol{H}-\frac{1}{c}[\boldsymbol{vD}]\right\}, \qquad (1)$$

(ε и μ — диэлектрич. и магн. проницаемости среды). Ур-ния Максвелла с матер. ур-ниями (1) удовлетворительно объясняют результаты всех экспериментов по изучению эл.-магн. явлений в движущихся средах. Ниже рассмотрены нек-рые из следствий теории Э. д. с.

Распространение электромагнитных волн в движущейся среде. Пусть в среде, движущейся со скоростью $\boldsymbol{v}$, распространяется эл.-магн. волна

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0\exp[i(\boldsymbol{kr}-\omega t)],$$
$$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_0\exp[i(\boldsymbol{kr}-\omega t)], \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$ — амплитуды электрич. и магн. полей, $\boldsymbol{k}$ — волн. вектор, ω — круговая частота волны, $\boldsymbol{r}$, t — координата и время. В движущейся среде волн. вектор и частота [как вытекает из ур-ний Максвелла и (1), (2)] связаны соотношением

$$k^2-\frac{\omega^2}{c^2}-\frac{\varepsilon\mu-1}{c^2}\frac{(kv-\omega)^2}{1-v^2/c^2}=0. \qquad (3)$$

При $v=0$ (для покоящейся среды) $k^2=\varepsilon\mu\omega^2/c^2$. В соотношение (3) входит угол ϑ между направлением распространения волны (вектором $\boldsymbol{k}$) и скоростью $\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{kv}=kv\cos\vartheta$; поэтому условия распространения волны для разных направлений различны. При малых v, ограничиваясь величинами первого порядка по v/c, из (3) можно получить выражение для фазовой скорости $v_{\text{фаз}}$ волны, распространяющейся под углом ϑ к $\boldsymbol{v}$:

$$v_{\text{фаз}}=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}+v\cos\vartheta\left(1-\frac{1}{\varepsilon\mu}\right); \qquad (4)$$

направление фазовой скорости совпадает с направлением $\boldsymbol{k}$. Эта ф-ла была подтверждена в *Физо опыте*. Из (4), в частности, видно, что скорость света в движущейся среде не равна сумме скоростей света в неподвижной среде и самой среды. Поляризация волны, т. е. направления векторов $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$, зависит от скорости среды: вектор $\boldsymbol{E}_0$ перпендикулярен не $\boldsymbol{k}$, как в покоящейся среде, а вектору

$$\boldsymbol{k}-(\varepsilon\mu-1)\frac{\boldsymbol{kv}-\omega}{c^2-v^2}\boldsymbol{v}; \qquad (5)$$

вектор $\boldsymbol{H}_0$ не перпендикулярен $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{E}_0$.

Если скорость среды зависит от координат и времени, напр. если среда вращается, то методы спец. теории относительности становятся недостаточными для определения эл.-магн. поля. Вид ур-ний поля может быть получен с помощью *общей теории относительности*. (При малых угл. скоростях вращения применима спец. теория относительности.)

Отражение и преломление света на движущихся границах раздела. Если эл.-магн. волна падает на движущуюся границу раздела двух сред, то, как и в случае покоящейся границы, волна частично отражается, а частично проходит через границу. Однако движение границы приводит к ряду новых физ. эффектов: оказывается, что угол падения не равен углу отражения, а частоты всех трёх

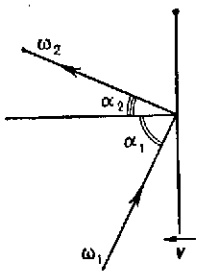


Рис. 1. Отражение света от движущегося зеркала. Угол отражения α_2 не равен углу падения α_1, частота ω_2 отражённого света не равна частоте ω_1 падающего света. Зеркало движется с пост. скоростью v навстречу падающему свету.

волн — падающей, отражённой и преломлённой — различны, при нек-рых скоростях границы может отсутствовать отражённая волна, но имеются две преломлённые с разными частотами и др.

Рассмотрим простейший пример — отражение света от движущегося в пустоте зеркала (Эйнштейн, 1905). В этом случае прошедшая волна отсутствует, имеются лишь падающая и отражённая волны (рис. 1). Если скорость $\boldsymbol{v}$ зеркала направлена по нормали к его плоскости, а волна падает на зеркало под углом α_1 к нормали, то угол отражения α_2 след. образом выражается через α_1:

$$\cos\alpha_2=\frac{2\beta+(1+\beta^2)\cos\alpha_1}{1+\beta^2+2\beta\cos\alpha_1}, \qquad (6)$$

где $\beta=v/c$ (предполагается, что зеркало движется навстречу падающей волне). При $\beta=0$ (зеркало покоится) получим $\cos\alpha_1=\cos\alpha_2$, т. е. равенство углов падения и отражения. Напротив, если $v\to c$, $\alpha_2\to 0$ при любом α_1, т. е. даже при скользящем падении отражённая волна уходит от зеркала по нормали. Частота отражённой волны связана с частотой падающей соотношением:

$$\omega_2=\omega_1\frac{1+2\beta\cos\alpha_1+\beta^2}{1-\beta^2}. \qquad (7)$$

Если волна падает на движущееся зеркало по нормали, из (7) следует:

$$\omega_2=\omega_1\frac{1+\beta}{1-\beta}. \qquad (8)$$

Если скорость зеркала близка к скорости света, частота отражённой волны во много раз больше частоты падающей.

В общем случае граница раздела не явл. идеально отражающей, поэтому, кроме падающей и отражённой, имеется преломлённая волна. Помимо этого, и граница раздела, и среды по обе стороны от неё могут двигаться с разл. скоростями. Если скорости сред по обе стороны от границы параллельны плоскости раздела, отражение волны от границы сопровождается поворотом плоскости поляризации, причём угол поворота пропорц. относит. скорости граничащих сред.

Для нахождения отражённой и преломлённой волн необходимо знать

условия, к-рым удовлетворяют поля на границе раздела. В системе отсчёта, в к-рой граница раздела покоится, граничные условия такие же, как в электродинамике неподвижных тел.

По изменению частоты при отражении волны от движущейся границы может быть определена скорость границы. Предложено также использовать этот эффект для умножения частоты эл.-магн. волн, применяя в кач-ве отражающих тел, в частности, пучки ускоренной плазмы. Эксперимент подтвердил такую возможность, однако достигнутая эффективность преобразования частот пока невелика.

Излучение электромагнитных волн в движущейся среде. Источниками излучения в движущейся среде, как и в покоящейся, явл. электрич. заряды и токи. Однако хар-р распространения эл.-магн. волн от источника, расположенного в движущейся среде, существенно отличается от хар-ра распространения волн в покоящейся среде. Пусть в нек-рой малой области движущейся среды расположен источник и время излучения мало. Если бы среда покоилась, то поле излучения расходилось бы от источника во все стороны с одинаковой скоростью, равной скорости света, т. е. всё поле излучения было бы сосредоточено вблизи от сферич. поверхности, расширяющейся со скоростью света. Движение среды приводит к тому, что скорость света в разных направлениях оказывается различной [см. ф-лу (5)]. Поэтому поверхность, на к-рой поле излучения отлично от нуля, уже не явл. сферой. Расчёт показывает, что эта поверхность имеет вид эллипсоида вращения с осью симметрии, направленной по скорости движения среды. Полуоси эллипсоида линейно растут со временем, а центр эллиптич. оболочки перемещается параллельно скорости среды. Т. о., оболочка, на к-рой сосредоточено излучение, одновременно расширяется и «сносится по течению» в движущейся среде («увлекается» средой). Если

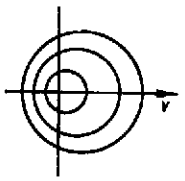


Рис. 2. Распространение волн излучения в движущейся среде в случае, когда скорость движения среды не превышает фазовой скорости света. Источник излучения находится в начале координат. Среда движется вправо со скоростью v. Видно, что волн. поверхности «сносит по течению».

скорость перемещения среды сравнительно невелика, то источник излучения находится внутри этой оболочки (рис. 2). Если же скорость движения среды превышает фазовую скорость света, то оболочку «сдувает»

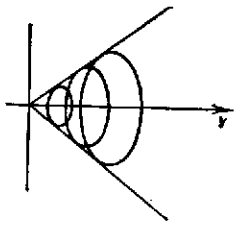


Рис. 3. Излучение волн в движущейся среде в случае, когда скорость среды превышает фазовую скорость света. Источник излучения находится в начале координат. Расходящиеся от источника волны оказываются по одну сторону от источника.

настолько сильно, что она вся оказывается «ниже по течению» и источник излучения находится вне этой оболочки (рис. 3).

Прохождение заряженной частицы через движущуюся среду. При рассмотрении излучения в движущейся среде предполагалось, что источник излучения покоится по отношению к этой среде. Если источник движется, то его поле излучения, как и в покоящейся среде, определяется интерференцией волн, испущенных источником в каждой точке своего пути. Отличие от случая покоящейся изотропной среды заключается в том, что из-за эффекта увлечения в движущейся среде скорость волн в разных направлениях различна (см. рис. 2 и 3).

Особенность излучения движущегося источника в движущейся среде можно понять на примере *Черенкова — Вавилова излучения*. Пусть в среде, движущейся со скоростью v, перемещается с пост. скоростью u точечная заряж. ч-ца. Для простоты будем считать, что u и v направлены по одной прямой. В покоящейся среде ч-ца может стать источником излучения, если её скорость превышает фазовую скорость света в среде $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. Возникающее излучение, наз. излучением Черенкова — Вавилова, уносит энергию от движущейся ч-цы, и ч-ца замедляется. В движущейся среде источником излучения Черенкова — Вавилова может быть движущаяся с малой скоростью или даже покоящаяся заряж. ч-ца. Если ч-ца покоится, а скорость движения среды превышает фазовую скорость света, возникает характерное волн. поле, представляющее собой излучение Черенкова — Вавилова в данном случае. При этом на ч-цу — источник излучения действует ускоряющая сила в направлении движения среды. Т. о., в движущейся среде хар-р вз-ствия заряж. ч-цы со средой меняется. В зависимости от скоростей ч-цы и среды потери энергии ч-цы могут иметь разл. величину и даже менять знак, что соответствует уже не замедлению, а ускорению частицы средой.

После того как стали получать (с помощью сильноточных и плазменных ускорителей) пучки заряж. ч-ц большой плотности, движущиеся с релятив. скоростями, интерес к Э. д. с. возрос. Плотные пучки во мн. отношениях ведут себя как макроскопич. движущаяся среда. В связи с применением таких пучков появились новые возможности не только в Э. д. с. вообще, но также в изучении эффектов выше 1-го порядка по v/c, т. е. эффектов, в к-рых величина v/c не мала по сравнению с единицей.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник, 1974, М., 1976; Столяров С. Н., Граничные задачи электродинамики движущихся сред, там же, 1975—1976, М., 1978.

Б. М. Болотовский.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА КВАНТОВАЯ, см. *Квантовая электродинамика.*

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ, преобразователь силы электрич. тока в механич. перемещение, основанный на вз-ствии двух (или более) контуров тока. При протекании токов (пост. или перем.), связанных с измеряемой величиной, по неподвижной и подвижной катушкам измерит. механизма (рис.) в результате их эл.-магн. вз-ствия возникает вращающий

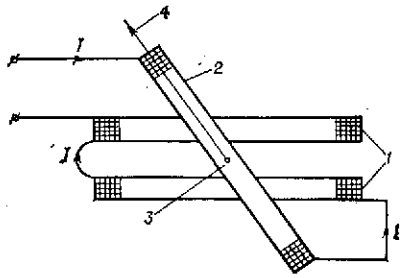


Схема электродинамич. измерительного механизма: *1* — секции неподвижной катушки; *2* — подвижная катушка; *3* — ось подвижной катушки; *4* — стрелка-указатель; *I* — ток. Устройство, создающее противодействующий момент, не показано.

момент, к-рый по мере поворота подвижной катушки уравновешивается моментом, создаваемым токоподводящими растяжками или пружинами. Для ослабления влияния внеш. магн. полей на слабые рабочие поля внутри механизма, Э. и. м. тщательно экранируют, а также применяют статические механизмы, в к-рых влияние поля компенсируется системой подвижных и неподвижных катушек. Используется Э. и. м. гл. обр. в лаб. многопредельных *амперметрах, вольтметрах* и *ваттметрах* (осн. погрешность в % от верхнего предела измерений — до 0,1%).

Разновидность Э. и. м.— ферродинамич. измерит. механизм (Ф. и. м.), в к-ром для усиления магн. поля неподвижной катушки используется магнитопровод. Э. и. м. нечувствительны к внеш. магн. полям, обладают большим вращающим моментом, что снижает их чувствительность к механич. воздействиям и позволяет создавать на их основе регистрирующие приборы. Осн. область применения Ф. и. м.— амперметры, вольтметры, ваттметры, гл. обр. для изме-

рений на перем. токе, и *варметры* (с осн. погрешностью в % от верхнего предела измерений 0,2—2,5% на частотах не выше 500 Гц).

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

ЭЛЕКТРОИНЕРЦИО́ННЫЙ ОПЫТ, доказал, что проводимость металлов обусловлена свободными электронами. Выполнен Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси в 1912 (результаты не были опубликованы), а также амер. физиками Т. Стюартом и Р. Толменом в 1916.

В Э. о. катушка большого диаметра с намотанным на неё металлич. проводом приводилась в быстрое вращение и затем резко тормозилась. При торможении катушки свободные заряды в проводнике продолжали нек-рое время двигаться по инерции. Вследствие движения зарядов относительно проводника в катушке возникал кратковрем. электрич. ток, к-рый регистрировался гальванометром, присоединённым к концам проводника с помощью скользящих контактов. Направление тока свидетельствовало о том, что он обусловлен упорядоч. движением отрицательно заряж. ч-ц. Величина переносимого заряда прямо пропорц. отношению заряда к массе ч-ц, создающих ток. Измерения показали, что это отношение равно отношению заряда эл-на к его массе, полученному из др. опытов.

ЭЛЕКТРОКАЛОРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ, изменение темп-ры *диэлектрика* под влиянием электрич. поля. В *пироэлектриках* изменение темп-ры пропорц. изменению напряжённости поля E, в др. в-вах наблюдается лишь меньший по величине квадратичный Э. э.

ЭЛЕКТРОКИНЕТИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ, совокупность явлений, возникающих в дисперсных системах и выражающихся либо в движении одной фазы относительно другой под действием внеш. электрич. поля, либо в появлении разности потенциалов в направлении относительного движения фаз под действием механич. сил. К Э. я. относятся: электрофорез — движение в жидкости взвешенных тв. ч-ц, пузырьков, капель др. жидкости под действием внеш. электрич. поля; электроосмос — движение жидкости через капилляры или тв. пористые диафрагмы под действием внеш. электрич. поля; возникновение разности потенциалов в жидкости в направлении оседания находящихся в ней взвешенных тв. ч-ц (потенциал оседания, или седиментации); возникновение разности потенциалов между концами капилляра или поверхностями пористой перегородки при продавливании через неё жидкости (потенциал течения).

Возникновение потенциалов течения и седиментации — явления обратные электроосмосу и электрофорезу. Э. я. связаны с существованием на границах фаз свободных электрич. зарядов (чаще ионов), располагающихся в виде двух противоположно заряж. слоёв (*двойной электрический слой*). Внеш. электрич. поле, направленное вдоль границы фаз, приводит к относит. движению заряж. слоёв, что, в свою очередь, вызывает относит. перемещение фаз, т. е. электроосмос или электрофорез. Обратное явление — перемещение одной фазы относительно другой вызывает перемещение заряж. слоёв и, следовательно, появление разности потенциалов течения или седиментации. Для количеств. хар-ки Э. я. пользуются понятием электрокинетического потенциала, величина к-рого зависит от числа зарядов на границе раздела и их распределения в двойном электрич. слое.

Приближённая количеств. теория Э. я. разработана польск. физиком М. Смолуховским (1903). Она не учитывает отклонение двойного электрич. слоя от состояния равновесия и возникновение у дисперсных ч-ц индуцированного *дипольного момента*. Для учёта этих явлений Э. я. необходимо рассматривать совместно с др. электроповерхностными явлениями.

● Духин С. С., Электропроводность и электрокинетические свойства дисперсных систем, К., 1975; Духин С. С., Дерягин Б. В., Электрофорез, М., 1976.

С. С. Духин.

ЭЛЕКТРО́ЛИЗ, совокупность электрохим. процессов, проходящих на электродах, погружённых в *электролит*, при прохождении по нему электрич. тока. В результате этих процессов в-ва, входящие в состав электролита, выделяются в свободном виде.

Проводимость электролитов — ионная, прохождение тока в них связано с переносом в-ва. На аноде происходит электрохим. окисление — отрицательно заряж. ионы становятся нейтр. атомами и выделяются из р-ра, а на катоде — восстановит. реакция: положит. ионы получают недостающие эл-ны.

Изучение и применение Э. началось в кон. 18 — нач. 19 вв. Осн. законы Э. были установлены экспериментально М. Фарадеем в 1833—34. Согласно первому закону Фарадея, масса m выделившегося на аноде в-ва пропорц. времени t прохождения через электролит тока и силе тока I:

$$m = kIt;$$

коэфф. пропорциональности k наз. электрохимическим эквивалентом данного в-ва.

Второй закон Фарадея устанавливает связь электрохим. эквивалента с химическим эквивалентом $A = \mu/n$, где μ — молярная (или атомная) масса, n — заряд иона (в ед. абс. величины заряда эл-на e):

$$k = \frac{1}{F} A,$$

где F — *Фарадея постоянная*, численно равная заряду, к-рый должен пройти через электролит, чтобы на электроде выделилась масса в-ва, численно равная k. Этот заряд переносят ионы, кол-во к-рых в массе в-ва, численно равной хим. эквиваленту, составляет $\frac{N_A}{n}$, где N_A — число Авогадро (число молекул в грамм-молекуле). Поэтому $F = q_n \frac{N_A}{n}$, где q_n — заряд одного иона. Так как заряд иона $q_n = ne$, то $F = eN_A = 96\,500$ Кл/моль.

Э. лежит в основе электрохим. метода получения чистых в-в, а также используется для создания тонких слоёв одних в-в на поверхности других (никелирование, хромирование и т. д.).

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРОЛИ́ТЫ, в широком смысле — жидкие или твёрдые в-ва и системы, в к-рых присутствуют в заметной концентрации ионы, обусловливающие прохождение по ним электрич. тока (ионную проводимость); в узком смысле — в-ва, распадающиеся в р-ре на ионы.

При растворении Э. под влиянием электрич. поля молекул растворителя происходит распад молекул Э. на отд. положительно и отрицательно заряж. ионы. Этот процесс наз. электролитической диссоциацией. По способности к электролитич. диссоциации α Э. условно делят на сильные ($\alpha \approx 1$) и слабые (α близка к 0). К сильным Э. относятся соли, нек-рые органич. кислоты и основания, к слабым — мн. органич. кислоты и основания. Степень диссоциации зависит также от природы растворителя, темп-ры, давления и др. факторов.

Св-ва очень разбавл. растворов Э. удовлетворительно описываются статистич. теорией. Не слишком разбавленные Э. явл. сложными системами из ионов, недиссоциированных молекул и ионных пар, молекул растворителя и др., и теория таких систем, к-рая учитывала бы все вз-ствия, пока не создана.

При прохождении электрич. тока через электролит на опущенных в него электродах происходят окислительно-восстановительные электрохим. реакции, в результате к-рых выделяются в свободном виде в-ва, входящие в состав Э. (см. *Электролиз*).

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ, *люминесценция*, возбуждаемая электрич. полем. Наблюдается в газах и тв. телах. При Э. атомы (молекулы) в-ва переходят в возбуждённое состояние в результате возникновения в нём к.-л. формы электрич. разряда. Из разл. типов Э. тв. тел наиболее важны инжекционная и предпробойная. Инжекц. Э. характерна для p — n-перехода в нек-рых ПП, напр. в SiC или GaP, в пост. электрич. поле, включённом в пропускном на-

правлении. В n-область инжектируются избыточные дырки, а в p-область — эл-ны (или те и другие в тонкий слой между p- и n-областями). Свечение возникает при *рекомбинации* эл-нов и дырок в p — n-слое.

Предпробойная Э. наблюдается, напр., в порошкообразном ZnS, активированном Cu, Al и др. и помещённом в диэлектрик между обкладками конденсатора, на к-рый подаётся перем. напряжение звук. частоты. При макс. напряжении на обкладках конденсатора в люминофоре происходят процессы, близкие к электрич. пробою: на краях частичек люминофора концентрируется сильное электрич. поле, к-рое ускоряет свободные эл-ны. Эти эл-ны могут ионизовать атомы; образовавшиеся дырки захватываются *центрами люминесценции*, на к-рых рекомбинируют эл-ны при изменении направления поля.

Э. газов — свечение газового разряда — используется в газоразрядных трубках. Э. тв. тел применяется для индикаторных устройств (электролюминесцентные знаковые индикаторы, мнемосхемы, преобразователи изображений и т. д.).

● Прикладная электролюминесценция, М., 1974; Верещагин И. К., Электролюминесценция кристаллов, М., 1974.

М. В. Фок.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ, возникновение электродвижущей силы (эдс индукции) в проводящем контуре, находящемся в перем. магн. поле или движущемся в пост. магн. поле. Электрич. ток, вызванный этой эдс, наз. индукционным. Э. и. открыта англ. физиком М. Фарадеем в 1831 (и независимо амер. учёным Дж. Генри в 1832). Согласно закону Фарадея, эдс индукции $\mathcal{E}_i$ в контуре прямо пропорц. скорости изменения во времени t *магнитного потока* Φ через поверхность S, ограниченную контуром:

$$\mathcal{E}_i = -k\frac{d\Phi}{dt};$$

коэфф. пропорциональности k в *Гауссе системе единиц* равен $1/c$, а в СИ $k=1$. Это выражение наз. законом Фарадея. Знак минус в правой его части определяет направление индукц. тока в соответствии с *Ленца правилом*. В пост. магн. поле эдс индукции возникает лишь в том случае, когда магн. поток через ограниченную контуром поверхность изменяется во времени, т. е. контур при движении должен пересекать линии магн. индукции (при движении вдоль линий $\Delta\Phi=0$ эдс не возникает).

Эдс индукции равна работе по перемещению единичного заряда вдоль замкнутого контура, совершаемой силами вихревого электрич. поля, к-рое, согласно *Максвелла уравнениям*, порождается в пр-ве при изменении магн. поля со временем.

Э. и. лежит в основе работы генераторов электрич. тока, трансформаторов и т. д.

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, тип фундам. вз-ствия (наряду с гравитационным, слабым и сильным), характеризуемый участием эл.-магн. поля. Эл.-магн. поле (в квант. физике — фотон) либо излучается или поглощается при вз-ствии, либо переносит вз-ствие между телами. Так, притяжение между двумя неподвижными телами, обладающими разноимёнными электрич. зарядами, обусловлено действием электрич. поля, создаваемого одним из зарядов, на другой.

Э. в. явл. дальнодействующим и может приводить как к притяжению, так и к отталкиванию между телами. Это отражает существование двух разноимённых электрич. зарядов: положительного и отрицательного. Разноимённые заряды притягиваются, одноимённые отталкиваются. Свободные магн. заряды в природе не обнаружены (см. *Магнитный монополь*).

С помощью Э. в. осуществляется вз-ствие положительно заряж. ядер и отрицательно заряж. эл-нов в атомах и молекулах в-ва, и тем самым Э. в. определяет (на основе законов квант. механики) возможность устойчивого состояния таких микросистем. Размеры их существ. образом определяются величиной электрич. заряда эл-на (так, боровский радиус атома водорода равен $\hbar^2/me^2$, где m — масса эл-на). К Э. в. сводится большинство сил, наблюдаемых в макроскопич. явлениях: силы упругости, трения, поверхностного натяжения в жидкостях и др. Св-ва разл. агрегатных состояний в-ва, хим. превращения, электрич., магн. и оптич. явления определяются Э. в. Эл.-магн. природу имеют явления ионизации и возбуждения атомов среды электрич. полем быстро движущихся заряж. ч-ц, процессы расщепления ядер фотонами, реакции фоторождения мезонов, радиационные (с испусканием фотонов) распады элем. ч-ц и возбуждённых состояний ядер, упругое и неупругое рассеяние эл-нов, позитронов и мюонов и т. п. Проявления Э. в. широко используются в электротехнике, радиотехнике, электронике, оптике, квант. электронике.

Эл.-магн. явления, в к-рых участвуют слабые, медленно меняющиеся эл.-магн. поля, управляются законами классич. электродинамики, описываемой *Максвелла уравнениями*. Для сильных или быстро меняющихся полей определяющую роль играют квант. явления. Кванты поля эл.-магн. излучения (фотоны, или γ-кванты) имеют энергию $\mathcal{E}_\gamma=\hbar\omega$, импульс $\boldsymbol{p}=(\hbar\omega/c)\boldsymbol{n}$ (где $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор в направлении распространения эл.-магн. волны, ω — её круговая частота), спин $J=1$ и отрицательную *зарядовую чётность*. Обладая целочисл. спином, фотоны подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*, вследствие чего в одном и том же состоянии может находиться любое число фотонов. Это обусловливает возможность описания Э. в. с участием большого числа фотонов ($n_\omega=\mathcal{E}/\hbar\omega\gg1$) в рамках классической (а не только квантовой) физики. Как фундаментальное, Э. в. изучается в явлениях на малых расстояниях (обычно порядка или меньше атомных), где существенны квант. эффекты. Вз-ствия между фотонами и заряж. *лептонами* описываются ур-ниями *квантовой электродинамики*. При Э. в. адронов и ядер существ. роль играет сильное вз-ствие.

Константой Э. в., определяющей его «силу» в квант. явлениях, служит элем. электрич. заряд $e\approx4{,}8\cdot10^{-10}$ ед. заряда СГСЭ (абс. величина заряда эл-на); интенсивность (или эфф. *сечение*) эл.-магн. процессов в микромире пропорц. безразмерному параметру $\alpha=e^2/\hbar c\approx1/137$ (наз. постоянной тонкой структуры) или его более высоким степеням.

Тот факт, что электрич. заряд определяет силу вз-ствия и в то же время явл. сохраняющейся величиной,— важнейшее св-во Э. в. Вследствие этого Э. в. записывается одинаковым образом для тел и ч-ц разл. природы, для разл. эл.-магн. явлений и процессов. Это св-во носит назв. универсальности Э. в. Двоякая роль электрич. заряда определяется тем, что эл.-магн. поле относится к т. н. *калибровочным полям*.

Среди др. типов вз-ствий Э. в. занимает промежуточное положение как по «силе» и длительности протекания процессов, так и по числу законов сохранения, к-рые выполняются при Э. в. Так, характерные времена радиац. распадов элем. ч-ц и возбуждённых состояний ядер (10^{-12}—10^{-21} с) значительно превосходят «ядерные» времена ($\sim10^{-23}$ с) и много меньше времён распадов, обусловленных слабым вз-ствием (10^3—10^{-11} с). При Э. в., в отличие от слабого вз-ствия, сохраняются пространств. *чётность*, зарядовая чётность, *странность*, «*очарование*», «*красота*». С хорошей степенью точности установлено, что Э. в. инвариантно по отношению к *обращению времени*. При Э. в. адронов нарушаются присущие сильному вз-ствию законы сохранения *изотопического спина* и *G-чётности*, при этом изотопич. спин адронов может измениться при испускании или поглощении фотона лишь на ±1 или 0. *Унитарная симметрия* адронов $SU(3)$ приводит к определ. соотношениям между эл.-магн. хар-ками ч-ц, входящих в один унитарный мультиплет.

Законы сохранения и св-ва фотонов в значит. степени определяют специфич. черты Э. в. Так, дальнодействующий хар-р Э. в. связан с равенством нулю массы покоя фотона, а вследствие того, что спин фотона равен 1, появляются определ. правила

отбора в процессах испускания фотонов (напр., запрещены переходы с испусканием одного фотона между состояниями системы, имеющей нулевой момент кол-ва движения).

Из-за малости α вероятности эл.-магн. процессов малы по сравнению с вероятностями аналогичных процессов, протекающих за счёт сильного вз-ствия. Напр., сечение рассеяния фотонов с энергией 320 МэВ на протоне составляет ок. $2\cdot10^{-30}$ см^2, что примерно в 10^5 раз меньше сечения рассеяния π-мезонов на протоне при соответствующей полной энергии в системе центра инерции (с. ц. и.).

При матем. описании Э. в. эл.-магн. поле в пространственно-временно́й точке x характеризуется четырёхмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x)$, $\mu=0$, 1, 2, 3: $A=(\varphi, \boldsymbol{A})$, где φ — скалярный, $\boldsymbol{A}$ — векторный потенциалы. Плотность *лагранжиана* вз-ствия L поля с зарядом записывается в виде скалярного произведения:

$$L=-\frac{1}{c}\sum_{\mu=0}^{3} j_\mu A_\mu=-\rho\varphi+\frac{1}{c}\boldsymbol{jA},$$

где $j_\mu(x)$ — четырёхмерный вектор плотности электрич. тока: $j=(c\rho, \boldsymbol{j})$, ρ — плотность заряда, $\boldsymbol{j}$ — плотность тока. В квант. физике j_μ и A_μ становятся операторами, при этом ток, образованный движущимися заряж. ч-цами со спином $^1/_2$ (напр., эл-нами), описывается выражением: $j_\mu(x)=e\overline{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)$. Здесь $\psi(x)$ — оператор уничтожения исходного эл-на, $\overline{\psi}(x)$ — оператор рождения эл-на в конечном (после вз-ствия с фотоном) состоянии, γ_μ — матрицы Дирака (см. *Дирака уравнение*) [γ_μ введены для того, чтобы из операторов $\overline{\psi}$ и ψ, к-рые явл. четырёхмерными спинорами относительно преобразований Лоренца, сконструировать четырёхмерный вектор (как A_μ) — эл.-магн. ток j_μ. Тогда произведение $j_\mu A_\mu$ будет скаляром, т. е. L — инвариантом]. Через L выражаются наблюдаемые хар-ки Э. в.: сечения эл.-магн. процессов, вероятности радиац. распадов, эл.-магн. св-ва ч-ц (их магн. моменты, *формфакторы*) и др. При калибровочных преобразованиях

$$\psi(x)\longrightarrow\psi'(x)=e^{ie\chi(x)}\psi(x),$$
$$A_\mu(x)\longrightarrow A'_\mu(x)=A_\mu(x)+\frac{\partial\chi(x)}{\partial x_\mu},$$

где χ — произвольная ф-ция x, ур-ния движения и наблюдаемые физ. величины остаются неизменными. Это св-во получило назв. калибровочной инвариантности — одной из важнейших симметрий в природе (калибровочной симметрии), объясняющей универсальность Э. в. Обобщение калибровочной теории на др. типы вз-ствий привело к созданию единой теории слабых и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*), а также совр. теории сильного вз-ствия на малых ($\leqslant10^{-14}$ см) расстояниях — *квантовой хромодинамики*.

Квант. электродинамика, развитая для описания ат. явлений, оказалась справедливой и для расстояний, значительно меньших, чем атомные (вплоть до $\sim10^{-16}$ см). Её предсказания с высокой степенью точности согласуются с эксперим. данными. Так, не найдено отклонения измеренной величины магн. момента эл-на от теор. значения на уровне точности 10^{-8}%.

Не обнаружено различия в хар-ре Э. в. для эл-нов (позитронов), мюонов и τ-лептонов, хотя масса мюона примерно в 200, а τ-лептона — в 3600 раз больше, чем у эл-на. Всё отличие явлений с участием $e^\pm$, $\mu^\pm$, $\tau^\pm$ обусловлено лишь разницей масс этих ч-ц.

В эл.-магн. процессах с участием адронов и ядер (фоторождении мезонов, рассеянии эл-нов и мюонов на протонах и ядрах, фоторасщеплении ядер, аннигиляции пары e^+e^- в адроны и др.) важную роль играет сильное вз-ствие. Так, резонансные состояния адронов — *резонансы* могут возбуждаться фотонами и ярко проявляются, напр., в полных сечениях процесса поглощения фотонов протонами с образованием адронов (рис. 1). Эл.-магн. св-ва и эл.-магн. структура адронов (магн. моменты, распределения зарядов и токов) обусловлены «облаком» виртуальных ч-ц (преим. пионов), испускаемых адронами. Напр., среднеквадратичный радиус распределения заряда в протоне (электрич. формфактор протона) определяется размерами этого «облака» и составляет $\sim0{,}8\cdot10^{-13}$ см. С коротководействующим хар-ром сильного вз-ствия связаны малые размеры адронов и ядер ($R\approx10^{-12}$—10^{-13} см) и тем самым плавная зависимость от углов дифф. сечений вз-ствия с ними фотонов небольших энергий ($\mathcal{E}_\gamma<\hbar c/R$): соответствующая этим энергиям длина волны λ эл.-магн. поля превышает размеры адронной системы ($\lambda>R$), и вз-ствие происходит за счёт испускания или поглощения фотонов преим. низких мультипольностей.

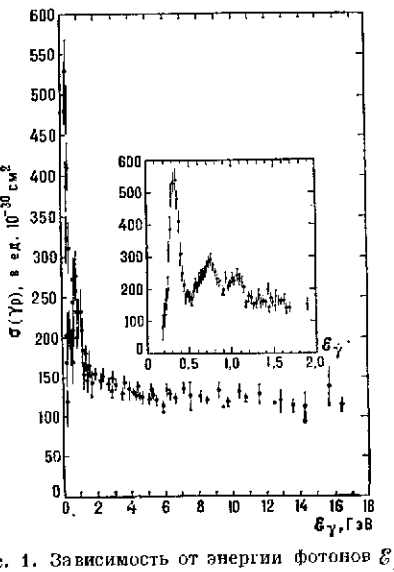


Рис. 1. Зависимость от энергии фотонов $\mathcal{E}_\gamma$ (в лаб. системе) полного сечения поглощения фотонов протоном $\sigma(\gamma p)$. Максимумы соответствуют энергиям возбуждения нуклонных резонансов.

При энергиях $\mathcal{E}_\gamma$ выше 2 ГэВ угл. и энергетич. зависимости хар-к (сечений, поляризаций и др.) фотонных процессов и процессов вз-ствия между адронами схожи: дифф. сечения характеризуются направленностью вперёд, полное сечение $\sigma(\gamma p)$ слабо зависит от энергии (рис. 1), а при $\mathcal{E}_\gamma>50$ ГэВ медленно возрастает с увеличением энергии, что характерно для полных сечений вз-ствий адронов. Это сходство легло в основу **модели векторной доминантности**, согласно к-рой фотон взаимодействует с адронами, предварительно перейдя в адронное состояние — векторные мезоны ρ_0, ω, φ и др. (имеющими такие же квант. числа, как и фотон, за исключением массы). Возможность такого перехода ярко иллюстрируется резонансной зависимостью от энергии сечения процесса $e^++e^-\to K^++K^-$, обусловленного превращением пары e^+e^- в виртуальный фотон, а последнего — в векторный φ-мезон и его последующим распадом на пару К-мезонов (рис. 2). Эксперимент показал удовлетворит. применимость модели векторной доминантности для описания т. н. мягких эл.-магн. явлений, к-рые характеризуются малыми передаваемыми адронной системе импульсами (<1 ГэВ/c). В частности, обнаружены «теневые» эффекты при адронном поглощении фотонов высокой энергии ($\mathcal{E}_\gamma>2$ ГэВ) ядрами. В отсутствие «теневых» эффектов сечение адронного поглощения фотонов на ядре Z должно быть равно сумме сечений поглощения фотонов отд. нуклонами. $\sigma(\gamma Z)=A\cdot\sigma(\gamma p)$ [$\sigma(\gamma n)\approx\sigma(\gamma p)$], где A — число нуклонов в ядре Z (пунктирная кривая на рис. 3). Наблюдаемая более слабая зависимость от A (сплошная кривая на рис. 3) обусловлена возможностью превращения фотона, напр., в ρ^0-мезон, к-рый сильно поглощается нуклонами ядра, что приводит к «затенению» внутр. нуклонов при прохождении фотонов через ядро.

Рис. 2. Поведение сечения σ (в произвольных ед.) процесса $e^++e^-\to K^++K^-$ в зависимости от разности $\mathcal{E}-Mc^2$, где $\mathcal{E}$ — полная энергия сталкивающихся ч-ц в с. ц. и., M — масса φ-мезона ($Mc^2=1019{,}5$ МэВ). Справа — соответствующая диаграмма Фейнмана.

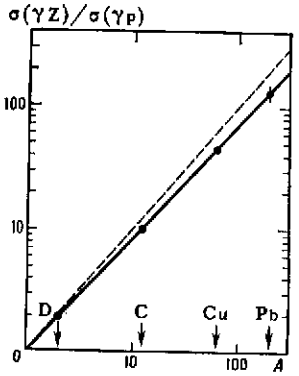


Рис. 3. Отношение $R=\sigma(\gamma Z)/\sigma(\gamma p)$ полных сечений адронного поглощения фотонов с $\mathcal{E}_\gamma = 16$ ГэВ на ядрах и на протонах в зависимости от числа A нуклонов в ядре.

Э. в. адронов и ядер предоставляет уник. возможность для изучения их строения, для исследования природы сильного вз-ствия. Так, наиб. полные сведения о размерах ядер, о распределении в них зарядов получены при измерении сечений упругого рассеяния эл-нов на ядрах. При исследовании фоторождения мезонов были открыты нек-рые нуклонные резонансы. Новые тяжёлые векторные мезоны (J/ψ, ψ', Υ и др.) были обнаружены и изучены по их эл.-магн. распадам на пары e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ и в процессах рождения на встречных электрон-позитронных пучках.

Большую роль в изучении структуры адронов сыграли эксперименты по рассеянию эл-нов большой энергии на протонах. Оказалось, что дифф.

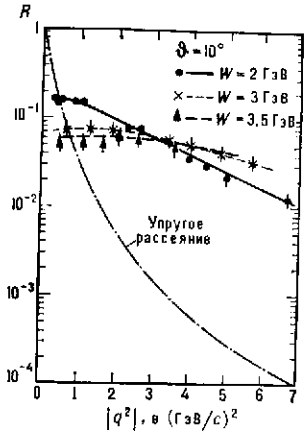


Рис. 4. Зависимость отношения $R=\sigma(e^-+p\to e^-+\text{адроны})/\sigma_M$ от квадрата переданного эл-ном четырёхмерного импульса $|q^2|$ для угла рассеяния эл-нов $\vartheta=10°$ и для полной энергии W адронов конечного состояния в с. ц. и. (σ_M — дифф. сечение рассеяния эл-нов на точечной ч-це с положит. элем. зарядом). Ослабление зависимости R от $|q^2|$ при увеличении W указывает на переход к точечноподобному хар-ру глубоко неупругого рассеяния эл-нов на протоне. Отношение R для упругого рассеяния эл-нов на протонах (штрихпунктирная кривая) иллюстрирует кардинальное отличие протона от точечной ч-цы.

сечение упругого рассеяния значительно отличается от сечения рассеяния на точечной ч-це и сильно падает по сравнению с последним при увеличении $|q^2|$ (где q — переданный эл-ном четырёхмерный импульс; рис. 4). Это доказывает, что нуклон — протяжённый объект. Напротив, сечение глубоко неупругого рассеяния — т. н. жёсткого процесса $e+p\to e+$адроны, в к-ром адронам передаются большие импульсы (>1 ГэВ/c) и энергии ($\geqslant 2$—3 ГэВ), ведёт себя так же, как рассеяние на точечной ч-це. Последнее обстоятельство привело к формулировке т. н. партонной модели адронов, согласно к-рой адроны состоят из частей — *партонов*, проявляющих себя при вз-ствии с фотонами как бесструктурные (точечные) ч-цы.

Отождествление партонов с *кварками* оказалось плодотворным для понимания строения адронов. В применении к Э. в. адронов кварковая модель даёт хорошо согласующиеся с экспериментом предсказания не только для магн. моментов ч-ц, но и для вероятностей радиац. распадов адронов, для сечений упр. и глубоко неупр. рассеяния эл-нов. При Э. в. фотон взаимодействует с входящими в состав адронов кварками. При этом в жёстких процессах получившие в результате вз-ствия большую энергию кварки и испускаемые ими *глюоны* образуют *адронные струи*, к-рые наблюдались в реакциях $e^++e^-\to$ $\to 2$ струи адронов, $e^++e^-\to 3$ струи адронов при энергиях ~ 10 ГэВ в с. ц. и. В мягких эл.-магн. процессах фотон виртуально переходит в систему кварк — антикварк, к-рые взаимодействуют с кварками адронов.

В жёстких процессах, обусловленных, согласно соотношению неопределённостей, явлениями на малых расстояниях в адроне ($\leqslant 10^{-14}$ см), кварки ведут себя как почти свободные ч-цы. Это послужило основанием для разработки квант. хромодинамики — теории вз-ствия кварков и глюонов. Исследование Э. в. адронов наряду с изучением их слабого и сильного вз-ствий играет важную роль в проверке и дальнейшем развитии этой теории.

● Фрауэнфельдер Г., Хенли Э., Субатомная физика, пер. с англ., М., 1979; Вайнберг С., Свет как фундаментальная частица, [пер. с англ.], «УФН», 1976, т. 120, в. 4; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975.

А. И. Лебедев.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ, особая форма материи, посредством к-рой осуществляется вз-ствие между электрически заряж. ч-цами (см. *Поля физические*). Э. п. в вакууме характеризуется вектором напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и магн. индукцией $\boldsymbol{B}$, к-рые определяют силы, действующие со стороны поля на неподвижные и движущиеся заряж. ч-цы. Наряду с векторами $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, измеряемыми непосредственно, Э. п. может характеризоваться скалярным φ и векторным $\boldsymbol{A}$ потенциалами, к-рые определяются неоднозначно, с точностью до калибровочного преобразования (см. *Потенциалы электромагнитного поля*). В среде Э. п. характеризуется дополнительно двумя вспомогат. величинами: напряжённостью магн. поля $\boldsymbol{H}$ и электрич. индукцией $\boldsymbol{D}$.

Э. п. изучает классич. *электродинамика*; в произвольной среде оно описывается *Максвелла уравнениями*, позволяющими определить поля в зависимости от распределения зарядов и токов. Микроскопич. Э. п., созданные отд. элем. ч-цами, характеризуются напряжённостями микроскопич. полей: электрич. поля $\boldsymbol{e}$ и магнитного $\boldsymbol{h}$. Их ср. значения связаны с макроскопич. хар-ками Э. п. след. образом: $\overline{\boldsymbol{e}}=\boldsymbol{E}$, $\overline{\boldsymbol{h}}=\boldsymbol{B}$. Микроскопич. поля удовлетворяют *Лоренца — Максвелла уравнениям*.

Э. п. неподвижных или равномерно движущихся заряж. ч-ц неразрывно связано с этими ч-цами; при ускоренном движении ч-ц Э. п. «отрывается» от них и существует независимо в форме эл.-магн. волн (см. *Излучение*).

Порождение Э. п. перем. магн. полем и магн. поля переменным электрическим приводит к тому, что электрич. и магн. поля не существуют обособленно, независимо друг от друга. Компоненты векторов, характеризующих Э. п., образуют, согласно *относительности теории*, единую физ. величину — тензор Э. п., элементы к-рого преобразуются при переходе от одной инерц. системы отсчёта к другой в соответствии с *Лоренца преобразованиями*.

При больших частотах Э. п. становятся существенными его квантовые (дискретные) св-ва, и Э. п. можно рассматривать как поток квантов поля — фотонов. В этом случае классич. электродинамика неприменима, и Э. п. описывается *квантовой электродинамикой*.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Калашников С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977 (Общий курс физики); Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, 2 изд., [в. 5—7], М., 1977; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2); их же, Электродинамика сплошных сред, М., 1959.

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ, *электромагнитные колебания*, распространяющиеся в пр-ве с конечной скоростью. Существование Э. в. было предсказано англ. физиком М. Фарадеем в 1832. Англ. физик Дж. Максвелл в 1865 теоретически показал, что эл.-магн. колебания распространяются в вакууме со скоростью света. В 1888 максвелловская теория Э. в. получила подтверждение в опытах нем. физика Г. Герца, что сыграло решающую роль для её утверждения.

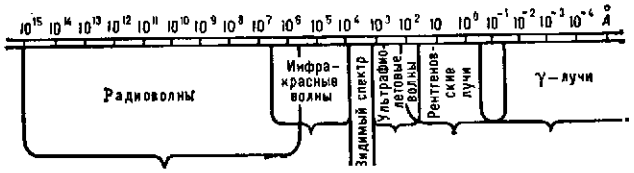
Теория Максвелла позволила установить, что *радиоволны*, *свет*, рентгеновское и *гамма-излучения* представляют собой Э. в. с различной длиной

СПЕКТР ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Частота ν, Гц	Длина волны λ, м	Название диапазона	Источники. Основные методы возбуждения
10^8	$3\cdot10^0$	Радиоволны	Переменные токи в проводниках и электронных потоках (генераторы радиочастот, генераторы СВЧ)
10^{13}	$30\cdot10^{-4}$	ИК-излучение	Излучение молекул и атомов при тепловых и электрических воздействиях
$3{,}75\cdot10^{14}$	$8\cdot10^{-7}$	Видимый свет	
$7{,}5\cdot10^{14}$	$4\cdot10^{-7}$	УФ излучение, мягкий рентген	Излучение атомов при воздействиях ускоренных электронов
$3\cdot10^{17}$	10^{-9}	Рентген, γ-излучение	Атомные процессы при воздействии ускоренных заряженных частиц
$3\cdot10^{20}$	10^{-12}	γ-излучение	Ядерные процессы, радиоактивный распад, космические процессы
10^{23}	$3\cdot10^{-15}$		

волны λ (см. табл.), причём между соседними диапазонами шкалы Э. в. нет резких границ (рис.). Частота ω колебаний связанных электрич. $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{H}$ полей связана с λ соотношением: $\lambda=c/\omega$.

Особенности Э. в., законы их возбуждения и распространения описываются *Максвелла уравнениями*. Если в какой-то области пр-ва существуют электрич. заряды e и токи I, то изменение их со временем t приводит к излучению Э. в. На характер распространения Э. в. существенно влия-



Шкала эл.-магн. волн.

ет среда, в к-рой они распространяются. Э. в. могут испытывать преломление, в реальных средах имеет место *дисперсия волн*, вблизи неоднородностей наблюдаются *дифракция волн*, *интерференция волн*, *полное внутреннее отражение* и др. явления, свойственные волнам любой природы. Пространств. распределение эл.-магн. полей, временны́е зависимости $\boldsymbol{E}(t)$ и $\boldsymbol{H}(t)$, определяющие тип волн (плоские, сферические и др.), вид поляризации и др. особенности Э. в. задаются, с одной стороны, хар-ром источника излучения, с другой — св-вами среды, в к-рой они распространяются. В случае однородной и изотропной среды вдали от зарядов и токов, создающих эл.-магн. поле, ур-ния Максвелла приводят к *волновым уравнениям*

$$\nabla^2\boldsymbol{E}=\frac{\varepsilon\mu}{}\frac{\partial^2\boldsymbol{E}}{\partial t^2};\quad \nabla^2\boldsymbol{H}=\frac{\varepsilon\mu}{}\frac{\partial^2\boldsymbol{H}}{\partial t^2}, \qquad (1)$$

описывающим, в частности, распространение плоских монохроматич. Э. в.:

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0\cos(\boldsymbol{kr}-\omega t+\varphi),$$
$$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_0\cos(\boldsymbol{kr}-\omega t+\varphi). \qquad (2)$$

Здесь ε — диэлектрическая, μ — магн. проницаемости среды, $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$ — амплитуды колебаний электрич. и магнит. полей, $\omega=2\pi\nu$ — круговая частота этих колебаний, φ — произвольный сдвиг фазы, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки; ∇ — оператор Лапласа

$$\left(\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{H}\perp\boldsymbol{k},\ H_0=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\,E_0\right).$$

Если среда неоднородна или содержит поверхности, на к-рых изменяются её электрич. либо магн. св-ва, или если в пр-ве имеются проводники, то тип возбуждаемых и распространяющихся Э. в. может существенно отличаться от плоской линейно поляризованной волны. Э. в. могут распространяться вдоль направляющих поверхностей (поверхностные волны), в передающих линиях, в полостях, образованных хорошо проводящими стенками (см. *Радиоволноводы*, *Световод*), в квазиоптич. линиях (см. *Квазиоптика*).

Хар-р изменения во времени $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ определяется законами изменения тока $I(t)$ и зарядов $e(t)$, возбуждающих Э. в. Однако форма волны в общем случае не следует $I(t)$ или $e(t)$. Она в точности повторяет форму тока только в случае линейной среды, если $I=I_0\sin\omega t$. Т. к. волны любой формы можно представить в виде суммы гармонических составляющих, то для линейных сред, для которых справедлив *суперпозиции принцип*, все задачи излучения, распространения и поглощения Э. в. произвольной формы сводятся к решению задач для гармонич. Э. в.

В изотропном пр-ве скорость распространения гармонич. Э. в., т. е. *фазовая скорость* $v=c/\sqrt{\mu\varepsilon}$. При наличии дисперсии скорость переноса энергии $v_{гр}$ (*групповая скорость*) может отличаться от v. Плотность потока энергии, переносимой Э. в., определяется *Пойнтинга вектором* $\boldsymbol{S}=(c/4\pi)[\boldsymbol{EH}]$. Т. к. в изотропной среде векторы $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{k}$ образуют правовинтовую систему, то $\boldsymbol{S}$ совпадает с направлением распространения Э. в. В анизотропной среде (в т. ч. вблизи проводящих поверхностей) $\boldsymbol{S}$ может не совпадать с направлением распространения Э. в.

Простейшим излучателем Э. в. явл. электрич. диполь — отрезок проводника длиной $l\ll\lambda$, по к-рому протекает ток $i=i_0\sin\omega t$. На расстоянии от диполя $r\gg\lambda$ образуется волновая зона (зона излучения), где распространяются сферич. волны (см. *Антенна*).

Создание мощных источников радиоволн во всех диапазонах, а также появление *квантовых генераторов*, в частности *лазеров*, позволило достичь напряжённости электрич. поля в Э. в., существенно изменяющих св-ва сред, в к-рых происходит их распространение. Это привело к развитию нелинейной теории Э. в. При распространении Э. в. в нелинейной среде (ε и μ зависят от E и H) её форма изменяется. Если дисперсия мала, то по мере распространения Э. в. они обогащаются высшими гармониками и их форма постепенно искажается (см. *Нелинейная оптика*). Напр., после прохождения синусоидальной Э. в. характерного пути (величина к-рого определяется степенью нелинейности среды) может сформироваться *ударная волна*, характеризующаяся резкими изменениями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ (разрывами) с их послед. плавным возвращением к первонач. величинам. Большинство нелинейных сред, в к-рых Э. в. распространяются без сильного поглощения, обладает значит. дисперсией, препятствующей образованию ударных Э. в. Поэтому образование ударных волн возможно лишь в диапазоне λ от неск. см до длинных волн. При наличии дисперсии в нелинейной среде возникающие высшие гармоники распространяются с разл. скоростью, и существ. искажения формы исходной волны не происходит. Образование интенсивных гармоник и вз-ствие их с исходной волной может иметь место лишь при специально подобранных законах дисперсии (см. *Параметрический генератор света*).

Э. в. разл. диапазонов λ характеризуются разл. способами возбуждения и регистрации. Они по-разному взаимодействуют с в-вом. Процессы излучения и поглощения Э. в. от самых длинных волн до *инфракрасного излучения* достаточно полно описываются соотношениями *электродинамики*. На более высоких частотах доминируют процессы, имеющие существенно квантовую природу, а в оптич. диапазоне и тем более в диапазонах рентгеновских и γ-лучей излучение и поглощение Э. в. могут быть описаны

только на основе представлений о дискретности этих процессов. Во многих случаях эл.-магн. излучение ведёт себя не как набор монохроматич. Э. в. с частотой ω и волн. вектором k, а как поток квазичастиц — фотонов с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $p=\hbar\omega/c$. Волн. св-ва проявляются, напр., в явлениях дифракции и интерференции, корпускулярные — в *фотоэффекте* и *Комптона эффекте*.

● Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973 (Теоретическая физика, т. 2); их же, Электродинамика сплошных сред, М., 1959; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики).

В. В. Мигулин.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ, взаимосвязанные колебания электрич. (E) и магн. (H) полей, составляющих единое *электромагнитное поле*. Распространение Э. к. происходит в виде *электромагнитных волн*. Э. к. представляют собой совокупность фотонов, и только при очень большом числе фотонов их можно рассматривать как непрерывный процесс.

Различают вынужденные Э. к., поддерживаемые внеш. источниками, и *собственные колебания*, существующие и без них. В неограниченном пр-ве или в системах с потерями энергии (диссипативных) возможны собств. Э. к. с непрерывным спектром частот. Пространственно огранич. консервативные (без потерь энергии) системы имеют дискретный спектр собств частот, причём каждой частоте соответствует один или неск. независимых типов колебаний (мод). Напр., между двумя отражающими плоскостями в вакууме, отстоящими друг от друга на расстояние l, возможны только синусоидальные Э. к. с круговыми частотами $\omega_n=n\pi c/l$, где n — целое число. Собств. колебания имеют вид синусоидальных *стоячих волн*, в к-рых колебания векторов E и H сдвинуты во времени на $T/4$, а пространств. распределения их амплитуд смещены на $\lambda/4$, так что максимумы (пучности) E совпадают с нулями (узлами) H, и наоборот. В таких Э. к. энергия в среднем не переносится в пр-ве, но внутри каждого четвертьволнового участка между узлами полей происходит независимая периодич. перекачка электрич. энергии в магнитную и обратно.

Представление Э. к. в виде суперпозиции мод с дискретным или непрерывным спектром допустимо для любой сложной системы проводников и диэлектриков, если поля, токи, заряды в них связаны между собой линейными соотношениями. В квазистационарных системах, размеры к-рых $\ll\lambda$, области, где преобладают электрич. или магн. поля, могут быть пространственно разделены и сосредоточены в отд. элементах: E — в ёмкостях C, H — в индуктивностях L. Типичный пример системы с сосредоточенными параметрами — *колебательный контур*, где происходят колебания зарядов на обкладках конденсаторов и токов в катушках самоиндукции. Э. к. в ограниченных консервативных системах с распределёнными параметрами C и L имеют дискретный спектр собств. частот.

В средах эл.-магн. поле взаимодействует с заряж. ч-цами (эл-нами, ионами), создавая индуциров. токи. Токи проводимости обусловливают потери энергии и затухание Э. к.; токи, связанные с поляризацией и намагниченностью среды, определяют значения её диэлектрич. и магн. пропицаемостей, а также скорость распространения в ней эл.-магн. волн и спектр собств. частот Э. к. Если индуциров. токи зависят от E и H нелинейно, то период, форма и др. хар-ки Э. к. зависят от их амплитуд (см. *Нелинейные системы*); при этом принцип суперпозиции недействителен и может происходить перекачка энергии Э. к. от одних частот к другим (см. *Нелинейная оптика*). На этом основаны принципы работы большинства генераторов, усилителей и преобразователей частоты Э. к.

Возбуждение Э. к. в устройствах с сосредоточенными параметрами, как правило, осуществляется путём прямого подключения к ним генераторов, в ВЧ устройствах с распределёнными параметрами — при помощи элементов связи (вибраторов, петель связи, рамок, отверстий и др.), а в оптич. устройствах — применением линз, призм, отражающих полупрозрачных зеркал и т. д.

● Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 2 изд., М., 1975 (Берклеевский курс физики, т. 2); Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 2 изд., М., 1976 (Берклеевский курс физики, т. 3).

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ, преобразователь силы электрич. тока в механич. перемещение на основе вз-ствия магн. поля катушки, по обмоткам к-рой протекает ток, пропорц. измеряемой величине, с ферромагн. сердечниками, образующими обычно подвижную часть механизма; применяется для измерений в цепях пост. и перем. тока.

Рис. 1. Устройство эл.-магн. измерит. механизма с плоской катушкой: *1* — катушка; *2* — ферромагн. сердечник; *3* — пружины, создающие противодействующий механич. момент; *4* — стрелка; *5* — шкала.

Наиболее распространены Э. и. м. с плоской (прямоуг.) и круглой катушкой. В Э. и. м. с плоской катушкой (рис. 1) ферромагн. сердечник при протекании тока по катушке втягивается в неё, противодействующий момент создаётся пружинами. В Э. и. м. с круглой катушкой (рис. 2) внутри катушки расположены неподвижный и подвижный сердечники. При протекании тока по катушке сердечники одноимённо намагничиваются и вращающий момент возникает за счёт отталкивания сердечников. Существуют лаб. вольтметры и амперметры с Э. и. м. на пост. и перем. токе (до 2,5 кГц), однако осн. область применения Э. и. м.— щитовые *амперметры* и *вольтметры* для измерений в цепях перем. тока пром. частоты (50 Гц) с осн. погрешностью в % от верхнего предела измерений 1,5—2,5%. В виде *логометров* Э. и. м. применяются также в щитовых *фазометрах* (в т. ч. трёхфазных), *ёмкости измерителях*.

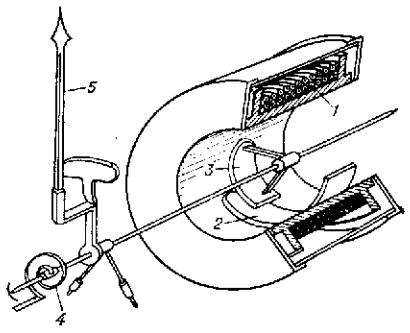


Рис. 2. Устройство эл.-магн. измерит. механизма с круглой катушкой: *1* — катушка; *2* и *3* — неподвижный и подвижный сердечники; *4* — пружина, создающая противодействующий механич. момент; *5* — стрелка.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. Н. Кузнецов.

ЭЛЕКТРО́Н (символ e^-, е), первая элем. ч-ца, открытая в физике; матер. носитель наименьшей массы и наименьшего электрич. заряда в природе. Э.— составная часть атомов; их число в нейтр. атоме равно ат. номеру, т. е. числу протонов в ядре. Заряд (e) и масса (m_e) Э. равны:

$$e=-4{,}803\cdot10^{-10}\text{ ед. СГСЭ}\approx$$
$$\approx-1{,}6\cdot10^{-19}\text{ К},$$
$$m_e\approx0{,}91\cdot10^{-27}\text{ г}\approx0{,}511\text{ МэВ}.$$

Спин Э. равен $^1/_2$ (в ед. $\hbar$), и, следовательно, Э. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. Магн. момент Э. $\mu_e\approx-1{,}00116\mu_0$, где μ_0 — *магнетон* Бора. Э.— стабильная ч-ца и относится к классу *лептонов*.

Э. был открыт англ. физиком Дж. Дж. Томсоном в 1897. Назв. «Э.» (предложенное в 1891 ирл. физиком Дж. Стони для заряда одновалентного иона) происходит от греч. слова ḗlektron — янтарь. Электрич. заряд Э. условились считать отрицательным в соответствии с более ранним соглашением называть отрицательным заряд наэлектризов. янтаря (см. *Электрический заряд*). Античастица Э.— *позитрон* открыта в 1932.

Э. участвует в эл.-магн., слабом и гравитац. вз-ствиях. В классич. электродинамике Э. ведёт себя как ч-ца, движение к-рой подчиняется *Лоренца — Максвелла уравнениям*. Понятие «размер Э.» не удаётся сформулировать непротиворечиво, хотя величину $r_0=e^2/m_ec^2\sim10^{-11}$ см принято называть классич. радиусом Э. Причину этих затруднений удалось понять в рамках квант. механики. Согласно гипотезе франц. физика Л. де Бройля (1924), Э. (как и все др. матер. микрообъекты) обладает не только корпускулярными, но и волн. св-вами (см. *Волны де Бройля*). Де-бройлевская длина волны Э. $\lambda=2\pi\hbar/m_ev$, где v — скорость движения Э. В соответствии с этим, Э., подобно свету, могут испытывать интерференцию и дифракцию. Волн. св-ва Э. были экспериментально обнаружены в 1927 амер. физиками К. Дэвиссоном и Л. Джермером (см. *Дифракция микрочастиц*).

Движение Э. подчиняется ур-ниям квант. механики: *Шрёдингера уравнению* для нерелятивистских явлений и *Дирака уравнению* — для релятивистских. Опираясь на эти ур-ния, можно показать, что оптич., электрич., магн., хим. и механич. св-ва в-в объясняются особенностями движения Э. Наличие спина существ. образом влияет на хар-р движения Э. в атоме. В частности, только учёт спина Э. в рамках квант. механики позволил объяснить периодич. систему элементов Д. И. Менделеева, а также природу хим. связи атомов в молекулах.

Э. могут рождаться в разл. реакциях, самыми известными из к-рых явл. распад отрицательно заряж. мюона: $\mu^-\to e^-+\tilde{\nu}_e+\nu_\mu$, а также *бета-распад* нейтрона: $n\to p+e^-+\tilde{\nu}_e$. Последняя реакция явл. источником e^- при радиоактивном распаде ядер. Оба процесса — частные случаи *слабого взаимодействия*. Примером эл.-магн. процессов, в к-рых происходят превращения Э., может служить аннигиляция эл-на и позитрона в два γ-кванта: $e^-+e^+\to\gamma+\gamma$. С 60-х гг. интенсивно изучаются процессы рождения адронов при столкновении эл-нов с позитронами (встречные пучки), напр. рождение пары π-мезонов: $e^-+e^+\to\pi^-+\pi^+$. В кон. 1974 в аналогичной реакции открыта новая элем. ч-ца J/ψ (см. *Мезоны со скрытым «очарованием»*).

Релятивистская квант. теория Э.— *квантовая электродинамика*, в к-рой достигнуто прекрасное согласие с экспериментом. Так, вычисл. значение магн. момента Э.

$$\mu_e=\mu_0\left[1+0{,}5\frac{\alpha}{\pi}-0{,}328478\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2+1{,}184175\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3\right]$$

(где $\alpha\approx{}^1/_{137}$ — *тонкой структуры постоянная*) с чрезвычайно высокой точностью совпадает с его эксперим. значением. Однако теорию Э. нельзя считать законченной, поскольку ей присущи внутр. логич. противоречия.

● Милликен Р., Электроны (+ и —), протоны, фотоны, нейтроны и космические лучи, пер. с англ., М.— Л., 1939; Андерсон Д., Открытие электрона, пер. с англ., М., 1968; Томсон Г. П., Семидесятилетний электрон, «УФН», 1968, т. 94, в. 2.

Л. И. Пономарёв.

ЭЛЕКТРОНВО́ЛЬТ (эВ, eV), внесистемная ед. энергии, применяется для измерения энергии микрочастиц, имеющих электрич. заряд. 1 эВ$=1{,}60201\times\times10^{-19}$ Дж$=1{,}60201\cdot10^{-12}$ эрг. Если заряж. ч-цы с единичным зарядом свою кинетич. энергию $\mathcal{E}_{\text{кин}}=\frac{3}{2}kT$ приобретают, пробегая разность потенциалов U, то $\frac{3}{2}kT=eU$, где k — *Больцмана постоянная*, e — заряд эл-на. При $U=1$В соответствующая темп-ра $T=\frac{2e}{3k}=7733$ К. В случае, когда величину kT выражают в эВ, значению $kT=1$ эВ соответствует темп-ра $T\approx11\,600$ К. Часто в эВ выражают массу микрочастиц на основе установленного А. Эйнштейном соотношения $\mathcal{E}=mc^2$ между массой m и энергией $\mathcal{E}$. 1 *атомная единица массы*$=931{,}5016(26)$ МэВ.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ И ИО́ННАЯ ОПТИКА, занимается вопросами формирования, фокусировки и отклонения пучков эл-нов и ионов и получения с их помощью изображений под воздействием электрич. и магн. полей в вакууме. Электронные и ионные изображения можно визуализировать на люминесцентном экране или фотослое. Т. к. *электронные пучки* используют гораздо шире, чем ионные, весьма распространён термин «электронная оптика» (ЭО).

Зарождение ЭО связано с созданием в кон. 19 в. электронно-лучевой трубки (ЭЛТ). В первой осциллографич. ЭЛТ (нем. физик К. Ф. Браун, 1897) электронный пучок отклонялся магн. полем. Отклонение заряж. ч-ц электростатич. полем наряду с магнитным использовал англ. физик Дж. Дж. Томсон в опытах по определению отношения заряда эл-на к его массе, пропуская пучок между пластинами плоского конденсатора, помещённого внутри ЭЛТ. В 1899 нем. физик И. Э. Вихерт применил для фокусировки электронного пучка в ЭЛТ магн. поле катушки с током. Однако лишь в 1926 нем. учёный Х. Буш теоретически рассмотрел движение заряж. ч-ц в магн. поле такой катушки и показал, что она пригодна для получения правильных электронно-оптич. изображений и, следовательно, явл. *электронной линзой* (ЭЛ). Последующая разработка ЭЛ (магнитных и электростатических) открыла путь к созданию *электронного микроскопа*, *электронно-оптического преобразователя* и др. приборов, в к-рых формируются электронно-оптич. изображения объектов — либо испускающих эл-ны, либо тем или иным образом воздействующих на электронные пучки. Конструирование спец. ЭЛТ для телевизионной и радиолокац. аппаратуры, для записи, хранения и воспроизведения информации и т. п. привело к дальнейшему развитию разделов ЭО, связанных с управлением пучками заряж. ч-ц. Значит. влияние на развитие ЭО оказала разработка аппаратуры для анализа потоков эл-нов (*бета-спектрометров* и др. аналитич. приборов).

Параллельно с исследованием электронных пучков шло исследование пучков ионов, что привело к созданию ионной оптики (ИО). Между ЭО и ИО нет принципиального отличия. Движение эл-нов и ионов в поле описывается теми же ур-ниями. Но для применения в технике существенно то, что эл-ны легче получать, а их отклонение и фокусировка из-за меньшей массы могут осуществляться более слабыми и менее протяжёнными магн. полями, чем в случае ионов той же энергии. Кроме того, распределение эл-нов легче визуализировать на люминесцентном экране. Всё это привело к широкому распространению *электронно-лучевых приборов*. Развитие ИО в значит. степени связано с созданием *масс-спектрометров* и *ускорителей* заряженных частиц.

Для решения большинства задач Э. и и. о. достаточно рассматривать

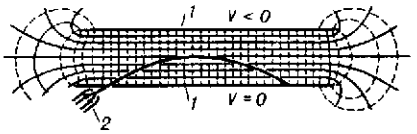


Рис. 1. Отклонение электронного пучка в однородном поле плоского конденсатора: *1* — пластины конденсатора; *2* — электронный прожектор. Силовые линии поля изображены пунктирными линиями, сечения эквипотенциальных поверхностей плоскостью рисунка — сплошными линиями. Потенциал поля V возрастает при перемещении сверху вниз.

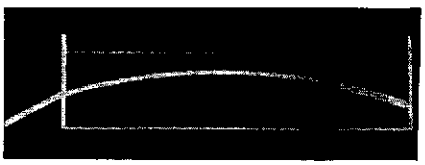


Рис. 2. Отклонение луча света в неоднородной оптич. среде. Показатель преломления n возрастает при перемещении сверху вниз.

движение заряж. ч-ц в рамках классич. механики, т. к. волн. природа ч-ц (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*) в этих задачах практически не проявляется. В таком приближении Э. и и. о. носит назв. геометрической по аналогии с *геометрической оптикой* световых лучей, к-рая выражается в том, что поведение пучков заряж.

ч-ц в электрич. и магн. полях во многом подобно поведению световых лучей в неоднородных оптич. средах. Качественно это подобие обнаруживается уже при сравнении рис. 1 и 2. В основе указанной аналогии лежит более общая аналогия между классич. механикой и световой геом. оптикой, установленная ирл. математиком и физиком У. Р. Гамильтоном, доказавшим в 1834, что общее уравнение механики (уравнение Гамильтона — Якоби) по форме подобно оптич. уравнению *эйконала*. Как и в световой геом. оптике, в геом. Э. и и. о. вводится понятие показателя преломления, а при вычислении погрешностей изображения, б. ч. к-рых аналогична *аберрациям оптических систем*, зачастую используется метод эйконала. Когда приближение геом. Э. и и. о. оказывается недостаточным, напр. при исследовании разрешающей способности электронного микроскопа, привлекаются методы квантовой механики.

В электронно-оптич. устройствах широко применяются электрич. и магн. поля, обладающие симметрией вращения относительно оптич. оси системы. ЭЛ и *электронные зеркала* (ЭЗ) с такими полями наз. о с е с и м м е т р и ч н ы м и. Электрич. поля с симметрией вращения создаются электродами в виде цилиндров,

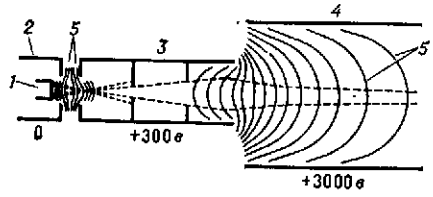


Рис. 3. Электронно-оптич. система с симметрией вращения, предназначенная для формирования электронного пучка (электронный прожектор): *1* — подогревной катод; *2* — фокусирующий электрод; *3* — первый анод; *4* — второй анод; *5* — сечения эквипотенциальных поверхностей электростатич. поля плоскостью рисунка. Штриховой линией обозначены контуры пучка. У электродов указаны их потенциалы по отношению к катоду, потенциал к-рого принят равным нулю. Электроды *1*, *2*, *3* образуют катодную электронную линзу, электроды *3* и *4* — иммерсионную.

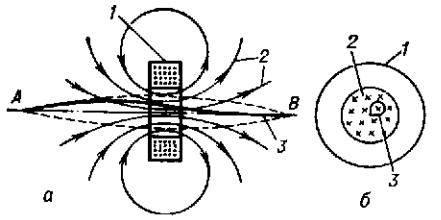


Рис. 4. Магн. линза в виде катушки: *а* — вид сбоку; *б* — вид спереди; *1* — катушка; *2* — силовые линии магн. поля; *3* — электронная траектория. Штриховой линией обозначены контуры электронного пучка, выходящего из точки *A* (предмет) и фокусируемого в точке *B* (изображение).

чашечек, диафрагм с круглыми отверстиями и т. п. (рис. 3). Для получения осесимметричных магн. полей используют электромагниты (иногда пост. магниты) с полюсами в форме тел вращения или катушки с током (рис. 4). Осесимметричные линзы и зеркала создают правильные электронно-оптич. изображения, если заряж. ч-цы движутся достаточно близко к оси симметрии поля, а их нач. скорости мало отличаются друг от друга. Если эти условия не выполняются, погрешности изображения становятся весьма значительными. Когда предмет и изображение лежат за пределами поля, осесимметричные ЭЛ всегда собирающие. Св-ва электростатич. осесимметричной ЭЛ определяются положением её кардинальных точек, аналогичных кардинальным точкам осесимметричных светооптич. изображающих систем: фокусов, главных точек и узловых точек. Построение изображения производится по правилам световой геометрической оптики. В магн. ЭЛ оно дополнительно повёрнуто на некоторый угол. Электростатическим осесимметричным полям свойственны те же геом. аберрации, что и светооптическим центриров. системам сферич. поверхностей: *сферическая аберрация*, *астигматизм*, *кривизна поля* изображения, *дисторсия* и *кома*. В магн. полях к ним добавляются т. н. а н и з о т р о п н ы е дисторсия, астигматизм и кома. Кроме того, существуют три вида хроматич. аберраций (в электростатич. полях — два), обусловленных нек-рым неизбежным разбросом энергий поступающих в поле ч-ц. Вообще говоря, аберрации ЭЛ с симметрией вращения в сопоставимых условиях значительно превышают по величине аберрации светооптич. центриров. систем. Вопрос о компенсации аберраций или их уменьшении явл. одним из основных в теоретич. Э. и и. о.

Существуют и др. типы ЭЛ и ЭЗ, поля к-рых обладают разл. видами симметрии. Т. н. ц и л и н д р и ч е с к и е электростатич. и магн. ЭЛ и ЭЗ создают линейные изображения точечных предметов. В ряде аналитич. приборов высококачеств. фокусировка необходима только в одном направлении. В этих случаях целесообразно применять т. н. т р а н с а к с и а л ь н ы е электростатич. ЭЛ или ЭЗ. Для воздействия на пучки заряж. ч-ц с большими энергиями применяют к в а д р у п о л ь н ы е ЭЛ (электростатические и магнитные).

Для отклонения пучков заряж. ч-ц используют электронно-оптич. устройства с электрич. или магн. полями, направленными поперёк пучка. Простейшим электрич. отклоняющим элементом явл. плоский электростатич. конденсатор. В ЭЛТ с целью уменьшения отклоняющего напряжения применяют системы с электродами более сложной формы. Отклоняющие магн. поля создаются электромагнитами или проводниками, по к-рым течёт ток.

Очень разнообразны формы отклоняющих электрич. и магн. полей, применяемых в масс-спектрометрах, электронных спектрометрах и др. аналитич. приборах, в к-рых поля пространственно разделяют (разрешают) заряж. ч-цы по энергии и массе, а также фокусируют пучки.

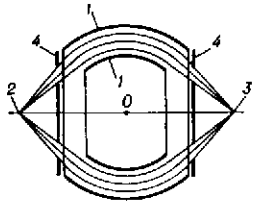


Рис. 5. Сферич. конденсатор: *1* — электроды конденсатора; *2* — точечный предмет; *3* — изображение предмета; *4* — кольцевые диафрагмы. Изображение лежит на прямой, проходящей через источник и центр *O* сферич. электродов.

Электрич. поля обычно формируются разл. конденсаторами: плоским, цилиндрическим, сферическим (рис. 5) и тороидальным. Из разл. типов магн. полей часто применяются однородное поле (рис. 6) и секторное поле (рис. 7). Для улучшения кач-ва фокусировки искривляют границы секторных магн. полей, а также применяют неоднородные магн. поля, напряжённость к-рых меняется по определ. закону.

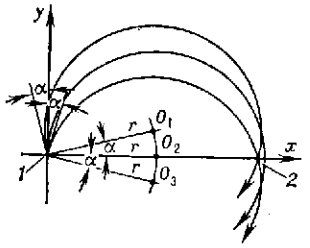


Рис. 6. Отклонение и фокусировка пучка заряж. ч-ц однородным магн. полем: *1* — предмет; *2* — изображение. Заряж. ч-цы, испущенные линейным предметом (щелью) в пределах небольшого угла 2α, сначала расходятся, а затем, описав полуокружности с радиусом *r*, который для всех ч-ц с одной и той же массой и энергией одинаков, фокусируются, формируя изображение предмета в виде полоски шириной $r\alpha^2$. Линейный предмет и полоска-изображение расположены параллельно силовым линиям магн. поля, направленным перпендикулярно к плоскости рисунка. O_1, O_2 и O_3 — центры круговых траекторий ч-ц.

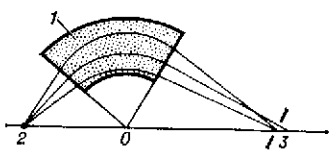


Рис. 7. Отклонение и фокусировка пучка заряж. ч-ц секторным однородным магн. полем: *1* — магн. поле; *2* — предмет (щель источника); *3* — изображение. Силовые линии магн. поля направлены перпендикулярно к плоскости рисунка. Изображение лежит на линии, соединяющей предмет с вершиной сектора *O*. Ширина изображения того же порядка, что и в однородном магн. поле.

Перечисл. отклоняющие электрич. и магн. устройства, иногда наз. электронными (ионными) призмами, отличаются от светооптич. призм тем, что они не только отклоняют, но и фокусируют пучки заряж. ч-ц. Фокусировка приводит к тому, что попадающие в поля таких устройств параллельные пучки после отклонения перестают быть параллельными. Между тем для создания высококачеств. аналитич. приборов необходимы электронные (ионные) призмы, к-рые подобно световым призмам сохраняют параллельность пучков. В кач-ве таких *электронных призм* применяют телескопич. системы электрич. и магн. полей. Добавив к электронной призме коллиматорную ЭЛ на входе и фокусирующую — на выходе, можно получить аналитич. прибор, в к-ром сочетаются высокая разрешающая способность и большая электронно-оптич. светосила.

● Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, 2 изд., М., 1978; Бонштедт Б. Э., Марькович М. Г., Фокусировка и отклонение пучков в электронолучевых приборах, М., 1967; Глазер В., Основы электронной оптики, пер. с нем., М., 1957; Зинченко Н. С., Курс лекций по электронной оптике, 2 изд., Хар., 1961; Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, 3 изд., Л., 1968.

В. М. Кельман, И. В. Родникова.

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ, совокупность методов исследования с помощью *электронных микроскопов* (МЭ) микроструктур тел (вплоть до атомно-молекулярного уровня), их локального состава и локализованных на поверхностях или в микрообъёмах тел электрич. и магн. полей («микрополей»). Э. м. включает также усовершенствование и разработку новых МЭ и др. корпускулярных микроскопов (напр., протонного микроскопа) и приставок к ним; разработку методик подготовки образцов, исследуемых в МЭ; изучение механизмов формирования электронно-оптич. изображений; разработку способов анализа получаемой информации.

Объекты исследования в Э. м.— обычно тв. тела. В просвечивающих МЭ (ПЭМ) эл-ны с энергиями от 1 кэВ до 5 МэВ проходят сквозь объект, поэтому изучаются образцы в виде тонких плёнок, фольги (рис. 1), срезов и т. п. толщиной от 1 нм до 10 мкм (от 10 Å до 10^5 Å). Микрокристаллы, порошки, аэрозоли и т. п. можно изучать, нанеся их предварительно на подложку: тонкую плёнку для исследования в ПЭМ или массивную подложку для исследования в растровых МЭ (РЭМ). Поверхностную и приповерхностную структуру массивных тел толщиной существенно больше 1 мкм исследуют с помощью РЭМ (рис. 2), отражательных, зеркальных МЭ, *ионных проекторов* и *электронных проекторов*. Поверхностная геом. структура массивных тел изучается также и методом *реплик*: с поверхности такого тела снимается отпечаток в

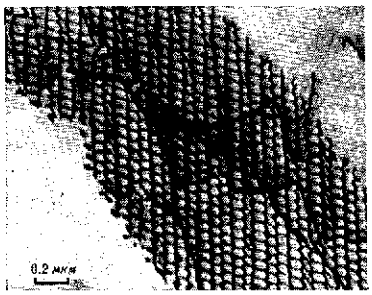


Рис. 1. Полученное в просвечивающем электронном микроскопе изображение сетки дислокаций на границах зёрен в тонкой молибденовой фольге, деформированной при высокотемпературном нагреве.

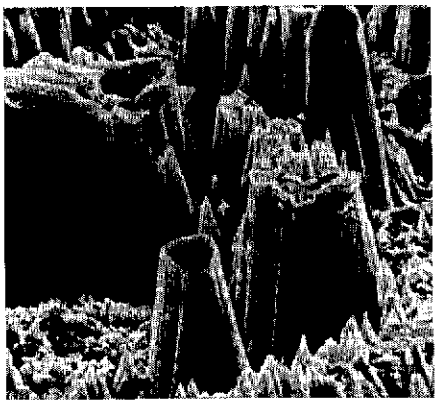


Рис. 2. Изображение предварительно отполированной, а затем подвергнутой ионной бомбардировке поверхности монокристалла меди. Снято в растровом электронном микроскопе. Увеличение 3000.

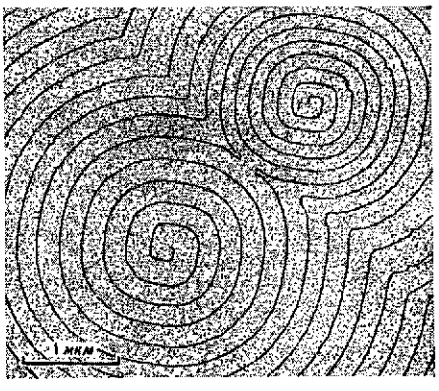


Рис. 3. Винтовые дислокации на поверхности кристалла NaCl, подвергнутого термич. травлению при температуре 773 К. Изображение получено методом декорирования.

виде тонкой плёнки углерода, коллодия, формвара и т. п., повторяющий рельеф поверхности и рассматриваемый в ПЭМ. Обычно предварительно на реплику в вакууме напыляется под скользящим (малым к поверхности) углом слой сильно рассеивающего эл-ны тяжёлого металла (напр., Pt), оттеняющий выступы и впадины геом. рельефа — т. н. метод декорирования. Этот метод позволяет исследовать не только геом. структуры поверхностей, но и микрополя, обусловленные дислокациями (рис. 3), скоплениями точечных дефектов (см. *Дефекты* в кристаллах), ступенями роста крист. граней, доменной структурой (см. *Домены*) и т. д. В этом случае на поверхность образца вначале напыляется очень тонкий слой декорирующих ч-ц (атомы Au, Pt, молекулы полупроводников или диэлектриков), осаждающихся преим. на участках сосредоточения микрополей, а затем снимается реплика с включениями декорирующих ч-ц.

С помощью газовых микрокамер — приставок к ПЭМ или РЭМ — можно изучать жидкие и газообразные объекты, неустойчивые к воздействию высокого вакуума, в т. ч. влажные биол. препараты. Радиационное воздействие облучающего электронного пучка довольно велико, поэтому при исследовании биол., полупроводниковых, полимерных и т. п. объектов необходимо тщательно выбирать режим работы МЭ, обеспечивающий минимальную дозу облучения.

Наряду с исследованием статических, не меняющихся во времени объектов Э. м. даёт возможность изучать разл. процессы в динамике их развития: рост плёнок, деформацию кристаллов под действием переменной нагрузки, изменение структуры под влиянием электронного или ионного облучения и т. д. Благодаря малой инерционности эл-нов можно исследовать периодические во времени процессы, напр. перемагничивание тонких магнитных плёнок, изменение поляризации сегнетоэлектриков, распространение УЗ волн и т. д. Эти исследования проводят методами стробоскопической Э. м. (рис. 4): образец «освещается» электронным пучком не непрерывно, а импульсно, синхронно с подачей импульсного напряжения на образец, что обеспечивает фиксацию на экране прибора определённой фазы процесса точно так же, как это происходит в светооптич. *стробоскопических приборах*. Предельное временно́е разрешение при этом может в принципе составлять ок. 10^{-15} с для ПЭМ (пока практически реализовано разрешение $\sim 10^{-12}$ с для ПЭМ и РЭМ).

Аморфные и квазиаморфные тела, размеры ч-ц к-рых меньше разрешаемого в МЭ расстояния, рассеивают эл-ны диффузно. Для их исследования используются простейшие методы амплитудной Э. м. Напр., в ПЭМ контраст изображения, т. е. перепад яркостей изображения соседних участков объекта, в первом приближении пропорционален перепаду

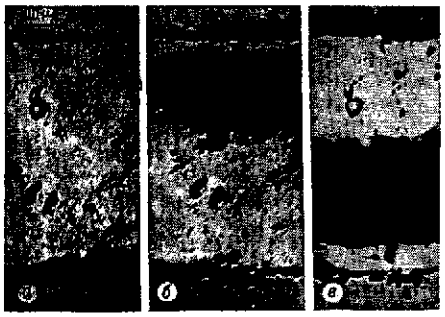


Рис. 4. Изображения поверхности кремниевого ПП диода, полученные в стробоскопич. эмиссионном электронном микроскопе: *а* — напряжение на диоде отсутствует; *б* — на диод подано запирающее напряжение 40 В, тёмная область — падение напряжения на *p* — *n*-переходе; *в* — кратковременное (менее 40 нс) прямое падение напряжения (широкая тёмная область) на базе диода при переключении его в состояние, при к-ром он «отперт».

толщин этих участков. Для расчёта контраста изображений крист. тел и решения обратной задачи — расчёта структуры объекта по наблюдаемому изображению — привлекаются методы фазовой Э. м.: решается задача о дифракции электронов (см. *Дифракция микрочастиц*, *Электронография*) на крист. решётке. При этом дополнительно учитываются неупругие

Рис. 5. Изображение доменной структуры тонкой, однородной по толщине пермаллоевой плёнки. Снято в просвечивающем электронном микроскопе при дефокусировке изображения (метод лоренцевой электронной микроскопии). Светлые и тёмные узкие полосы — границы доменов. Видна «рябь» намагниченности, возникающая вследствие малых изменений направлений векторов намагниченности (отмечены стрелками) внутри доменов.

вз-ствия эл-нов с объектом: рассеяние на плазмонах, фононах и т. п. В ПЭМ и растровых ПЭМ (ПРЭМ) высокого разрешения получают изображения отд. молекул или атомов тяжёлых элементов; пользуясь методами фазовой Э. м., восстанавливают по изображениям трёхмерную структуру кристаллов и биол. макромолекул. Для решения подобных задач применяют, в частности, методы *голографии*, а расчёты производят на ЭВМ.

Разновидность фазовой Э. м.— интерференционная Э. м., аналогичная оптич. интерферометрии (см. *Интерферометр*): электронный пучок расщепляется с помощью *электронных призм*, и в одном из плеч интерферометра устанавливается образец, изменяющий фазу проходящей сквозь него электронной волны. Этим методом можно измерить, напр., внутр. электрич. потенциал образца.

С помощью т. н. лоренцовой Э. м., в к-рой изучают явления, обусловленные *Лоренца силой*, исследуют внутр. магн. и электрич. поля или внеш. поля рассеяния, напр. поля магн. доменов в тонких плёнках (рис. 5), сегнетоэлектрич. доменов, поля головок для магн. записи информации и т. п.

Состав объектов исследуется методами микродифракции, т. е. *электронографии* локальных участков объек-

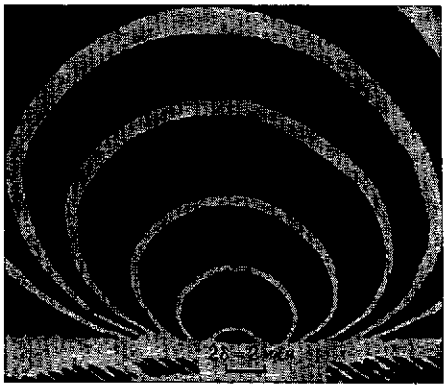


Рис. 6. Изображение линий равной напряжённости поля (от 25 до 150 Гс через 25 Гс) над зазором магн. головки (ширина зазора $2\delta=2$ мкм) для магн. записи информации. Получено в растровом электронном микроскопе со спец. приставкой.

та; методами рентг. и катодолюминесцентного локального спектр. микроанализа (см. *Катодолюминесценция*, *Спектральный анализ рентгеновский*): регистрируется рентг. излучение на *характеристических частотах* или катодолюминесценция, возникающие при бомбардировке образца сфокусированным пучком эл-нов (диаметр электронного «зонда» менее 1 мкм). Кроме того, изучаются энергетич. спектры вторичных эл-нов, выбитых первичным электронным пучком с поверхности или из объёма образца (см., напр., *оже-спектроскопия*).

Интенсивно разрабатываются методы количеств. Э. м.— точного измерения разл. параметров образца или исследуемого процесса, напр. измерение локальных электрич. потенциалов, магн. полей (рис. 6), микрогеометрии поверхностного рельефа и т. д. МЭ используются и в технологич. целях (напр., для изготовления микросхем методом электронолитографии).

● Хокс П., Электронная оптика и электронная микроскопия, пер. с англ., М., 1974; Стоянова И. Г., Анаскин И. Ф., Физические основы методов просвечивающей электронной микроскопии, М., 1972; Утевский Л. М., Дифракционная электронная микроскопия в металловедении, М., 1973; Практическая растровая электронная микроскопия, под ред. Дж. Гоулдстейна и Х. Яковица, пер. с англ., М., 1978.

Л. Е. Лукьянов.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ОБОЛО́ЧКА атома, совокупность эл-нов в атоме, состояние к-рых характеризуется определёнными *квантовыми числами* n и l. Число эл-нов в Э. о. равно $2(2l+1)$. Подробнее см. в ст. *Атом*.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ О́ПТИКА, теория формирования потоков эл-нов и управления ими с помощью электрич. и магн. полей, а также совокупность приборов и методов исследования, основанных на использовании таких потоков. Подробнее см. *Электронная и ионная оптика*.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ПРОВОДИ́МОСТЬ, проводимость *n*-типа, электропроводность *полупроводника*, в к-ром осн. носители тока — эл-ны проводимости. Э. п. осуществляется в ПП, когда концентрация *доноров* превышает концентрацию *акцепторов*.

Э. М. Эпштейн.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ПУ́ШКА, вакуумное устройство (обычно диод) для получения пучков эл-нов. Эл-ны в Э. п. вылетают из катода и ускоряются электрич. полем (рис. 1). Испускание эл-нов из катода происходит

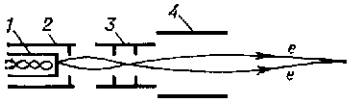


Рис. 1. Схема электронной пушки: *1* — катод; *2* — модулятор; *3* — первый анод; *4* — второй анод; *e* — траектории эл-нов.

гл. обр. в процессах *термоэлектронной эмиссии*, эмиссии из *плазмы*, *автоэлектронной эмиссии*. Формирование заданного распределения *электронного пучка* на выходе из Э. п. осуществляется подбором конфигурации и величины электрических и магнитных полей и явл. предметом электронной оптики (см. *Электронная и ионная оптика*). Термин «Э. п.» чаще применяют к устройствам для формирования высокоинтенсивных электронных пучков (сильноточные Э. п.); слаботочные Э. п., представляющие собой более простые совокупности электродов и используемые в *клистронах*, *электронно-луче-*

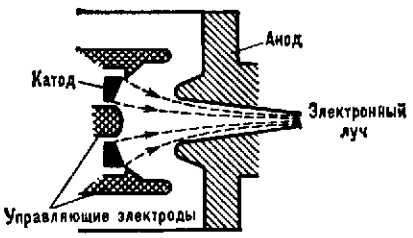


Рис. 2. Структурная схема осесимметричной электронной пушки, используемой в клистронах (показана в разрезе).

вых приборах и т. д., обычно наз. электронными прожекторами (рис. 2). Токи электронных пучков в слаботочных Э. п. могут иметь значения в пределах от десятков мкА до десятков А, а энергия эл-нов — доходить до сотен кэВ.

В сильноточной Э. п. создаются электронные пучки с существенно большими токами — до 10^4—10^7 А, энергией ускоренных эл-нов — до 10—20 МэВ и мощностью $\lesssim 10^{13}$ Вт. Обычно в сильноточной Э. п. при плотностях тока $\gtrsim 1$ кА/см^2 используются холодные катоды со *взрывной электронной эмиссией*. Образовавшаяся при взрыве микроострий катода прикатодная плотная плазма расширяется к аноду со скоростью $v=(2-3)\times\times 10^6$ см/с и замыкает диод за время d/v (d — расстояние катод — анод), что ограничивает длительность тока пучка через диод временами $\sim 10^{-8}$—10^{-6} с.

Отличит. особенность Э. п. в режимах с большими токами состоит в сильном влиянии магн. поля пучка на траектории эл-нов. Как показывает расчёт, при токе диода $I \gtrsim 8{,}5\,\frac{\mathcal{E}R}{mc^2 d}$ (кА) (R — радиус катода, $\mathcal{E}$ — полная энергия эл-нов у анода, mc^2 — их энергия покоя) собств. магн. поле пучка эл-нов заворачивает эл-ны к оси этого пучка и увлекает его к центру анода (рис. 3). Такое «сжатие» пучка у анода приводит к экранированию центр. области катода *пространственным зарядом* пучка, вследствие чего эл-ны испускаются гл. обр. кромкой катода. Эффект «сжатия» наиболее ярко проявляется, если пространств. заряд и его электрич. поле частично компенсируются ионами плазмы, заполняющей приосевую область диода или покрывающей поверхность анода. Плазма в диоде создаётся либо с помощью внеш. источников, либо в результате нагрева анода электронным пучком. При этом на аноде плотность тока сфокусированного пучка достигает 10^8—10^9 А/см^2, а плотность потока энергии — $\lesssim 10^{13}$ Вт/см^2. Представление о пучке в этом случае условно, т. к. поперечная скорость эл-нов сравнима с продольной.

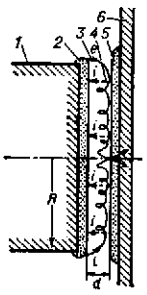


Рис. 3. Схема сильноточного диода: *1* — катод; *2* — слой катодной плазмы; *3* — типичная траектория электрона в диоде, имеющая спиралеобразную форму; *4* — типичная траектория иона в диоде; *5* — слой анодной плазмы; *6* — анод.

Если в пространстве у анода есть слой плотной плазмы, то ионы ускоряются электрич. полем к катоду, а ток в диоде переносится и эл-нами, и ионами. Теория и расчёт, подтверждаемые экспериментами, предсказывают, что в результате из-ствия магн. поля с эл-нами их ток с увеличением R/d перестаёт нарастать (в отличие от ионного). Токи *ионных пучков* в сильноточных Э. п. достигают $\gtrsim 10^6$А при эффективности $> 70\%$. Эффект подавления электронных токов на периферии диода магн. полями, наз. магнитной изоляцией, используется в вакуумных передающих линиях, соединяющих источник питания с диодом Э. п. и выдерживающих без пробоя напряжённость электрич. поля $\lesssim 10^7$ В/см.

Э. п. находят широкое применение в технике и науч. исследованиях, в частности в телевиз. системах, *электронных микроскопах*, *электронно-оптических преобразователях*, используются для плавки и сварки металлов и т. д. Сильноточные Э. п. используются для нагрева плазмы, коллективного ускорения заряж. ч-ц, получения тормозного излучения, ондуляторного излучения и потоков нейтронов, генерации СВЧ-колебаний и лазерного излучения, в исследованиях по физике тв. тела.

● Алямовский И. В., Электронные пучки и электронные пушки, М., 1966; Месяц Г. А., Генерирование мощных наносекундных импульсов, М., 1974; Смирнов В. П., Получение сильноточных пучков электронов, «Приборы и техника эксперимента», 1977, № 2. *В. П. Смирнов.*

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ТЕО́РИЯ, классич. (неквантовая) теория эл.-магн. процессов, в основе к-рой лежат представления о строении в-ва из электрически заряж. ч-ц — эл-нов и ат. ядер (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*).

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание эл-нов поверхностью конденсированной среды. Э. э. возникает в случаях, когда часть эл-нов тела приобретает в результате внеш. воздействий энергию, достаточную для преодоления *потенциального барьера* на его границе, или если внеш. электрич. поле делает его «прозрачным» для части эл-нов. Э. э. наблюдается при нагревании тел (*термоэлектронная эмиссия*), при бомбардировке эл-нами (*вторичная электронная эмиссия*), ионами (*ионно-электронная эмиссия*) или эл.-магн. излучением (*фотоэлектронная эмиссия*).

Для исследования Э. э. необходимо создать у поверхности тела (эмиттера) электрич. поле E, ускоряющее эл-ны для удаления (отсасывания) эл-нов от поверхности эмиттера. Если это поле достаточно велико ($E \gtrsim 10^4$ В/см), оно уменьшает высоту потенциального барьера на границе, в результате чего Э. э. возрастает (*Шотки эффект*). В очень сильных полях ($\sim 10^7$ В/см) потенциальный барьер становится столь тонким, что возникает туннельное просачивание эл-нов сквозь него (туннельная эмиссия, наз. обычно *автоэлектронной эмиссией*). В результате одновременного воздействия 2 или более факторов могут возникать термоавтоэлектронная, фотоавтоэлектронная эмиссии и др. В очень сильных импульсных электрич. полях ($\sim 5\times\times 10^7$ В/см) автоэлектронная эмиссия приводит к быстрому разрушению (взрыву) микроострий на поверхности эмиттера и к образованию плотной плазмы. Из-ствие плазмы с поверхностью эмиттера вызывает резкое увеличение тока Э. э. (*взрывная электронная эмиссия*). *Т. М. Лифшиц.*

ЭЛЕКТРО́ННО-ДЫРО́ЧНАЯ ЖИДКОСТЬ, конденсированное состояние неравновесной электронно-дырочной плазмы в полупроводниках (см. *Плазма твёрдых тел*). Э.-д. ж. образуется, когда концентрация носителей заряда — эл-нов проводимости и дырок (свободных или связанных в *экситоны*) — превышает нек-рое, зависящее от темп-ры, критич. значение $n_{кр}(T)$. Эта концентрация легко достигается с помощью инжекции носителей, освещения и т. п. При достижении $n_{кр}$ в системе носителей происходит фазовый переход, подобный переходу газ — жидкость, в результате к-рого она расслаивается на две фазы: капли относительно плотной Э.-д. ж., окружённые газом экситонов и свободных носителей. При этом плотность и крист. структура полупроводникового кристалла остаются практически неизменными.

В отличие от обычных жидкостей в Э.-д. ж. отсутствуют тяжёлые ч-цы. Поэтому Э.-д. ж. обладает сильно выраженными квант. свойствами: 1) она не может кристаллизоваться, а остаётся жидкостью вплоть до самых низких темп-р (см. *Квантовая жидкость*); 2) она не может быть жидкостью мол. типа, т. е. состоять из экситонов или экситонных молекул, а состоит из квазисвободных эл-нов и дырок, т. е. подобна *жидкому металлу*.

Кулоновское из-ствие, связывающее ч-цы в Э.-д. ж., ослаблено диэлектрич. проницаемостью кристалла. Поэтому по сравнению с обычными жидкостями энергия связи $\mathcal{E}_0$ на одну ч-цу и концентрация ч-ц n в Э.-д. ж. малы ($\mathcal{E}_0 \sim 10^{-2}$—$10^{-1}$ эВ, $n_0 \sim 10^{17}$—10^{19} см$^{-3}$). Область темп-р T, при к-рых возможно существование Э.-д. ж., по порядку величины определяется соотношением: $kT \lesssim 0{,}1\mathcal{E}_0$, $T \sim 10$—100 К.

Диаметр капель ~ 1—10 мкм, однако в спец. условиях удаётся наблюдать капли с диаметрами до 1 мм

(рис.). Капли можно ускорять до скоростей порядка *скорости звука* в кристалле, т. е. это подвижные области высокой металлич. проводимости внутри практически непроводящего (при низких T) кристалла. Э.-д. ж. можно рассматривать как устойчивые

Инфракрасная фотография электронно-дырочной капли в Ge: *1* — образец Ge; *2* — электронно-дырочная капля.

макроскопич. «сгустки» введённой в кристалл энергии возбуждения. Эта энергия выделяется в процессе рекомбинации эл-нов и дырок частично в виде эл.-магн. излучения, поэтому Э.-д. ж. являются интенсивными источниками света. Э.-д. ж. наиболее полно изучена в Ge и Si, однако есть указания на её существование и в др. полупроводниках.

● См. лит. при ст. *Экситон.*

Л. В. Келдыш.

ЭЛЕКТРО́ННО-ДЫ́РОЧНЫЙ ПЕРЕХО́Д (*p — n*-переход), область *полупроводника*, в к-рой имеет место пространств. изменение типа проводимости от электронной n к дырочной p. Т. к. в p-области Э.-д. п. концентрация дырок гораздо выше, чем в n-области, дырки из p-области стремятся диффундировать в n-область, а эл-ны — в p-область. После ухода дырок из p-области в ней остаются отрицательно заряженные акцепторные атомы, а после ухода эл-нов в n-области — положительно заряженные донорные атомы. Т. к. акцепторные и донорные атомы неподвижны, то в области Э.-д. п.

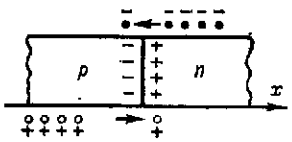


Рис. 1. Схема *p — n*-перехода: чёрные точки — эл-ны, светлые кружки — дырки.

образуется двойной слой пространств. заряда — отрицат. заряды в p-области и положит. заряды в n-области (рис. 1). Возникающее при этом контактное электрич. поле противодействует дальнейшей диффузии осн. носителей тока. В условиях теплового равновесия при отсутствии внеш. электрич. напряжения полный ток через Э.-д. п. равен нулю, т. к. в Э.-д. п. существует динамич. равновесие, при к-ром небольшой ток, создаваемый неосновными носителями (эл-нами в p-области и дырками в n-области), течёт к границе Э.-д. п. и проходит через него под действием контактного поля, а равный по величине ток, создаваемый осн. носителями (эл-нами в n-области и дырками в p-области), благодаря диффузии протекает через Э.-д. п. в обратном направлении. При этом осн. носителям приходится преодолевать контактное поле (*потенциальный барьер*). Разность потенциалов, возникающая между p- и n-областями из-за наличия контактного поля (*контактная разность потенциалов*, или высота потенциального барьера), обычно составляет десятые доли вольта.

Внешнее электрич. поле изменяет высоту барьера и нарушает равновесие потоков носителей тока через барьер. Если положит. потенциал приложен к p-области, то потенциальный барьер понижается (п р я м о е с м е щ е н и е). В этом случае с ростом приложенного напряжения экспоненциально возрастает число осн. носителей, способных преодолеть барьер. Как только эти носители миновали Э.-д. п., они становятся неосновными. Поэтому концентрация неосновных носителей по обе стороны перехода увеличивается (и н ж е к ц и я н е о с н о в н ы х н о с и т е л е й). Одновременно в p- и n-области через контакты входят равные количества основных носителей, вызывающих компенсацию зарядов инжектированных носителей. В результате возрастает скорость рекомбинации и появляется отличный от нуля ток через переход, к-рый с ростом напряжения экспоненциально возрастает.

Приложение отрицат. потенциала к p-области (о б р а т н о е с м е щ е н и е) приводит к повышению потенциального барьера. Диффузия основных носителей через Э.-д. п. становится пренебрежимо малой. В то же время потоки неосновных носителей не изменяются (для них барьера не существует). Потоки неосновных носителей определяются скоростью тепловой генерации электронно-дырочных пар. Эти пары диффундируют к барьеру и разделяются его полем, в результате чего через Э.-д. п. течёт ток I_s (т о к н а с ы щ е н и я), к-рый обычно мал и почти не зависит от напряжения. Т. о., зависимость тока I через Э.-д. п. от приложенного напряжения U (*вольт-амперная характеристика*) обладает резко выраженной нелинейностью (рис. 2), т. е. проводимость Э.-д. п. сильно зависит от U. При изменении знака U значение тока через Э.-д. п. может изменяться в 10^5—10^6 раз. Благодаря этому Э.-д. п. явл. вентильным устройством, пригодным для выпрямления перем. токов (ПП диод). Зависимость сопротивления Э.-д. п. от U позволяет использовать Э.-д. п. в качестве регулируемого сопротивления (варистора).

При подаче на Э.-д. п. достаточно высокого обратного смещения $U = U_{пр}$ возникает электрич. пробой, при к-ром

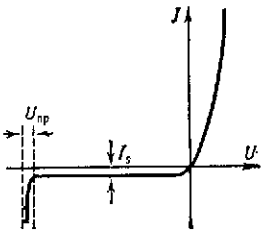


Рис. 2. Вольт-амперная хар-ка *p — n*-перехода: U — приложенное напряжение; I — ток через переход; I_s — ток насыщения; $U_{пр}$ — напряжение пробоя.

через переход течёт большой обратный ток. Различают л а в и н н ы й п р о б о й, когда на длине свободного пробега в области объёмного заряда носитель приобретает энергию, достаточную для ионизации атомов, составляющих крист. решётку, и т у н н е л ь н ы й (з и н е р о в с к и й) пробой, возникающий при туннелировании носителей сквозь барьер (см. *Туннельный эффект*).

От приложенного напряжения зависит не только проводимость, но и электрич. ёмкость Э.-д. п. Действительно, повышение потенц. барьера при обратном смещении означает увеличение разности потенциалов между n- и p-областями полупроводника, и, отсюда, увеличение их объёмных зарядов. Поскольку объёмные заряды неподвижны и связаны с ионами доноров и акцепторов, увеличение объёмного заряда может быть обусловлено только расширением его области и, следовательно, уменьшением электрич. ёмкости Э.-д. п. При прямом смещении к ёмкости слоя объёмного заряда (наз. также з а р я д н о й ё м к о с т ь ю) добавляется т. н. д и ф ф у з и о н н а я ё м к о с т ь, обусловленная тем, что увеличение напряжения на Э.-д. п. приводит к увеличению концентрации основных и неосновных носителей, т. е. к изменению заряда. Зависимость ёмкости от приложенного напряжения позволяет использовать Э.-д. п. в качестве параметрич. диода (в а р а к т о р а) — прибора, ёмкостью к-рого можно управлять, меняя напряжение смещения.

Помимо использования нелинейных свойств вольт-амперной хар-ки и зависимости ёмкости от напряжения, Э.-д. п. находит многообразные применения, основанные на зависимости контактной разности потенциалов и тока насыщения от концентрации неосновных носителей. Их концентрация существенно изменяется при разл. внеш. воздействиях — тепловых, механических, оптических и др. На этом основаны разл. рода датчики [темп-ры, давления, света, ионизирующих излучений (см. *Полупроводниковый детектор*) и т. д.]. Э.-д. п. используется также для преобразования све-

товой энергии в электрическую (солнечные батареи).

Э.-д. п.— основа разного рода *полупроводниковых приборов* (транзисторов, тиристоров и т. д.). Инжекция и последующая рекомбинация неосновных носителей в Э.-д. п. используются в *светодиодах* и *инжекционных лазерах*.

Э.-д. п. может быть создан разл. путями: 1) в объёме одного и того же ПП материала, легированного в одной части донорной примесью (*p*-область), а в другой — акцепторной (*n*-область); 2) на границе двух разл. ПП разными типами проводимости (см. *Гетеропереход*). Если Э.-д. п. получают вплавлением примесей в монокрист. полупроводник (напр., акцепторной примеси в кристалл с проводимостью *n*-типа), то переход от *n*- к *p*-области происходит скачком (резкий Э.-д. п.). Если используется диффузия примесей, то образуется плавный Э.-д. п. Плавные Э.-д. п. можно получать при выращивании монокристалла из расплава, в к-ром постепенно изменяют содержание и характер примесей. Получил распространение метод *ионного внедрения* примесных атомов, позволяющий создавать Э.-д. п. заданного профиля.

● См. лит. при ст. *Полупроводники*.

Э. М. Эпштейн.

ЭЛЕКТРО́ННО-ИО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ, испускание ионов телом при облучении его поверхности потоком эл-нов. Часть кинетич. энергии эл-на расходуется на разрыв связи ч-цы с поверхностью.

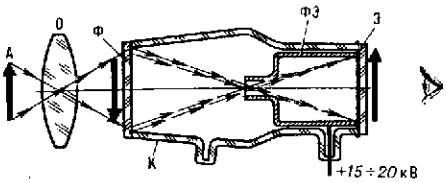
● См. лит. при ст. *Ионная эмиссия*.

ЭЛЕКТРО́ННО-ЛУЧЕВО́Й ОСЦИЛЛО́ГРАФ, см. *Осциллограф электронно-лучевой*.

ЭЛЕКТРО́ННО-ЛУЧЕВЫ́Е ПРИБО́РЫ, электровакуумные приборы, в к-рых для световой индикации, коммутации и др. целей используется узкий электронный пучок. В осциллографич. трубках и кинескопах электронный луч создаёт на люминесцирующем экране светящееся пятно. Спец. отклоняющая система и модулирующий электрод могут перемещать луч, а следовательно, и пятно по экрану и изменять его яркость. В результате на экране возникает изображение. В накопительных и передающих телевизионных Э. п. электронный луч обегает (сканирует) мишень. В знаковых Э. п. электронное пятно на экране формируется в виде знаков, в электронных коммутаторах электронный луч переключает разл. цепи.

● Шерстнев Л. Г., Электронная оптика и электронно-лучевые приборы, М., 1971; Жигарев А. А., Электронная оптика и электроннолучевые приборы, М., 1972.

ЭЛЕКТРО́ННО-ОПТИ́ЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ (ЭОП), вакуумный фотоэлектронный прибор для преобразования невидимого глазом изображения объекта (в ИК, УФ и рентг. лучах) в видимое либо для усиления яркости видимого изображения. В основе действия ЭОП лежит преобразование оптич. или рентг. изображения в электронное с помощью *фотокатода*, а затем электронного изображения в световое (видимое), получаемое на катодолюминесцентном экране (см. *Катодолюминесценция*, *Люминофоры*). В ЭОП (рис.) изображение объекта А проецируется с помощью объектива О на фотокатод Ф (при использовании рентг. лучей теневое изображение объекта проецируется на фотокатод непосредственно). Излучение от объекта вызывает *фотоэлектронную эмиссию* с поверхности фотокатода, причём величина эмиссии с разл. участков последнего изменяется в соответствии с распределением яркости спроецированного на него изображения. Фотоэлектроны ускоряются электрич. полем на участке между фотокатодом и экраном, фокусируются *электронной линзой* (ФЭ — фокусирующий электрод) и бомбардируют экран Э., вызывая его *люминесценцию*. Интенсивность свечения отдельных точек экрана зависит от плотности потока фотоэлектронов, вследствие чего на экране возникает видимое изображение объекта. Различают ЭОП одно- и многокамерные (каскадные); последние представляют собой последоват. соединение двух или более однокамерных ЭОП.



Интегральная чувствительность ЭОП определяется гл. обр. свойствами используемого фотокатода, напр. у ЭОП с кислородно-серебряно-цезиевым фотокатодом, применяемого в ИК диапазоне, чувствительность достигает 70 мкА/лм, а многокомпонентный фотокатод, используемый в ЭОП для усиления яркости видимого изображения, обладает чувствительностью до 10^3 мкА/лм. Разрешающая способность ЭОП лежит в пределах 25—60 штрихов на 1 мм. Коэффициент преобразования — отношение излучаемого экраном светового потока к лучистому потоку, падающему от объекта на фотокатод,— у каскадных ЭОП достигает 10^6 и более.

Осн. недостатки каскадных ЭОП — малая разрешающая способность и сравнительно высокий темновой фон, ухудшающие качество изображения. Эти недостатки устраняют, применяя волоконно-оптич. пластины, состоящие из световодов диаметром 10—20 мкм и ЭОП с микроканальным усилителем. В ЭОП этого типа на пути фотоэлектронов вместо электронной фокусирующей системы располагается стеклянная пластина, пронизанная множеством каналов диаметром 15—25 мкм, внутренняя поверхность к-рых покрыта материалом с большим коэфф. *вторичной электронной эмиссии*. Каждый канал является по существу *фотоэлектронным умножителем*, усиливающим фототок элемента изображения в 10^5—10^6 раз. Электроны от каждого канала попадают в соответствующую точку экрана, формируя видимое изображение. В микроканальных ЭОП отпадает необходимость применения электронной фокусировки.

В нек-рых типах ЭОП изображение регистрируется матрицей из электроночувствит. элементов (в кол-ве 10—100), установленной вместо люминесцентного экрана.

ЭОП применяются в ИК технике, спектроскопии, медицине, яд. физике, астрономии, телевидении, для преобразования УЗ изображения в видимое (см. *Визуализация звуковых полей*). Совр. многокамерные ЭОП позволяют регистрировать на фотоэмульсии световые вспышки (сцинцилляции) от одного эл-на, испускаемого входным фотокатодом.

● Зайдель И. Н., Курсенков Г. И., Электронно-оптические преобразователи, М., 1970; Козелкин В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 2 изд., М., 1974.

И. Ф. Усольцев.

ЭЛЕКТРО́ННЫЕ ЗЕРКА́ЛА, электрич. или магн. системы, отражающие пучки эл-нов и предназначенные либо для получения с помощью таких пучков электронно-оптич. изображений либо для изменения направления движения эл-нов. Большинство Э. з.— системы, симметричные относительно нек-рой оси (см. *Электронная и ион-*

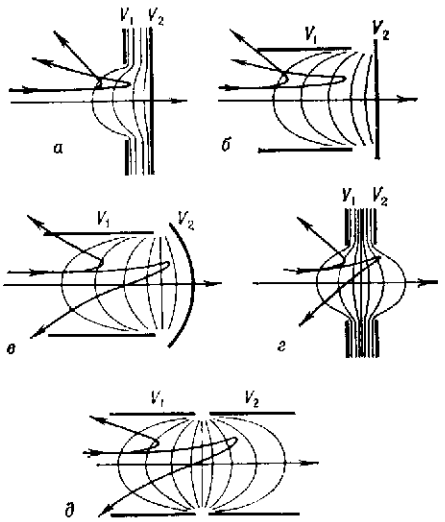


Рис. 1. Осесимметричные двухэлектродные электронные зеркала: V_1 и V_2 — потенциалы электродов. Тонкие линии — сечения эквипотенциальных поверхностей плоскостью рисунка. Линии со стрелками — траектории эл-нов с разной энергией. Зеркала *а* и *б* всегда рассеивающие. Зеркала *в*, *г* и *д* могут быть как рассеивающими, так и собирающими.

ная оптика). Электростатич. осесимметричные Э. з. (рис. 1) используют для создания правильных электронно-оптич. изображений объектов. Если последний электрод такого Э. з. сплошной и эл-ны меняют направление движения непосредственно вблизи его

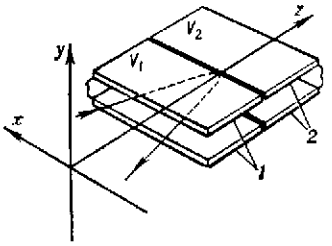


Рис. 2. Электростатич. цилиндрич. электронное зеркало: *1* и *2* — электроды с потенциалами V_1 и V_2.

поверхности, то можно получить увеличенное изображение микрорельефа этой поверхности. В зеркальном *электронном микроскопе* используется именно это св-во Э. з. Цилиндрические Э. з. с двумерным электрич. (рис. 2) или магн. полем (напряжённость поля внутри зеркала не зависит от координаты x) применяют для изменения направления электронных пучков, причём для эл-нов, движущихся в ср. плоскости зеркала, угол падения равен углу отражения, как и при отражении луча света от

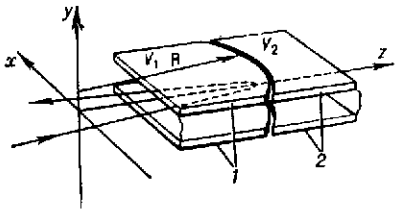


Рис. 3. Электростатич. трансаксиальное электронное зеркало: *1* и *2* — электроды с потенциалами V_1 и V_2; R — радиус кривизны зазора между электродами.

оптич. зеркала. Т. н. трансаксиальные Э. з. (рис. 3) отличаются малыми аберрациями (погрешностями изображений) в направлении, параллельном средней плоскости Э. з.

● См. лит. при ст. *Электронная и ионная оптика*.

В. М. Кельман, И. В. Родникова.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ, устройства, предназначенные для формирования пучков эл-нов, их фокусировки и создания электронно-оптич. изображений объектов (см. *Электронная и ионная оптика*, *Электронный микроскоп*). Аналогичные устройства, в к-рых используются пучки ионов, наз. ионными линзами. В Э. л. и ионных линзах воздействие на электронные (ионные) пучки осуществляется электрич. или магн. полями; соответственно эти линзы наз. электростатическими или магнитными. Э. л. классифицируют по виду симметрии их поля и по его др. характерным признакам.

Простейшей осесимметричной электростатич. Э. л. является диафрагма с круглым отверстием, поле к-рой граничит с одной или с обеих сторон с однородными электрич. полями (рис. 1). В зависимости от распределения потенциала

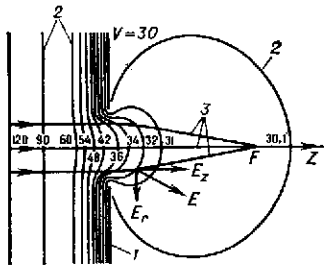


Рис. 1. Диафрагма с круглым отверстием (собирающая): *1* — электрод-диафрагма; *2* — эквипотенциальные поверхности; *3* — траектории эл-нов; F — фокус линзы. Однородное поле примыкает к диафрагме слева. При эквипотенциалях проставлены соответствующие им значения потенциалов в условных единицах, причём потенциал принят равным нулю там, где равна нулю скорость эл-нов; $V=30$ — потенциал электрода. Продольная составляющая E_z напряжённости E электрич. поля тормозит эл-ны, поперечная составляющая E_r их фокусирует.

она может служить собирающей или рассеивающей линзой. Если поля с обеих сторон осесимметричной электростатич. Э. л. отсутствуют, т. е. к ней примыкают области пр-ва с пост. потенциалами V_1 и V_2, и если эти потенциалы различны, то Э. л. наз. иммерсионной (рис. 2); при одинаковых потенциалах линза носит назв. одиночной (такая линза состоит из трёх и более электродов). При прохождении эл-нов через иммерсионную линзу их скорости изменяются, одиночные линзы оставляют эти скорости неизменными. Им-

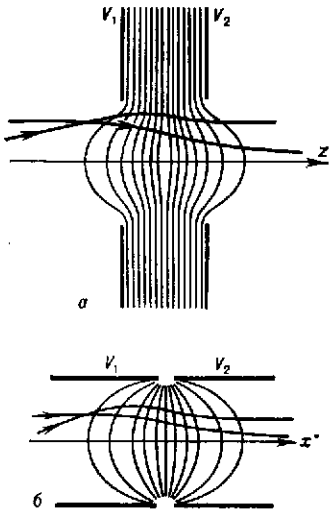


Рис. 2. Иммерсионные электронные линзы, состоящие из двух диафрагм (*а*) и двух цилиндров (*б*): тонкие линии — эквипотенциали; кривые со стрелками — траектории заряженных ч-ц; V_1 и V_2 — потенциалы электродов.

мерсионные и одиночные линзы — всегда собирающие.

В нек-рых электростатич. Э. л. одним из электродов служит катод. Такие, т. н. катодные, Э. л. ускоряют испущенные катодом эл-ны и формируют из них электронный пучок. Ка-

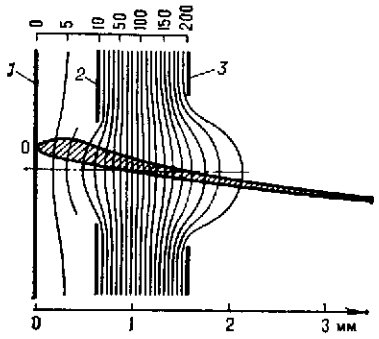


Рис. 3. Катодная электронная линза: *1* — катод; *2* — фокусирующий электрод; *3* — анод; тонкие линии — эквипотенциали. На верхней шкале проставлены значения потенциалов (потенциал катода принят равным нулю); O — одна из точек катода; заштрихованное пространство — сечение области, занятой потоком эл-нов, испущенных точкой O.

тодная Э. л., состоящая лишь из двух электродов — катода и анода, не может создать сфокусированный электронный пучок; для достижения фокусировки в конструкцию линзы вводят дополнительный, т. н. фокусирующий электрод (рис. 3).

Осесимметричные магнитные линзы выполняются в виде катушки из изолиров. проволоки, обычно заключённой в железный панцирь с кольцевой щелью для усиления и концентрации магн. поля линзы. Для создания линз с очень малыми фокусными расстояниями необходимо максимально уменьшить

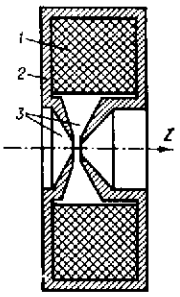


Рис. 4. Магн. линза с полюсными наконечниками: *1* — катушка возбуждения; панцирь *2* служит магнитопроводом. Полюсные наконечники *3* концентрируют магн. поле на небольшом участке вблизи оптич. оси линзы z.

протяжённость фокусирующего поля; с этой целью применяются полюсные наконечники (рис. 4). Поле магн. линзы может возбуждаться также пост. магнитом.

Электродами цилиндрических электростатических Э. л. служат обычно диафрагмы со щелью или пластины, расположенные симметрично относительно ср. плоскости линз (рис. 5). Классификация цилиндрич. Э. л. аналогична приведённой для осесимметричных Э. л. (существуют линзы-диафрагмы, иммерсионные, одиночные и катодные цилиндрич. Э. л.; рис. 6). Цилиндри-

ческими могут быть и магнитные Э. л. (обычно с железным панцирем).

Поля трансаксиальных электростатич. Э. л. (рис. 7) обладают симметрией вращения относительно оси (ось x на рис.), расположенной перпендикулярно к оптич. оси системы z. В сечениях, параллельных средней плоскости yz такой линзы, эквипотенциальные поверхности имеют форму окружностей или, если поле ограничено, их частей, как и сечения сферич. поверхностей обычных оптич. линз. Аберрации трансаксиальной линзы в направлении, параллельном средней плоскости, невелики.

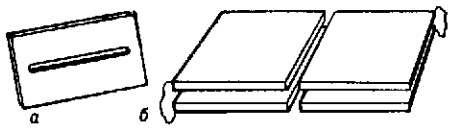


Рис. 5. Электростатич. цилиндрич. линзы: *а* — диафрагма со щелью; *б* — иммерсионная линза, составленная из двух пар пластин. В области прохождения заряж. ч-ц поля линз не изменяются в направлении, параллельном щелям диафрагм или зазорам между пластинами соседних электродов.

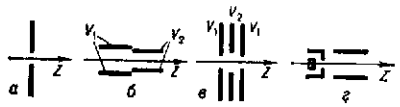


Рис. 6. Сечения электродов электростатич. цилиндрич. линз плоскостью, проходящей через ось z перпендикулярно к средней плоскости: *а* — цилиндрич. (щелевая) диафрагма; *б* — иммерсионная цилиндрич. линза; *в* — одиночная цилиндрич. линза; *г* — катодная цилиндрич. линза; V_1, V_2 — потенциалы соответствующих электродов.

Особый класс Э. л. образуют квадрупольные электростатич. и магн. Э. л. Их поля имеют две плоскости симметрии, а векторы напряжённостей полей в области движения заряж. ч-ц почти перпендикулярны к их скоростям (рис. 8). Такие линзы фокусируют пучок в одном направлении и рассеивают его в другом, перпендикулярном к первому, создавая линейное изображение точечного предмета. Применяя две установленные одна за другой квадрупольные Э. л. (дублет, рис. 9), поля к-рых повёрнуты одно по отношению к другому на 90° вокруг их общей оптич. оси, можно получить систему, собирающую пучок в двух взаимно перпендикулярных направлениях и дающую при надлежащем выборе параметров Э. л. *стигматическое изображение* (точка отображается точкой). Квадрупольные Э. л. могут воздействовать на пучки заряж. ч-ц со значительно бо́льшими энергиями, а в случае магнитных линз — и с бо́льшими массами, чем осесимметричные Э. л.

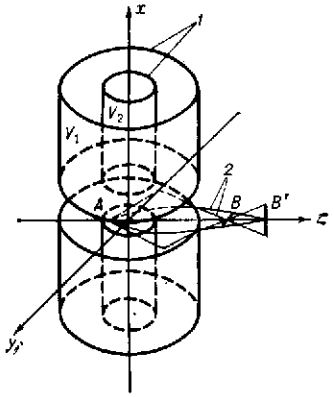


Рис. 7. Электростатич. трансаксиальная линза с электродами в виде двух соосных цилиндров с кольцевыми щелями для пропускания пучка ч-ц: *1* — цилиндрич. электроды; *2* — траектории заряж. ч-ц; V_1 и V_2 — потенциалы электродов. Пучок, выходящий из точки A предмета, после прохождения поля линзы становится астигматическим и образует два линейных изображения B и B'. При определённом подборе параметров линза может давать стигматическое (точка в точку) изображение.

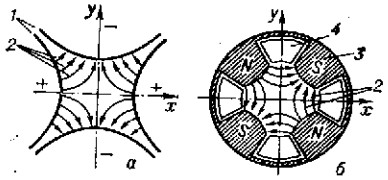


Рис. 8. Сечения квадрупольных электростатич. (*а*) и магн. (*б*) электронных линз, перпендикулярные направлению движения пучка заряж. ч-ц: *1* — электроды; *2* — силовые линии полей; *3* — магн. полюс; *4* — катушка возбуждения.

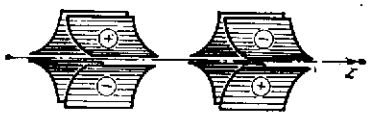


Рис. 9. Дублет из двух квадрупольных электростатич. линз, поля к-рых повёрнуты вокруг оптич. оси z системы одно относительно другого на угол 90°.

● См. лит. при ст. *Электронная и ионная оптика*.

В. М. Кельман, И. В. Родникова.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИЗМЫ, электронно-оптические системы (соответственно ионные призмы — ионно-оптические), предназначенные для отклонения пучков заряж. ч-ц или для разделения таких ч-ц по энергиям и массам. Э. п. получили своё назв. в рамках общей аналогии между электронной и ионной оптикой и оптикой световых лучей. Среди многочисл. типов Э. п. (см. *Электронная и ионная оптика*) наиболее близкими аналогами светооптич. призм явл. те Э. п., к-рые оставляют падающий на них параллельный пучок заряж. ч-ц параллельным и после отклонения. Простейшей электростатич. Э. п. такого типа явл. телескопич. система из двух цилиндрич. иммерсионных *электронных линз* (рис. 1). Задний линейный фокус AB первой линзы совпадает с передним линейным фокусом второй. Электростатич. поле телескопич. системы «двумерно» (оно не изменяется в направлении, параллельном оси x на рис.) и симметрично относительно средней плоскости xy, вблизи к-рой движутся ч-цы. Параллельный пучок падает на телескопич. систему под углом θ_1 к оси y и выходит под углом θ_2, сохраняя свою параллельность. При этом выполняется равенство:

$$\sin\theta_2/\sin\theta_1 = \sqrt{V_1}/\sqrt{V_2}\ ,$$

где V_1 — потенциал первого участка Э. п. и пр-ва перед ним, V_2 — потенциал последнего участка призмы и пр-ва за ним. Потенциал V принят равным нулю там, где равна нулю скорость ч-ц. При этом условии электронно-оптич. показатель преломления $n_э = \sqrt{V}$. Т. о., отклонение пучка заряж. ч-ц в телескопич. системе подчиняется закону, аналогичному *Снелля закону преломления* в световой оптике. Для увеличения дисперсии применяют сложную Э. п., состоящую из двух телескопич. систем, расположенных под углом друг к другу. Такие Э. п. служат диспергирующими элементами в электронных спектрометрах.

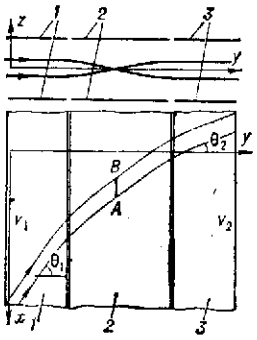
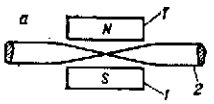


Рис. 1. Телескопич. система, состоящая из двух цилиндрич. иммерсионных электростатич. линз: *1*, *2* — электроды, составляющие первую по ходу пучка цилиндрич. линзу, *2*, *3* — вторую; линии со стрелками — проекции траекторий заряж. ч-ц на плоскости yz и xy; AB — линейный фокус.



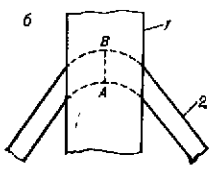


Рис. 2. Отклонение пучка заряж. ч-ц магн. призмой: *а* — вид спереди; *б* — вид сверху; *1* — полюса магнита призмы; *2* — пучок заряж. ч-ц; AB — линейный фокус.

В магн. Э. п. с «двумерным» полем роль цилиндрич. линз играют поля рассеяния на краях магн. полюсов. При определённом угле падения пучка на призму эти поля образуют телескопич. систему (рис. 2). Э. п. широко применяются в бета-спектрометрах и масс-спектрометрах. В последних дисперсия ионов по массе осуществляется магн. Э. п., а электростатич. Э. п. применяются для фокусировки по энергии.

● Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, 2 изд., М., 1978; Кельман В. М. и др., Электронно-оптические элементы призменных

спектрометров заряженных частиц, Алма-Ата, 1979; Призменные бета-спектрометры и их применение, Вильнюс, 1971; Применение призменных бета-спектрометров, Вильнюс, 1974.

В. М. Кельман, И. В. Родникова.

ЭЛЕКТРО́ННЫЕ ПУЧКИ́, направленные потоки эл-нов, поперечные размеры к-рых обычно значительно меньше их длины. Э. п. впервые были обнаружены в газовом разряде, происходящем при пониженном давлении: наблюдались слабое голубое свечение вдоль оси газоразрядной трубки и флуоресценция стеклянных стенок трубки, к-рые объяснялись воздействием т. н. катодных лучей (опыты англ. физика У. Крукса). Дальнейшие исследования привели к открытию эл-на (англ. физик Дж. Дж. Томсон, 1897), а сами лучи были отождествлены с потоками эл-нов.

В наст. время формированием, фокусировкой и отклонением Э. п., а также вопросами их использования занимается электронная оптика (см. *Электронная и ионная оптика*). Для создания Э. п. служат *электронные пушки*, для их фокусировки — *электронные линзы*, а для отклонения — различные отклоняющие системы (см. *Электронные зеркала*, *Электронные призмы*). Дополнительные трудности представляет фокусировка Э. п. с большой силой тока I при умеренном ускоряющем напряжении V, т. е. с большими значениями величины $I/V^{3}/_{2}$, наз. перveансом пучка. При этом существ. роль начинает играть *пространственный заряд* пучка, приводящий к его размытию. Для предотвращения такого размытия может применяться направленное вдоль оси пучка магн. поле либо ряд электрич. и магн. линз, расположенных на пути эл-нов.

Поскольку Э. п. представляют собой системы, движение к-рых описывается ур-ниями механики в форме Гамильтона, то для них справедлива *Лиувилля теорема*. При рассмотрении св-в Э. п. без учёта его рассеяния на остаточном газе движение каждого эл-на целесообразно представлять точкой в шестимерном фазовом пр-ве, а в качестве канонич. переменных, определяющих положение этой точки, выбрать декартовы координаты эл-на x, y, z и проекции его импульса p_x, p_y, p_z (см. *Гамильтона функция*). Тогда в соответствии с теоремой Лиувилля:

$$\int dx\,dy\,dz\,dp_x\,dp_y\,dp_z = \text{const},$$

причём интегрирование ведётся по всему фазовому объёму, заполненному представляющими точками. Теорема Лиувилля во мн. случаях значительно облегчает определение поперечных размеров, апертуры, плотности тока и др. параметров пучка в разл. его частях, если достаточно полно известны его параметры в к.-л. одной его части, напр. вблизи катода. Угловой и энергетический разброс заряж. ч-ц пучка и взаимное смещение траекторий характеризуют т. н. эмиттансы пучка, связанные с проекциями его фазового объёма на соответствующие плоскости.

Применение Э. п. послужило основой для создания целых отраслей техники: *электронная микроскопия*, телевидение, радиолокация, техника СВЧ, электронные ускорители и др. См. также *Ионные пучки*.

● Пирс Дж. Р., Теория и расчет электронных пучков, пер. с англ., М., 1956; Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, 3 изд., Л., 1968; Зинченко Н. С., Курс лекций по электронной оптике, 2 изд., Хар., 1961; Лоусон Дж., Физика пучков заряженных частиц, пер. с англ., М., 1980.

В. М. Кельман, И. В. Родникова.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ВЕ́ТЕР, передача импульса упорядоченного движения (дрейфа) эл-нов проводимости в кристалле дефектам крист. решётки (примесным атомам, дислокациям и др.). Э. в. объясняет нек-рые закономерности электропереноса (переноса массы) в металлах и полупроводниках.

● Фикс В. Б., Ионная проводимость в металлах и полупроводниках, М., 1969.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ЗАХВА́Т, процесс, при к-ром ядро спонтанно захватывает эл-н с одной из внутр. оболочек атома (K, L и т. д.) и одновременно испускает электронное *нейтрино*. При этом заряд ядра (ат. номер) Z уменьшается на 1, а массовое число A остаётся неизменным:

$$^{A}_{Z}X + e^{-} \longrightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \tilde{\nu}_e.$$

Э. з. также, как и др. виды *бета-распада*, обусловлен *слабыми взаимодействиями*. Поэтому вероятности в ед. времени Э. з. (соответственно *периоды полураспада*) по порядку величины такие же, как и при β^{+}- и β^{-}-распадах.

Образовавшуюся вакансию в электронной оболочке атома заполняют эл-ны др. оболочек, в результате чего испускается один или неск. квантов характеристич. рентг. излучения (или соответствующий оже-электрон). Э. з. возможен, если масса (или полная энергия) ядра X превышает массу атома Y на величину, большую энергии связи в атоме X захватываемого эл-на. Если превышение больше $2mc^2$=1,02 МэВ (m — масса покоя эл-на), то с Э. з. начинает конкурировать позитронный β^{+}-распад. Э. з. свойственен нейтронодефицитным ядрам, более лёгким, чем стабильные (с тем же Z) или β-стабильные. Э. з. был предсказан япон. физиками Х. Юкавой и С. Сакатой в 1936 и обнаружен в 1938 амер. физиком Л. Альваресом.

● См. лит. при ст. *Радиоактивность*.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЙ ПРИБО́Р, прибор, измерит. цепи к-рого содержат электронные (полупроводниковые или ламповые) элементы; используется для измерений практически всех электрич. величин, а также неэлектрич. величин, предварительно преобразованных в электрические. Обладает высокой чувствительностью, широким частотным диапазоном, даёт возможность автоматизировать измерит. процесс.

Различают аналоговые и цифровые Э. и. п. (см. *Цифровой электроизмерительный прибор*). Большинство аналоговых Э. и. п. представляет собой сочетание электронной измерит. цепи, осуществляющей усиление и преобразование измеряемой величины, с измерит. механизмом (обычно магнитоэлектрич. системы) либо с электронно-лучевой трубкой. Осн. данные о Э. и. п. см. в статьях *Амперметр*, *Вольтметр*, *Выпрямительный электроизмерительный прибор*, *Мост измерительный*, *Омметр*, *Фазометр*, *Осциллограф электронно-лучевой* и др.

Для совр. Э. и. п. характерны: расширение диапазонов измерений, интенсивное развитие цифровых Э. и. п., уменьшение габаритов и веса в результате применения микромодулей и интегральных схем, сращивание с вычислит. техникой, использование схемных методов повышения точности (автоматич. коррекция погрешностей, использование статистич. методов выделения полезного сигнала на фоне помех и др.), автоматизация измерит. процесса (самонастраивающиеся Э. и. п.). Технич. требования к Э. и. п. стандартизованы в ГОСТе 22261—76.

● Мирский Г. Я., Радиоэлектронные измерения, 3 изд., М., 1975; Полулях К. С., Электронные измерительные приборы, М., 1966; Осипов К. Д., Пасынков В. В., Справочник по радиоизмерительным приборам, ч. 1 — Приборы для измерения тока, напряжения, мощности и параметров элементов схем, М., 1959; ч. 2 — Приборы для измерения частоты и измерительные генераторы, М., 1960; ч. 3 — Приборы для измерения формы колебаний, М., 1959; ч. 4 — Специальные измерительные приборы и источники питания, М., 1959.

В. П. Кузнецов.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ МИКРОСКО́П, прибор для наблюдения и фотографирования многократно (до 10^6 раз) увеличенного изображения объектов, в к-ром вместо световых лучей используются пучки эл-нов, ускоренных до больших энергий (30—100 кэВ и более) в условиях глубокого вакуума. Физ. основы электронно-оптич. приборов были заложены почти за сто лет до появления Э. м. ирл. матем. У. Р. Гамильтоном, установившим существование аналогии между прохождением световых лучей в оптически неоднородных средах и траекториями ч-ц в силовых полях. Целесообразность создания Э. м. стала очевидной после выдвижения в 1924 гипотезы о *волнах де Бройля*, а технич. предпосылки были созданы нем. физиком Х. Бушем, к-рый исследовал фокусирующие св-ва осесимметричных полей и разработал магн. электронную линзу (1926). В 1928 нем. учёные М. Кнолль и Э. Руска приступили к созданию первого магн. просвечивающего Э. м. (ПЭМ) и спустя три года получили изображение

объекта, сформированное пучками эл-нов. В дальнейшем (М. фон Арденне, Германия, 1938; В. К. Зворыкин, США, 1942) были построены первые растровые Э. м. (РЭМ), работающие по принципу сканирования (развёртывания), т. е. последовательного от точки к точке перемещения тонкого электронного пучка (зонда) по объекту. К сер. 1960-х гг. РЭМ достигли высокого технич. совершенства, и с этого времени началось их широкое применение в науч. исследованиях. ПЭМ обладают самой высокой *разрешающей способностью* (РС), превосходя по этому параметру световые микроскопы в неск. тысяч раз. Т. н. предел разрешения, характеризующий способность прибора отобразить раздельно мелкие, максимально близко расположенные детали объекта, у ПЭМ составляет 2—3 Å. При благоприятных условиях можно сфотографировать отд. тяжёлые атомы. При фотографировании периодич. структур, напр. кристаллографических, удаётся реализовать разрешение менее 1 Å. Столь высокие разрешения достигаются благодаря чрезвычайно малой длине волны эл-нов (см. *Дифракция микрочастиц*). Оптимальным диафрагмированием (см. *Диафрагма* в электронной и ионной оптике) удаётся снижать сферич. аберрацию объектива, ухудшающую РС Э. м. Эфф. методов коррекции аберраций в Э. м. (см. *Электронная и ионная оптика*) не найдено. Поэтому в ПЭМ магн. *электронные линзы* (ЭЛ), обладающие меньшими аберрациями, полностью вытеснили электростатические. Выпускаемые ПЭМ можно разделить на три группы: Э. м. высокого разрешения, упрощённые ПЭМ и Э. м. с повышенным ускоряющим напряжением.

ПЭМ с высокой разрешающей способностью (2—3 Å) — как правило, универсальные приборы многоцелевого назначения. С помощью дополнит. устройств и приставок в них можно наклонять объект в разных плоскостях на большие углы к оптич. оси, нагревать, охлаждать, деформировать его, осуществлять *рентгеновский структурный анализ*, электронографич. исследования (см. *Электронография*) и др. Ускоряющее эл-ны напряжение достигает 100 кВ, регулируется ступенеобразно и отличается высокой стабильностью: за 1—3 мин оно изменяется не более чем на 1—2 миллионные доли от исходного значения. Величина ускоряющего напряжения определяет толщину объекта, к-рую можно «просветить» электронным пучком. В 100-киловольтных Э. м. изучают объекты толщиной от 10 до неск. тыс. Å.

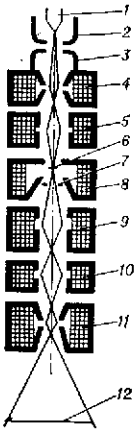


Рис. 2. Оптич. схема ПЭМ: *1* — катод; *2* — фокусирующий цилиндр; *3* — анод; *4* — первый (короткофокусный) конденсор, создающий уменьшенное изображение источника эл-нов; *5* — второй (длиннофокусный) конденсор, к-рый переносит уменьшенное изображение источника эл-нов на объект; *6* — объект; *7* — апертурная диафрагма; *8* — объектив; *9*, *10*, *11* — система проекц. линз; *12* — катодолюминесцентный экран.

Изображение типичного ПЭМ с высокой РС приведено на рис. 1. В его оптич. системе (колонне) с помощью спец. вакуумной системы создаётся глубокий вакуум [давление до 10^{-6} мм рт. ст. (10^{-4} Па)]. Схема оптич. системы ПЭМ изображена на рис. 2. Пучок эл-нов, источником к-рых служит накалённый катод *1*, формируется в электронной пушке и затем дважды фокусируется первым *4* и вторым *5* конденсорами, создающими на объекте электронное «пятно» малых размеров (при регулировке диаметр пятна может меняться от 1 до 20 мкм). После прохождения сквозь объект *6* часть эл-нов рассеивается и задерживается апертурной диафрагмой *7*. Нерассеянные эл-ны проходят через отверстие диафрагмы и фокусируются объективом *8* в предметной плоскости промежуточной линзы. Здесь формируется первое увеличенное изображение. Последующие линзы создают второе, третье и т. д. изображения. Последняя проекционная линза *11* формирует изображение на флуоресцирующем экране *12*, который светится под воздействием электронов. Увеличение Э. м. равно произведению увеличений всех линз. Степень и характер рассеяния электронов неодинаковы в различных точках объекта, т. к. толщина, плотность и хим. состав объекта меняются от точки к точке. Соответственно изменяется число эл-нов, прошедших через апертурную диафрагму, а следовательно, и плотность тока на изображении. Возникает амплитудный контраст, к-рый преобразуется в световой контраст на экране. В случае тонких объектов превалирует *фазовый контраст*, вызываемый изменением фаз волн де Бройля, рассеянных в объекте и интерферирующих в плоскости изображения. Под экраном Э. м. расположен магазин с фотопластинками; при фотографировании экран убирается и эл-ны воздействуют на фотоэмульсионный слой. Изображение фокусируется плавным изменением тока, возбуждающего магн. поле объектива. Токи др. линз регулируют для изменения увеличения Э. м.

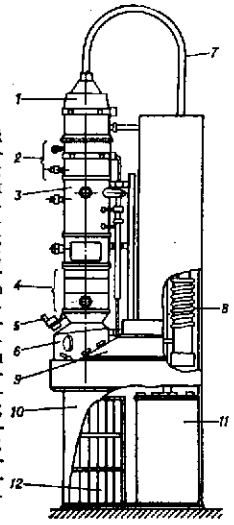


Рис. 1. Электронный микроскоп просвечивающего типа (ПЭМ): *1* — электронная пушка; *2* — конденсорные линзы; *3* — линза объектива; *4* — проекц. линзы; *5* — световой микроскоп, дополнительно увеличивающий изображение, наблюдаемое на экране; *6* — тубус со смотровыми окнами; *7* — высоковольтный кабель; *8* — вакуумная система; *9* — пульт управления; *10* — стенд; *11* — высоковольтное питающее устройство; *12* — источник питания линз.

Упрощённые ПЭМ предназначены для науч. исследований, в к-рых не требуется высокая РС, а также при предварит. просмотрах объектов, в рутинных исследованиях, с учебной целью и т. п. Они более просты по конструкции (один конденсор и 2—3 линзы для увеличения изображения объекта), их отличают меньшее (60—80 кВ) ускоряющее напряжение и более низкая его стабильность. РС этих приборов — от 6 до 15 Å.

ПЭМ с повышенным ускоряющим напряжением (до 200 кВ) предназначены для исследования более толстых объектов. Эти приборы отличаются конструкцией электронной пушки: в ней для обеспечения электрич. прочности и стабильности применяют высоковольтные ускорители с неск. ступенями ускорения. *Магнитодвижущая сила* линз больше, чем в 100-киловольтных ПЭМ, и сами линзы имеют увелич. габариты и вес.

Сверхвысоковольтные Э. м. (СВЭМ) — крупногабаритные приборы высотой от 5 до 15 м, с ускоряющим напряжением 0,5—0,65; 1—1,5 и 3 МВ. Для них строят спец. помещения. СВЭМ предназначены для исследования объектов толщиной до 1—10 мкм (10^4—10^5 Å). Эл-ны ускоряются в электростатич. ускорителе прямого действия (см. *Высоковольтный ускоритель*), расположенном в баке, заполненном электроизоляц. газом под давлением. Ведутся работы по созданию СВЭМ с *линейным ускорителем*, в к-ром эл-ны ускоряются до энергий выше 3 МэВ. В случае толстых объектов РС СВЭМ в 10—20 раз превосходит РС 100-киловольтных ПЭМ.

Растровые электронные микроскопы (РЭМ) с накаливаемым катодом предназначены для исследования массивных объектов с разрешением, существенно более низким, чем у ПЭМ, — от 50 до 200 Å. Ускоряющее напряжение в РЭМ можно регулировать в пределах от 1 до 30—50 кВ. Устройство РЭМ показано на рис. 3. При помощи двух или трёх ЭЛ на поверхность образца фокусируется узкий электронный зонд. Магн. отклоняющие катушки развёртывают зонд по заданной площади на объекте. При вз-ствии эл-нов зонда с объектом возникает

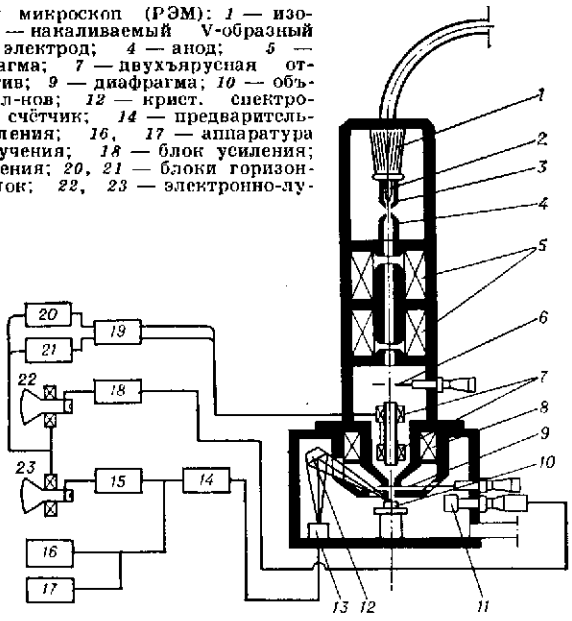


Рис. 3. Растровый электронный микроскоп (РЭМ): *1* — изолятор электронной пушки; *2* — накаливаемый V-образный катод; *3* — фокусирующий электрод; *4* — анод; *5* — конденсорные линзы; *6* — диафрагма; *7* — двухъярусная отклоняющая система; *8* — объектив; *9* — диафрагма; *10* — объект; *11* — детектор вторичных эл-нов; *12* — крист. спектрометр; *13* — пропорциональный счётчик; *14* — предварительный усилитель; *15* — блок усиления; *16*, *17* — аппаратура для регистрации рентг. излучения; *18* — блок усиления; *19* — блок регулировки увеличения; *20*, *21* — блоки горизонтальной и вертикальной развёрток; *22*, *23* — электронно-лучевые трубки.

несколько видов излучений (рис. 4) — вторичные и отражённые эл-ны; эл-ны, прошедшие сквозь объект (если он тонкий); рентгеновское излучение (тормозное и характеристическое); световое излучение и т. д. Любое из этих излучений может регистрироваться соответствующим детектором, преобразующим излучение в электрич. сигналы, к-рые после усиления подаются на электронно-лучевую трубку (ЭЛТ) и модулируют её пучок. Развёртка пучка ЭЛТ производится синхронно с развёрткой электронного зонда в РЭМ, и на экране ЭЛТ наблюдается увелич. изображение объекта (увеличение равно отношению высоты кадра на экране ЭЛТ к ширине сканируемой поверхности объекта). Фотографируют изображение непосредственно с экрана ЭЛТ. Осн. достоинством РЭМ явл. высокая информативность прибора, обусловленная возможностью наблюдать изображение, используя сигналы разл. детекторов. С помощью РЭМ можно исследовать микрорельеф, распределение хим. состава по объекту, p — n-переходы, производить рентг. структурный анализ и мн. др. РЭМ применяется и в технологич. процессах (контроль дефектов микросхем и пр.).

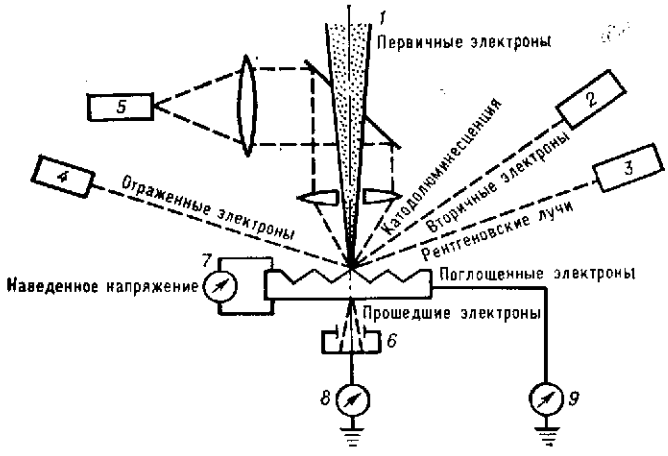


Рис. 4. Схема регистрации информации об объекте, получаемой в РЭМ: *1* — первичный пучок эл-нов; *2* — детектор вторичных эл-нов; *3* — детектор рентг. излучения; *4* — детектор отражённых эл-нов; *5* — детектор светового излучения; *6* — детектор прошедших эл-нов; *7* — прибор для измерения наведённого на объекте электрич. потенциала; *8* — прибор для регистрации тока прошедших через объект эл-нов; *9* — прибор для регистрации тока поглощённых в объекте эл-нов.

Высокая для РЭМ РС реализуется при формировании изображения с использованием вторичных эл-нов. Она находится в обратной зависимости от диаметра зоны, из к-рой эти эл-ны эмитируются. Размер зоны зависит от диаметра зонда, св-в объекта, скорости эл-нов первичного пучка и т. п. При большой глубине проникновения первичных эл-нов вторичные процессы, развивающиеся во всех направлениях, увеличивают диаметр зоны и РС падает. Детектор вторичных эл-нов состоит из *фотоэлектронного умножителя* (ФЭУ) и электронно-фотонного преобразователя, осн. элементом к-рого явл. *сцинтиллятор*. Число вспышек сцинтиллятора пропорционально числу вторичных эл-нов, выбитых в данной точке объекта. После усиления в ФЭУ и в видеоусилителе сигнал модулирует пучок ЭЛТ. Величина сигнала зависит от топографии образца, наличия локальных электрич. и магн. микрополей, величины коэфф. *вторичной электронной эмиссии*, к-рый, в свою очередь, зависит от хим. состава образца в данной точке.

Отражённые эл-ны улавливаются полупроводниковым (кремниевым) детектором. Контраст изображения обусловлен зависимостью коэфф. отражения от угла падения первичного пучка и ат. номера элемента. Разрешение в изображении, получаемом «в отражённых эл-нах», ниже, чем в получаемом с помощью вторичных эл-нов (иногда на порядок величины). Из-за прямолинейности полёта эл-нов к коллектору информация об отд. участках, от к-рых нет прямого пути к коллектору, теряется (возникают тени).

Рентг. характеристич. излучение выделяется или рентг. крист. спектрометром (см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*), или энергодисперсным датчиком — ПП детектором (обычно из чистого кремния, легированного Li). В первом случае рентг. кванты после отражения кристаллом спектрометра регистрируются газовым *пропорциональным счётчиком*, а во втором — сигнал, снимаемый с ПП пластины, усиливается малошумящей системой усиления. Сигнал модулирует пучок ЭЛТ, и на экране возникает картина распределения того или иного хим. элемента по поверхности объекта. На РЭМ производят локальный рентг. количеств. анализ: регистрируют число импульсов рентг. квантов от участка, на к-ром остановлен зонд, и сравнивают это число с эталонным (см. *Спектральный анализ рентгеновский*). Энергодисперсный датчик регистрирует все элементы от Na до U при высокой чувствительности. Крист. спектрометр с набором кристаллов с разл. межплоскостными расстояниями (см. *Брэгга — Вульфа условие*) может идентифицировать элементы от Be до U. Существ. недостаток РЭМ — большая длительность процесса «снятия» информации при исследовании объектов. Сравнительно высокую РС можно получить, используя электронный зонд достаточно малого диаметра. Но при этом уменьшается сила тока зонда, вследствие чего резко возрастает влияние *дробового эффекта*, снижающего отношение полезного сигнала к шуму. Чтобы отношение сигнал/шум не падало ниже заданного уровня, необходимо замедлить скорость сканирования для накопления в каждой точке объекта достаточно большого числа первичных эл-нов (и соответств. кол-ва вторичных). В результате высокая РС реализуется лишь при малых скоростях развёртки. Иногда один кадр формируется в течение 10—15 мин.

РЭМ с автоэмиссионной пушкой обладают высокой для РЭМ РС (до 30 Å). В автоэмиссионной пушке (как и в *электронном проекторе*) используется катод в форме острия, у вершины к-рого возникает сильное электрич. поле, вырывающее эл-ны из катода (см. *Автоэлектронная эмиссия*). Электронная яркость пушки с автоэмиссионным катодом в 10^3—10^4 раз выше, чем яркость пушки с накалённым

катодом. Соответственно увеличивается ток электронного зонда. Поэтому в РЭМ с автоэмиссионной пушкой осуществляют быстрые развёртки, а диаметр зонда уменьшают для повышения РС. Однако автоэмиссионный катод работает устойчиво лишь при сверхвысоком вакууме (10^{-7}—10^{-9} Па), что усложняет конструкцию таких РЭМ.

Просвечивающие растровые Э. м. (ПРЭМ) обладают столь же высокой РС, как и ПЭМ. В этих приборах применяются автоэмиссионные пушки, обеспечивающие достаточно большой ток в зонде малого диаметра (2—3 Å). Диаметр зонда уменьшают две магн. линзы (рис. 5). Ниже объекта расположены детекторы — центральный и кольцевой. На первый попадают нерассеянные эл-ны, и после преобразования и усиления соответств. сигналов на экране ЭЛТ появляется т. н. светлопольное изображение. На кольцевом детекторе собираются рассеянные эл-ны, создающие т. н. темнопольное изображение. В ПРЭМ можно исследовать более толстые объекты, чем в ПЭМ, т. к. возрастание числа неупруго рассеянных эл-нов с толщиной

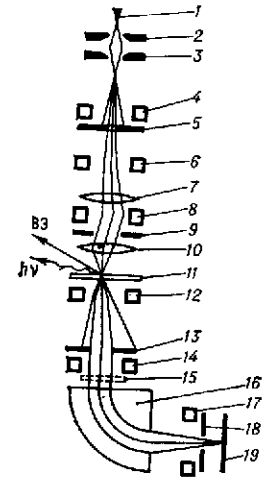


Рис. 5. Принципиальная схема просвечивающего растрового электронного микроскопа (ПРЭМ): *1* — автоэмиссионный катод; *2* — промежуточный анод; *3* — анод; *4* — отклоняющая система для юстировки пучка; *5* — диафрагма «осветителя»; *6*, *8* — отклоняющие системы для развёртки электронного зонда; *7* — магн. длиннофокусная линза; *9* — апертурная диафрагма; *10* — магн. объектив; *11* — объект; *12*, *14* — отклоняющие системы; *13* — кольцевой коллектор рассеянных эл-нов; *15* — коллектор нерассеянных эл-нов; *16* — магн. спектрометр; *17* — отклоняющая система для отбора эл-нов с разл. потерями энергии; *18* — щель спектрометра; *19* — коллектор; ВЭ — вторичные эл-ны; *hν* — рентг. излучение.

не влияет на разрешение (после объекта оптика в ПРЭМ отсутствует). С помощью анализатора энергии эл-ны, прошедшие сквозь объект, разделяются на упруго и неупруго рассеянные пучки. Каждый пучок попадает на свой детектор, и на ЭЛТ наблюдается соответств. изображение, содержащее дополнит. информацию о рассеивающих свойствах объекта. Высокое разрешение в ПРЭМ достигается при медленных развёртках, т. к. в зонде диаметром всего 2—3 Å ток получается слишком малым.

Э. м. для аналитических исследований. Сочетание в одном приборе принципов формирования изображения с неподвижным пучком (как в ПЭМ) и сканирования тонкого зонда по объекту позволило реализовать в таком Э. м. преимущества ПЭМ, РЭМ и ПРЭМ и обеспечить проведение широкого круга аналитич. исследований. В наст. время во многих ПЭМ предусмотрена возможность наблюдения объектов в растровом режиме (с помощью конденсорных линз и объектива, создающих уменьшенное изображение источника эл-нов, к-рое сканируется по объекту отклоняющими системами). Кроме изображения с неподвижным пучком на экране Э. м., получают растровые изображения на экранах ЭЛТ с использованием прошедших и вторичных эл-нов, характеристич. рентг. спектры и т. д. Оптич. система такого ПЭМ, расположенная после объекта, даёт возможность работать в режимах, неосуществимых в других приборах.

Эмиссионные Э. м. создают изображение объекта эл-нами, к-рые эмитирует сам объект при нагревании, бомбардировке первичным пучком эл-нов, освещении и при наложении сильного электрич. поля, вырывающего эл-ны из объекта. Эти приборы обычно имеют узкое целевое назначение.

Зеркальные Э. м. служат гл. обр. для визуализации электростатич. «потенциального рельефа» и магн. микрополей на поверхности объекта. Осн. электронно-оптич. элементом прибора явл. *электронное зеркало*, причём одним из электродов служит сам объект, к-рый находится под небольшим отрицат. потенциалом относительно катода пушки. Электронный пучок направляется в зеркало и отражается полем в непосредств. близости от поверхности объекта. Зеркало формирует на экране изображение «в отражённых пучках». Микрополя возле поверхности объекта перераспределяют эл-ны отражённых пучков, создавая контраст на изображении, визуализирующий эти микрополя.

Перспективы развития Э. м. Повышение РС в изображениях непериодич. объектов до 1 Å и более позволит регистрировать не только тяжёлые, но и лёгкие атомы и визуализировать органич. мир на атомарном уровне. Для создания Э. м. с подобным разрешением повышают ускоряющее напряжение, разрабатывают ЭЛ с малыми аберрациями, в частности криогенные линзы, в к-рых используется эффект *сверхпроводимости* при низких темп-рах, разрабатывают методы исправления аберраций ЭЛ и т. д. Исследование механизма формирования частотно-контрастных характеристик изображения в Э. м. привело к разработке методов улучшения и реконструкции изображения, к-рые осуществляются аналогично тому, как это делается в световой оптике, где подобные методы основаны на фурье-преобразованиях, а соответств. расчёты производятся на ЭВМ.

● Electron microscopy, 1978. Papers pres 9-th international congress on electron microscopy held in Toronto, v. 1—3, Toronto, 1978; Стоянов П. А. [и др.], Электронный микроскоп предельного разрешения ЭМВ-100Л, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1970, т. 34, № 7; Хокс П., Электронная оптика и электронная микроскопия, пер. с англ., М., 1974; Деркач В. П., Кияшко Г. Ф., Кухарчук М. С., Электроннозондовые устройства, К., 1974; Стоянова И. Г., Апаскин И. Ф., Физические основы методов просвечивающей электронной микроскопии, М., 1972; Практическая растровая электронная микроскопия, под ред. Д. Гоулдстейна и Х. Яковица, пер. с англ., М., 1978. *И. А. Стоянов.*

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (ЭПР), резонансное поглощение эл.-магн. энергии в-вами, содержащими парамагн. ч-цы. ЭПР — один из методов *радиоспектроскопии*, наблюдается обычно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн λ (30—2 мм) и явл. частным случаем *магнитного резонанса*. ЭПР открыл Е. К. Завойский в 1944. Объектами наблюдения являются: а) атомы и молекулы с нечётным числом эл-нов (напр., атомы азота, водорода, молекулы NO); б) свободные радикалы хим. соединений с неспаренными эл-нами (напр., CH_3); в) ионы с частично заполненными внутр. оболочками (напр., ионы переходных элементов); г) центры окраски в кристаллах; д) электроны проводимости в металлах и полупроводниках.

В постоянном магн. поле $\boldsymbol{H}$ уровни энергии парамагн. ч-цы, напр. атома со спином S и магн. моментом μ, за счёт пространств. квантования расщепляются на $2S+1$ магн. подуровня, различающихся по энергии на

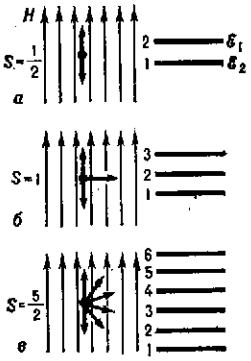


Рис. 1. Пространственное квантование спинов S в магн. поле $\boldsymbol{H}$ и расщепление энергетич. уровней: *а* — свободного электрона; *б* — парамагн. ч-ц с неск. электронами со спином $S=1$; *в* — со спином $S=5/2$.

величину $\Delta\mathcal{E}=2\mu H$ (см. *Зеемана эффект*; рис. 1).

В простейшем случае свободного эл-на (рис. 1, *а*) $S=1/2$, магн. момент $\mu=g_S\beta M_S$, где $g_S=2{,}0023$ (g-фактор свободного эл-на), β — магнетон Бора, $M_S=\pm 1/2$ (магн. квантовое число). В поле $\boldsymbol{H}$ энергия $\mathcal{E}$ эл-на может принимать два значения: $\mathcal{E}_1=-\frac{1}{2}g_S\beta H$ и $\mathcal{E}_2=+\frac{1}{2}g_S\beta H$. Переходы между магн. подуровнями возможны, когда квант эл.-магн. энергии $\hbar\omega$ (ω — частота) равен разности энергий $\Delta\mathcal{E}$ между ними:

$$\hbar\omega = \Delta\mathcal{E} = g_S\beta H. \qquad (1)$$

Переход эл-на с одного подуровня на другой происходит с одновременным изменением направления спина: $\Delta M_S = \pm 1$. При переходе с нижнего уровня на верхний энергия поглощается, а при обратном переходе излучается (рис. 2). Вероятность этих процессов одинакова, но т. к. в условиях термодинамич. равновесия, согласно *Больцмана распределению*, населённость нижнего уровня N_1 больше, чем верхнего N_2, то энергия поглощается. Если к.-л. образом создать *инверсию населённостей* $N_2 > N_1$, то под действием эл.-магн. поля система будет излучать энергию. Этот принцип положен в основу работы *квантовых генераторов* (см. *Квантовая электроника*).

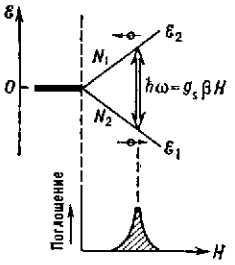


Рис. 2. При $\hbar\omega = \Delta\mathcal{E}$ происходит поглощение энергии переменного электромагн. поля.

Для ч-ц, содержащих неск. эл-нов, S может принимать любое кратное $^1/_2$ значение (рис. 1, *б*, *в*), а энергия уровней $\mathcal{E} = g\beta M_S H$, где M_S может иметь $(2S+1)$ значений: S, $S-1, \ldots, -(S-1), -S$. Величина g-фактора определяется суммарным значением спинового и орбитального моментов количества движения электрона и может в неск. раз отличаться от g_S. Между уровнями, отличающимися по M_S на величину $\Delta M_S = \pm 1$, возможны магн. дипольные переходы, и условие резонанса будет по-прежнему описываться формулой (1).

Вз-ствие эл-нов с электрич. *внутрикристаллическим полем* приводит для $S \geqslant 1$ к расщеплению уровней энергии с разными значениями $|M_S|$ и без поля (при $H=0$). В результате этого в спектре ЭПР появляется неск. линий поглощения (тонкая структура; рис. 3, *а*). Вз-ствие эл-нов с магн. моментом ядра парамагн. атома приводит к появлению в спектре ЭПР сверхтонкой структуры. Если спин ядра I, то количество сверхтонких компонент равно $2I+1$, что соответствует условию перехода $\Delta M_I = 0$ (M_I — ядерное магн. квант. число; рис. 3, *б*). Вз-ствие эл-нов парамагн. ч-цы с магн. моментами ядер окружающих ионов также расщепляет линию ЭПР (сверхсверхтонкая структура). Изучение сверхтонкой и суперсверхтонкой структур даёт возможность определить место нахождения неспаренных эл-нов.

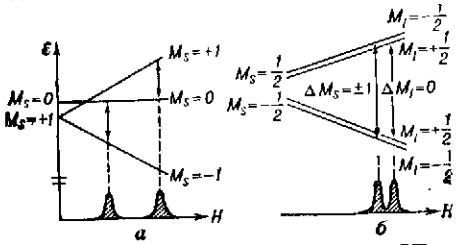


Рис. 3. *а* — тонкая структура спектра ЭПР; *б* — сверхтонкая структура спектра ЭПР.

Ширина линии. Релаксац. процессы, восстанавливающие равновесие в системе электронных спинов, нарушенное в результате поглощения эл.-магн. энергии, характеризуются временами релаксации T_1 и T_2. Ширина линии ЭПР $\Delta\omega$ связана с ними соотношением:

$$\Delta\omega = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2}. \qquad (2)$$

Время T_2, наз. временем спин-спиновой релаксации, характеризует скорость восстановления равновесия в спиновой системе и от темп-ры практически не зависит. Время спин-решёточной релаксации T_1 характеризует скорость восстановления равновесия между спиновой системой и решёткой; T_1 определяется вз-ствием магн. моментов ч-ц с колебаниями кристаллической решётки. Т. к. при понижении темп-ры амплитуда тепловых колебаний уменьшается, то при этом также уменьшается и спин-решёточное вз-ствие. Для ионов переходных металлов с большим вкладом орбитального момента, определяющего величину спин-решёточного вз-ствия, линию ЭПР удаётся наблюдать только при низких темп-рах. В сильных переменных эл.-магн. полях (10^{-3}—1 Вт) релаксац. процессы не в состоянии восстановить равновесное распределение, и населённость уровней выравнивается (насыщение). Наблюдающееся при этом уменьшение поглощения используется для измерения времён парамагн. релаксации.

Экспериментальные методы. Для измерения ЭПР используют радиоспектрометры (спектрометры ЭПР), в к-рых при постоянной частоте и медленном изменении магн. поля H регистрируется изменение поглощаемой в образце мощности (рис. 4). В ЭПР прямого усиления высокочастотные колебания от клистрона по волноводному тракту подаются в объёмный резонатор (размером $\sim\lambda$), помещённый между полюсами электромагнита. Прошедшие через резонатор или отражённые от него эл.-магн. волны попадают на детектор. Изменение поглощаемой в образце мощности регистрируется по изменению тока детектора. Для повышения чувствительности поле H модулируют с частотой $\Omega \sim 30$ Гц—1 МГц (см. *Модуляция колебаний*). При наличии в образце поглощения ток детектора также оказывается промодулированным, что позволяет использовать для усиления сигнала узкополосные усилители и наблюдать сигнал на экране осциллографа. В супергетеродинных спектрометрах ЭПР на детектор подаётся мощность от дополнит. клистрона (др. частоты). В этом случае сигнал с детектора усиливается на разностной

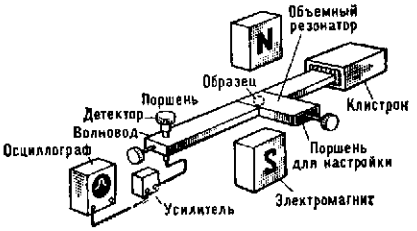


Рис. 4. Схема спектрометра ЭПР.

частоте основного и дополнит. клистронов.

Наиболее хорошо изучены спектры ЭПР ионов переходных металлов. Для того чтобы устранить уширение линии, обусловленное дипольным вз-ствием с соседними парамагн. ионами, измерения проводят на монокристаллах, являющихся диамагн. диэлектриками, куда в качестве примесей (0,001%—0,1%) вводят парамагн. ионы. Симметрия внутрикрист. поля определяет симметрию g-фактора и констант тонкого и сверхтонкого вз-ствия, а его напряжённость — их величину.

Применение. По спектрам ЭПР можно определить валентность парамагн. иона, симметрию его окружения, что в сочетании с данными рентгеновского структурного анализа даёт возможность определить положение парамагн. иона в крист. решётке. Знание энергетич. уровней парамагн. иона позволяет сравнивать результаты ЭПР с данными оптич. спектров и вычислять магн. восприимчивости парамагнетиков.

Метод ЭПР позволяет определять природу и локализацию дефектов решётки, напр. центров окраски. В металлах и полупроводниках возможен также ЭПР, связанный с изменением ориентации спинов эл-нов проводимости. Метод ЭПР широко применяется в химии и биологии, где в процессе хим. реакций или под действием ионизирующего излучения могут образовываться молекулы с незаполненной хим. связью — свободные радикалы. Их g-фактор обычно близок к g_S, а ширина линии ЭПР $\Delta\omega$ мала. Из-за этих качеств один из наиболее устойчивых свободных радикалов (α-дифенил-β-пикрилгидразил), у к-рого $g = 2{,}0036$, используется как стандарт при измерениях ЭПР. В биологии методом ЭПР изучаются ферменты, свободные радикалы в биол. системах и металлоорганич. соединениях.

● Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Абрагам А., Блини Б., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, пер. с англ., т. 1—2, М., 1972—73; Пейк Д. Э., Парамагнитный резонанс, пер. с англ., М., 1965; Эткинс П., Саймонс М., Спектры ЭПР и строение неорганических радикалов, пер. с англ., М., 1970; Ингрэм Д., Электронный парамагнитный резонанс в биологии, пер. с англ., М., 1972; Людвиг Дж., Вудбери Г., Электронный спиновый резонанс в полупроводниках, пер. с англ., М., 1964. *В. Ф. Мещеряков.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ПАРАМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС акустический, см. *Акустический парамагнитный резонанс.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ПРОЕ́КТОР, автоэлектронный микроскоп, безлинзовый электронно-оптич. прибор для получения увеличенного в 10^5—10^6 раз изображения поверхности тв. тела. Э. п. был изобретён в 1936 нем. физиком Э. Мюллером. Осн. части Э. п.: катод в виде проволочки с точечным эмиттером на конце, радиус кривизны к-рого $r \sim 10^{-7}$—10^{-8} м; стеклянная сферич. или конусообразная колба, дно к-рой покрыто слоем *люминофора*; анод в виде проводящего слоя на стенках колбы или проволочного кольца, окружающего катод. Из колбы откачивается воздух (остаточное давление $\sim 10^{-9}$—10^{-11} мм рт. ст.). Когда на анод подают положит. напряжение в неск. тыс. В относительно расположенного в центре колбы катода, напряжённость электрич. поля в непосредств. близости от точечного эмиттера (острия) достигает 10^7—10^8 В/см. Это обеспечивает интенсивную автоэлектронную эмиссию. При обычной форме катода эл-ны эмитировались преим. с мест локального увеличения напряжённости поля над небольшими неровностями и выступами поверхности эмиттера. Применение точечных эмиттеров, сглаженных поверхностной миграцией атомов металла при повышенных темп-рах в хорошем вакууме, позволило получить устойчивые токи.

Эмитированные эл-ны, ускоряясь в радиальных (относительно острия) направлениях, бомбардируют экран, вызывая свечение люминофора, и создают на экране увеличенное контрастное изображение поверхности катода, отражающее её крист. структуру (рис. 2, *а* к ст. *Ионный проектор*). Контраст автоэлектронного изображения определяется плотностью эмиссионного тока, к-рая зависит от локальной работы выхода, изменяющейся в зависимости от кристаллографич. строения поверхности эмиттера и от величины поля у поверхности эмиттера. Увеличение в Э. п. равно отношению $R/\beta r$, где R — расстояние катод — экран, β — константа, зависящая от геометрии трубки. Разрешающую способность Э. п. ограничивают наличие тангенциальных составляющих скоростей автоэлектронов у кончика острия и (в меньшей степени) явление дифракции эл-нов. Предел разрешения Э. п. составляет $(2—3) \cdot 10^{-7}$ см, т. е. он не способен разрешать детали на атомарном уровне.

Э. п. применяются для изучения автоэлектронной эмиссии металлов и полупроводников, для определения работы выхода с разных граней монокристалла и пр. Для наблюдения фазовых превращений, изучения *адсорбции* атомов разл. в-в на металлич. или полупроводниковой поверхности и т. д. Э. п. используют весьма ограниченно, т. к. намного большие возможности в этих отношениях даёт применение ионного проектора.

ЭЛЕКТРОНО́ГРАФ, прибор для исследования ат. строения тв. тел и газовых молекул методами электронографии. Э.— вакуумный прибор, схема той его части, где формируется электронный пучок, близка к схеме *электронного микроскопа*. В колонне, осн. узле Э., эл-ны, испускаемые раскалённой вольфрамовой нитью, разгоняются высоким напряжением (от 30 кВ и выше — быстрые эл-ны и до 1 кВ — медленные эл-ны). С помощью диафрагм и магн. линз формируется узкий электронный пучок, направляемый на исследуемый образец, находящийся в спец. камере объектов и установленный на спец. столике. Рассеянные эл-ны попадают в фотокамеру, и на фотопластинке (или экране) создаётся дифракц. изображение (электронограмма). Зависимость интенсивности рассеянных эл-нов от угла рассеяния может измеряться с помощью электронных приборов. Э. снабжают разл. устройствами для нагревания, охлаждения, испарения образца, его деформации и т. д.

Э. включает также систему вакуумирования и блок электропитания, содержащий источники накала катода, высокого напряжения, питания эл.-магн. линз и разл. устройств камеры объектов. Питающее устройство обеспечивает изменение ускоряющего потенциала по ступеням (напр., в Э. «ЭР-100» 4 ступени: 25, 50, 75 и 100 кВ). Разрешающая способность Э. составляет тысячные доли Å и зависит от энергии эл-нов, сечения электронного пучка и расстояния от образца до экрана, к-рое в совр. Э. может изменяться в пределах 200—600 мм. Управление совр. Э., как правило, автоматизировано.

Р. М. Имамов.

ЭЛЕКТРОНОГРАФИЯ, метод изучения структуры в-ва, основанный на исследовании рассеяния образцом ускоренных эл-нов. Применяется для изучения ат. структуры кристаллов, аморфных тел и жидкостей, молекул газов и паров. Физ. основа Э.— дифракция эл-нов (см. *Дифракция микрочастиц*); при прохождении через в-во эл-ны, обладающие волновыми св-вами (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*), взаимодействуют с атомами, в результате чего образуются дифрагированные пучки, интенсивность и расположение к-рых связаны с ат. структурой образца и др. структурными параметрами. Рассеяние эл-нов определяется электростатич. потенциалом атомов, максимумы к-рого отвечают положениям ат. ядер.

В *электронографах* и *электронных микроскопах* формируется узкий светосильный пучок ускоренных эл-нов. Он направляется на объект и рассеивается им, дифракционная картина (э л е к т р о н о г р а м м а) либо фотографируется, либо регистрируется электронным устройством. Осн. вариантами метода явл. дифракция быстрых эл-нов (ускоряющее напряжение от 30—50 кВ и более) и дифракция медленных эл-нов (от неск. В до немногих сотен В).

Э. наряду с *рентгеновским структурным анализом* и *нейтронографией* принадлежит к дифракц. методам структурного анализа. Сильное вз-ствие эл-нов с в-вом ограничивает толщину просвечиваемых образцов десятыми долями мкм (при напряжении 1000—2000 кВ макс. допустимая толщина неск. мкм). Поэтому методами Э. изучают ат. структуру мелкокрист. в-в и монокристаллов значительно меньших размеров, чем в рентгенографии и нейтронографии.

Вид электронограмм при дифракции быстрых эл-нов зависит от хар-ра исследуемых объектов. Электронограммы от плёнок, состоящих из кристалликов, обладающих взаимной ориентацией, или тонких монокрист.

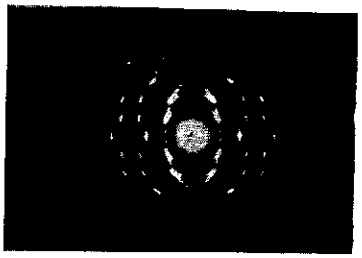


Рис. 1. Электронограмма, полученная от текстуры.

пластинок образованы точками или пятнами (рефлексами) с правильным расположением, от текстур — дугами (рис. 1), от поликрист. образцов — равномерно зачернёнными окружностями (аналогично *дебаеграммам*), а при съёмке на движущуюся фотопластинку — параллельными линиями. Эти типы электронограмм получаются в результате упругого, преим. однократного, рассеяния (без обмена энергией с кристаллом). При многократном неупругом рассеянии возникают вторичные дифракц. картины от дифрагированных пучков (кикучи-электронограммы, рис. 2). Электронограммы от молекул газа содержат небольшое число диффузных ореолов.

В основе определения элем. крист. ячейки и симметрии кристалла ле-

жит измерение расположения рефлексов на электронограммах. Межплоскостное расстояние $d=L\lambda/r$, где L — расстояние от образца до фотопластинки, λ — длина *волны де Бройля* эл-на, определяемая его энергией, r — расстояние от рефлекса до центрального пятна на электронограмме. Методы расчёта ат. структуры кристаллов в Э. близки к применяемым

Рис. 2. Кикучи-электронограмма, полученная методом «на отражение» (симметрично расположены тёмные и светлые кикучи-линии).

в рентг. структурном анализе. Так, ф-ла для распределения электростатич. потенциала $\varphi(x, y, z)$ аналогична ф-ле для распределения электронной плотности $\rho(x, y, z)$ [ф-ла (2) в ст. *Рентгеновский структурный анализ*]. Расчёт значений $\varphi(x, y, z)$, обычно проводимый на ЭВМ, позволяет установить координаты x, y, z атомов, расстояния между ними и т. д. (рис. 3).

Методами Э. были определены мн. ат. структуры, уточнены и дополнены рентгеноструктурные данные для

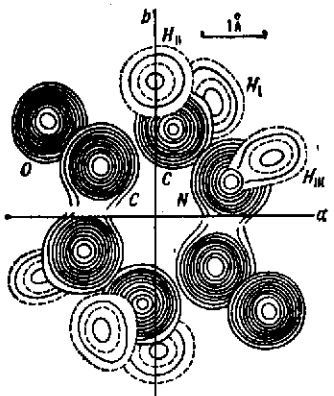


Рис. 3. Электрич. потенциал молекулы дикетопиразина в крист. структуре, полученный трёхмерным фурье-синтезом: a и b — оси симметрии молекулы. Сгущение линий соответствует положениям атомов.

большого числа в-в, в т. ч. мн. цепных и циклич. углеводородов, в к-рых впервые были локализованы атомы водорода, нитридов переходных металлов (Fe, Cr, Ni, W), обширного класса оксидов Nb, V, Ta с локализацией атомов N и O, а также 2- и 3-компонентных полупроводниковых соединений, глинистых минералов и слоистых структур. При помощи Э. изучают и структуру дефектных кристаллов. В комплексе с электронной микроскопией Э. позволяет изучать фазовый состав и степень совершенства структуры тонких крист. плёнок, используемых в разл. областях совр. техники. Для процессов эпитаксии существенным явл. контроль степени совершенства поверхности подложки до нанесения плёнок, к-рый выполняется с помощью кикучи-электронограмм: даже незначит. нарушения её структуры приводят к размытию кикучи-линий.

На электронограммах, получаемых от молекул газов, а также паров оксидов, галогенидов и др. соединений, дифракц. пучки образуют диффузные кольцевые ореолы, диаметры и интенсивность к-рых определяются расположением атомов в молекуле и дифракц. хар-ками атомов (их ат. амплитудами упругого и неупругого рассеяния). Методы газовой Э. позволяют определять структуры молекул с числом атомов до 10—20, а также характер их тепловых колебаний в широком интервале темп-р. Аналогичным методом проводят анализ ат. структуры ближнего порядка (см. *Дальний и ближний порядок*) в аморфных телах, стёклах, жидкостях.

При использовании медленных эл-нов, к-рые вследствие малости энергии проникают лишь в самые верх. слои кристалла, их дифракция даёт сведения о структуре «двумерной» решётки как атомов самого кристалла у его поверхности, так и адсорбированных кристаллом атомов газов. При дифракции медленных эл-нов может также происходить *оже-эффект* и др. явления, возникающие вследствие сильного вз-ствия медленных эл-нов с атомами. Применение этого метода целесообразно в сочетании с *масс-спектроскопией* и *оже-спектроскопией*. Эти исследования позволяют изучать явления адсорбции, самые начальные стадии кристаллизации и др.

● Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М.— Л., 1949; Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; Звягин Б. Б., Электронография и структурная кристаллография глинистых минералов, М., 1964. *З. Г. Пинскер.*

ЭЛЕКТРО́Н-ФОНО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, взаимодействие носителей заряда в тв. телах с колебаниями кристаллической решётки — *фононами*. При распространении колебаний в решётке происходит изменение её периода, что приводит к локальному изменению энергии носителей. Помимо этого деформац. механизма Э.-ф. в. возможны и другие. Так, в ионных кристаллах колебания решётки сопровождаются появлением у элементарной ячейки кристалла переменного дипольного электрич. момента, влияющего на поведение носителей. В металлах имеет место плазменный механизм, обусловленный электродинамич. вз-ствием эл-нов и ионов. В пьезоэлектриках деформация решётки сопровождается возникновением электрич. поля, что даёт дополнит. вклад в Э.-ф. в., к-рый в нек-рых случаях (напр., в области низких частот) может быть доминирующим. В кристаллах с большим значением диэлектрич. проницаемости ε существенный вклад в Э.-ф.в. вносит *электрострикция*.

Э.-ф. в. обусловливает ряд специфич. явлений в тв. телах: 1) движение эл-нов в кристалле сопровождается движением поля деформации (см. *Полярон*); 2) эл-ны, испуская и поглощая фононы, переходят из одного состояния в другое; 3) в нек-рых особых случаях Э.-ф. в. приводит к появлению сверхпроводимости и др. Частный случай Э.-ф. в.— *акусто-электронное взаимодействие*.

● Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965; Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961. См. также лит. при ст. *Полупроводники*. *Э. М. Эпштейн.*

ЭЛЕКТРО́НЫ ПРОВОДИ́МОСТИ, электроны металлов и полупроводников, упорядоченное движение к-рых обусловливает электропроводность. В конденсиров. средах часть эл-нов (как правило, валентные) отрывается от своих атомов (делокализируется). Области разрешённых значений энергии — разрешённые зоны — делокализов. эл-на чередуются с *запрещёнными зонами*. Э. п.— эл-ны частично заполненных разрешённых зон (зон проводимости; см. *Твёрдое тело*). В полупроводниках Э. п. появляются только при нек-ром возбуждении (достаточно высокой темп-ре, освещении, внедрении примесей и т. п.). В металлах Э. п. есть всегда; при $T=0$ К они занимают все состояния с энергией, меньшей *Ферми энергии*. В кристалле состояние Э. п. напоминает состояние свободного эл-на. В частности, оно характеризуется определ. квазиимпульсом $\boldsymbol{p}$, аналогичным импульсу свободного эл-на. Внутри разрешённой зоны энергия $\mathcal{E}$ эл-на в кристалле — сложная периодич. ф-ция $\boldsymbol{p}$.

Св-ва Э. п. удобно описывать в терминах кинетич. теории газов. В ПП, когда Э. п. относительно мало, газ Э. п. хорошо описывается *Больцмана статистикой*. В металлах Э. п. образуют вырожденный ферми-газ при всех темп-рах (см. *Вырожденный газ*). Для описания вз-ствий между Э. п. используют теорию *ферми-жидкости*.

● См. лит. при ст. *Твёрдое тело*. *Э. М. Эпштейн.*

ЭЛЕКТРООПТИКА, раздел оптики, в к-ром изучаются изменения оптич. свойств среды под действием электрич. поля и вызванные этими изменениями особенности вз-ствия *оптического излучения* (света) со средой, помещённой в поле. Наложение электрич. поля на свободные атомы или др. квантованные системы приводит к снятию вырождения и расщеплению энергетических уровней, пропорциональному квадрату напряжённости поля или (в более сильных полях) его первой степени. В результате это-

го линии испускания и поглощения распадаются на ряд компонент, отличающихся не только частотой, но и поляризацией (см. *Штарка эффект*); несовпадение поглощений для разл. *поляризаций света* приводит к наведённому полем *дихроизму*. Кроме того, поскольку каждой линии поглощения соответствует своя дисперсионная кривая, несовпадение последних для разл. поляризаций света связано с анизотропией электронной поляризуемости и проявляется в малоинерционном (10^{-13}—10^{-14} с) наведённом электрич. полем двулучепреломлении среды (электрический *Керра эффект*, *Поккельса эффект*).

Другой механизм влияния электрич. поля на оптич. свойства в-ва связан с определённой ориентацией в поле молекул, обладающих постоянным дипольным моментом, или анизотропией *поляризуемости*. В результате у первоначально изотропного ансамбля молекул появляются св-ва одноосного кристалла. Характерное время ориентационных процессов колеблется от 10^{-11}—10^{-12} с для газов и чистых жидкостей до 10^{-2} с и больше для коллоидных растворов, молекул, аэрозолей и т. п. Особенно сильно выражен ориентационный эффект в *жидких кристаллах* (время релаксации $\sim 10^{-8}$ с). В тв. телах при наложении электрич. поля наблюдается появление *оптической анизотропии*, обусловленной установлением различий в средних расстояниях между ч-цами решётки вдоль и поперёк поля (стрикционный эффект). Как ориентационный, так и стрикционный эффекты не только дают существ. вклад в эффект Керра, но и приводят к изменению интенсивности и деполяризации рассеянного света под влиянием электрич. поля (т. н. дитиндализм).

Появление лазеров привело к наблюдению в электрич. полях оптич. частоты многих электрооптич. эффектов, известных ранее для пост. поля (напр., оптич. Штарка и Керра эффекты, оптич. стрикционный эффект и др.), а также к наблюдению новых явлений Э., связанных с изменением поляризуемости атомов и молекул при их возбуждении. К их числу относится явление образования фазовых дифракц. решёток в интерференц. поле интенсивных когерентных световых потоков. Характерной особенностью электрооптич. явлений в полях оптич. частоты является их резонансный характер.

Электрооптич. явления широко применяются для создания устройств управления оптич. излучением (модуляторы, дефлекторы, оптич. фазовые решётки и др.) и оптич. индикаторов (жидкокрист. дисплеи, цифровые индикаторы и др.), для регистрации напряжённости поля, напр. в плазме по эффекту Штарка, а также для исследования строения в-ва, внутримол. процессов, явлений в растворах и кристаллах и т. п. Большую роль электрооптич. явления играют в *нелинейной оптике* (см. *Самофокусировка света*).

● Блинов Л. М., Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М., 1978; Келих С., Молекулярная нелинейная оптика, пер. с польск., М., 1981.

В. А. Замков.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ (электрическая проводимость, проводимость), способность тела пропускать электрич. ток под воздействием электрич. поля, а также физ. величина, количественно характеризующая эту способность. Проводники всегда содержат свободные (или квазисвободные) носители заряда — эл-ны, ионы, направленное (упорядоченное) движение к-рых и есть электрич. ток. Э. большинства проводников (металлов, ПП, плазмы) обусловлена наличием в них свободных эл-нов (в плазме небольшой вклад в Э. вносят также ионы). Ионная Э. свойственна электролитам.

Сила электрич. тока I зависит от приложенной к проводнику разности потенциалов U, к-рая определяет напряжённость электрич. поля $\boldsymbol{E}$ внутри проводника. Для изотропного проводника пост. сечения $E=-U/L$, где L — длина проводника. Плотность тока $\boldsymbol{j}$ зависит от значения $\boldsymbol{E}$ в данной точке и в изотропных проводниках совпадает с $\boldsymbol{E}$ по направлению. Эта зависимость выражается *Ома законом*: $\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}$; постоянный (не зависящий от $\boldsymbol{E}$) коэфф. σ и наз. Э. или удельной Э. Величина, обратная σ, наз. удельным электрич. сопротивлением: $\rho=1/\sigma$. Для проводников разной природы значения σ (и ρ) существенно различны. В общем случае зависимость $\boldsymbol{j}$ от $\boldsymbol{E}$ нелинейна и σ зависит от $\boldsymbol{E}$; в этом случае вводят дифф. Э. $\sigma=d\boldsymbol{j}/d\boldsymbol{E}$. Э. измеряют в единицах $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ или (в СИ) в $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$.

В анизотропных средах, напр. в монокристаллах, σ — тензор второго ранга, и Э. для разных направлений в кристалле может быть различной, что приводит к неколлинеарности $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{j}$.

В зависимости от σ все в-на делятся на проводники: $\sigma>10^6$ $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$, диэлектрики: $\sigma<10^{-8}$ $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ и ПП с промежуточными значениями σ. Это деление в значит. мере условно, т. к. Э. меняется в широких пределах при изменении состояния в-ва. Э. зависит от темп-ры, структуры в-ва (агрегатного состояния, дефектов и пр.) и от внеш. воздействий (магн. поля, облучения, напряжённости электрич. поля и т. п.).

Мерой «свободы» носителей заряда в проводнике служит отношение ср. времени свободного пробега (τ) к характерному времени столкновения ($t_{ст}$): $\tau/t_{ст}\gg 1$; чем больше это отношение, тем с большей точностью можно считать ч-цы свободными. Методы молекулярно-кинетич. теории газов позволяют выразить σ через концентрацию (n) свободных носителей заряда, их заряд (e) и массу (m) и время свободного пробега:

$$\sigma=\frac{ne^2\tau}{m}=ne\mu,$$

где μ — подвижность ч-цы (см. *Подвижность носителей тока*), равная $v_{ср}/E=e\tau/m$, $v_{ср}$ — ср. скорость направл. движения (т. н. дрейфовая скорость). Если ток обусловлен i заряж. ч-цами разного сорта, то $\sigma=\Sigma_i n_i e_i \mu_i$. Подвижность эл-нов (вследствие их малой массы) настолько больше ионной, что ионная Э. существенна только в случае, когда свободные эл-ны практически отсутствуют. Перенос массы под воздействием тока, напротив, связан с движением ионов.

Хар-р зависимости Э. от темп-ры T различен у разных в-в. У металлов зависимость $\sigma(T)$ определяется в осн. уменьшением времени свободного пробега эл-нов с ростом темп-ры T: увеличение темп-ры приводит к возрастанию тепловых колебаний крист. решётки, на к-рых рассеиваются эл-ны, и σ уменьшается (на квант. языке говорят о столкновении эл-нов с *фононами*). При достаточно высоких темп-рах, превышающих *Дебая температуру* θ_D, Э. металлов обратно пропорц. темп-ре: $\sigma\sim 1/T$; при $T\ll\theta_D$ $\sigma\sim T^{-5}$, однако ограничена остаточным сопротивлением (см. *Металлы*). Нек-рые металлы, сплавы и ПП при понижении T до неск. К переходят в сверхпроводящее состояние с бесконечно большой проводимостью (см. *Сверхпроводимость*). Э. расплавленных металлов того же порядка, что и Э. этих металлов в тв. состоянии.

В ПП σ резко возрастает при повышении темп-ры за счёт увеличения числа эл-нов проводимости и положит. носителей заряда — дырок (см. *Полупроводники*). Диэлектрики имеют заметную Э. лишь при очень высоких электрич. напряжениях: при нек-ром (большом) значении E происходит пробой диэлектриков.

Прохождение тока через частично или полностью ионизов. газы (плазму) обладает своей спецификой (см. *Электрические разряды в газах*, *Плазма*); напр., в полностью ионизованной плазме Э. не зависит от плотности и возрастает с ростом темп-ры пропорц. $T^{3/2}$, достигая Э. хороших металлов. Об Э. жидкостей см. *Электролиты*, *Электролиз*.

Отклонение от закона Ома в пост. поле E наступает, если с ростом E энергия, приобретаемая ч-цей в этом поле в промежутке между столкновениями, равная eEl (где l — ср. длина свободного пробега), становится порядка или больше kT. В металлах условию $eEl\gg kT$ удовлетворить трудно, а в ПП, электролитах и особенно в плазме явления в сильных электрич. полях весьма существенны.

В перем. эл.-магн. поле σ зависит от частоты ω и от длины волны λ электрич. поля (временна́я и пространств. дисперсии, проявляющиеся при $\omega \geqslant \tau^{-1}$, $\lambda \leqslant l$). Характерное св-во хороших проводников в том, что даже при $\omega \ll \tau^{-1}$ ток сконцентрирован вблизи поверхности проводника (*скин-эффект*).

Измерение Э.— один из важных методов исследования материалов, в частности для металлов и ПП — их чистоты. Кроме того, измерение Э. позволяет выяснить динамику носителей заряда в макроскопич. теле, хар-р их вз-ствия (столкновений) друг с другом и с др. объектами в теле.

Э. металлов и ПП существенно зависит от величины магн. поля, особенно при низких темп-рах (см. *Гальваномагнитные явления*).

М. И. Каганов.

ЭЛЕКТРОРОЖДЕ́НИЕ ЧАСТИ́Ц, процесс рождения ч-ц на нуклонах и ат. ядрах под действием заряж. лептонов (эл-нов, позитронов и мюонов), в к-ром ч-цы образуются (в отличие от *фоторождения частиц*) в и р т у а л ь н ы м и фотонами, испускаемыми лептонами.

ЭЛЕКТРОСЛА́БОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ, объединённая калибровочная теория эл.-магн. и слабого вз-ствий. См. *Слабое взаимодействие*.

ЭЛЕКТРОСТА́ТИКА, раздел *электродинамики*, в к-ром изучается вз-ствие неподвижных электрич. зарядов (электростатич. вз-ствие). Такое вз-ствие осуществляется посредством *электростатического поля*. Осн. закон Э.— *Кулона закон*.

Источниками электростатич. поля явл. электрич. заряды. Этот факт выражает *Гаусса теорема*. Электростатич. поле потенциально, т. е. работа сил, действующих на заряд со стороны электростатич. поля, не зависит от формы пути.

Электростатич. поле удовлетворяет ур-ниям:

$$\mathrm{div}\ \boldsymbol{D}=4\pi\rho,\quad \mathrm{rot}\ \boldsymbol{E}=0,$$

где $\boldsymbol{D}$ — вектор электрич. индукции, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, ρ — плотность свободных электрич. зарядов. Первое ур-ние представляет собой дифф. форму теоремы Гаусса, а второе выражает потенц. хар-р электростатич. сил поля. Эти ур-ния можно получить как частный случай *Максвелла уравнений*.

Типичные задачи Э.— нахождение распределения зарядов на поверхностях проводников по известным полным зарядам или *потенциалам электростатическим* каждого из них, а также вычисление энергии системы проводников по их зарядам и потенциалам.

● Т а м м И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; К а л а ш н и к о в С. Г., Электричество, 4 изд., М., 1977 (Общий курс физики).

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКАЯ ИНДУ́КЦИЯ, наведение электрич. заряда в проводниках или диэлектриках, помещённых в пост. электрич. поле.

В п р о в о д н и к а х квазисвободные эл-ны перемещаются под действием внеш. электрич. поля до тех пор, пока заряд не перераспределится так, что создаваемое им электрич. поле внутри проводника полностью скомпенсирует внеш. поле и суммарное поле внутри проводника станет равным нулю. В результате на отд. участках поверхности проводника (в целом нейтрального) образуются равные по величине наведённые (индуцированные) заряды противоположного знака.

Д и э л е к т р и к и в пост. электрич. поле поляризуются: происходит либо нек-рое смещение положит. и отрицат. зарядов внутри атомов (молекул), что приводит к образованию электрич. диполей (см. *Поляризуемость*), либо частичная ориентация молекул, обладающих электрич. моментом, в направлении поля. В обоих случаях электрич. дипольный момент диэлектрика становится отличным от нуля, а на поверхности диэлектрика появляются связ. заряды. Если поляризация неоднородная, то связ. заряды появляются и внутри диэлектрика. Поляризованный диэлектрик порождает электростатич. поле, направленное против внеш. поля и ослабляющее его (см. *Диэлектрики*).

Г. Я. Мякишев.

ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКИЕ ЛИ́НЗЫ, см. *Электронные линзы*.

ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКИЙ ГЕНЕРА́ТОР, устройство, в к-ром высокое пост. напряжение создаётся при помощи механич. переноса электрич. зарядов. Различают Э. г. с диэлектрич. транспортёром зарядов и с транспортёром, состоящим из металлич. цилиндров или стержней, разделённых изоляторами (транспортёр с проводящими зарядоносителями). Диэлектрич. транспортёры могут быть выполнены в виде жёсткого цилиндра или диска (р о т о р н ы е Э. г.) либо в виде гибкой ленты (г е н е р а т о р ы В а н - д е - Г р а а ф а). У Э. г. с диэлектрич. транспортёром (рис. 1) заряд непрерывно стекает на него со щётки или пластинки и переносится внутрь полого высоковольтного электрода Э, где заряд стекает на этот электрод. Переносимый транспортёром ток равен: $I=\sigma b v$, где σ — поверхностная плотность заряда, b — ширина транспортёра, v — его линейная скорость. Если у высоковольтного электрода на транспортёр наносятся заряды обратной полярности, переносимый ток увеличивается вдвое. Плотность зарядов σ ограничена возникновением поверхностных электрич. разрядов и обычно составляет $(3—4)\cdot10^{-9}$ Кл/см^2 при токе $I<1$ МА.

У транспортёра с проводящими зарядоносителями заряды наносятся на их поверхность методом электростатич. индукции и передаются высоковольтному электроду дискр. порциями. Переносимый транспортёром ток равен: $I=qN$, где q — заряд зарядоносителей, N — число зарядоносителей, касающихся высоковольтного электрода за 1 с. Транспортёр из цилиндров (п е л л е т р о н) передаёт ток $\sim$ 0,1 мА, транспортёр из стержней (л а д д е т р о н) — до 0,5 мА при скорости перемещения носителей $\sim$10 м/с. Возможно параллельное включение неск. транспортёров.

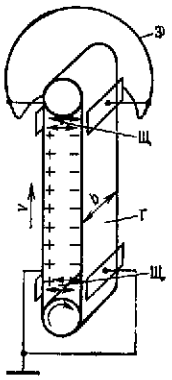
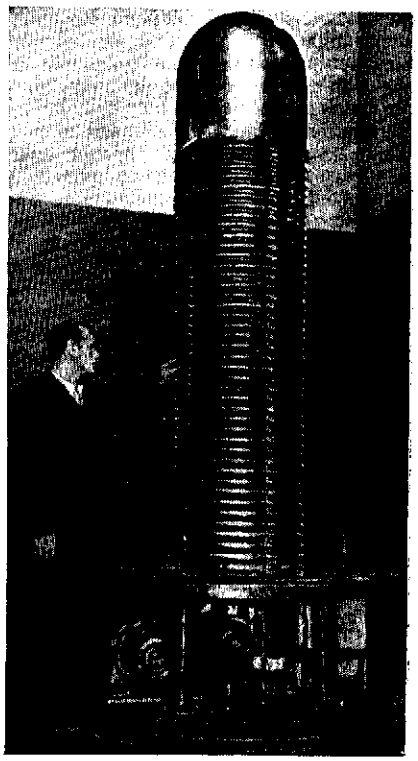


Рис. 1. Схема электростатич. генератора с диэлектрич. транспортёром зарядов: Т — транспортёр ширины b; Щ — устройства (щётки и острия) для нанесения и съёма зарядов; Э — высоковольтный электрод.

Напряжение на выходе Э. г. пропорц. сопротивлению нагрузки и току транспортёра I. Регулировать и стабилизировать его можно, изменяя ток в цепи нагрузки или плотность σ наносимых на транспортёр зарядов. В первом случае постоянная времени регулятора составляет неск. мс, во втором — десятые доли с. Э. г. имеют малую запасённую энергию $W=CU^2$ (C — ёмкость высоковольтного

Рис. 2.



электрода, U — напряжение генератора), а также невысокий кпд (15—20% из-за больших аэродинамич. потерь). У Э. г. с гибким транспортёром ток нагрузки обычно не превышает долей мА, а у роторных Э. г.—10 мА.

Первые Э. г. (Р. Дж. Ван-де-Грааф, 1931) имели открытую конструкцию, и у большинства из них напряжение не превышало 1 МВ. В дальнейшем секционированные высоковольтные конструкции (рис. 2) и изоляция из сжатых газов позволили повысить напряжение до неск. МВ. Созданы Э. г. типа пеллетрон и ладдетрон на напряжение 15—20 МВ с изоляцией из элегаза (SF_6).

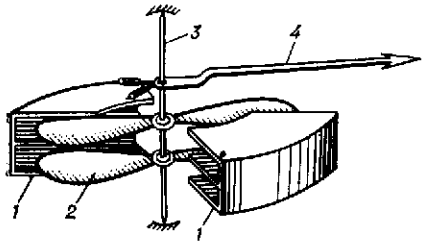
Э. г. используются гл. обр. в *высоковольтных ускорителях* заряж. ч-ц, а также в слаботочной высоковольтной технике.

● Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; Электростатические ускорители заряженных частиц, М., 1963.

М. П. Свиньин.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ, измерит. преобразователь электрич. напряжения в механич. перемещение на основе вз-ствия двух (или более) заряж. проводников, один из к-рых явл. подвижным.

Различают два осн. типа Э. и. м.— с изменяющейся активной площадью проводников и с изменяющимся расстоянием между проводниками. Первый тип Э. и. м. применяется в осн. в вольтметрах низких напряжений (до сотен В) и представляет собой ряд



Устройство электростатич. измерит. механизма с изменяющейся активной площадью проводников: *1* — неподвижные камеры; *2* — подвижные пластины; *4* — указатель (стрелка), расположенный на одной оси *3* с подвижными пластинами. Устройство, создающее противодействующий механич. момент, не показано.

неподвижных камер (рис.) — их число определяет чувствительность механизма — и подвижных пластин. При создании разности потенциалов между камерами и пластинами они заряжаются противоположными зарядами, и пластины втягиваются в камеры. Противодействующий момент создаётся пружинами. В Э. и. м. второй группы, применяемых в вольтметрах для измерения напряжений до неск. десятков кВ, подвижная пластина располагается между неподвижными пластинами, с одной из к-рых соединена проводником. Электростатич. силы вз-ствия перемещают подвижную пластину. Противодействующее усилие создаётся за счёт веса подвижной пластины, поэтому механизм чувствителен к наклонам.

Э. и. м. нечувствителен к частоте измеряемого напряжения и большинству внеш. влияний, за исключением электростатич. полей, от к-рых его тщательно экранируют. Осн. область применения — вольтметры для измерения напряжений в маломощных и высоковольтных цепях пост. и перем. тока. Верхний предел измерений — до 100 кВ, диапазон частот — до 20 МГц. Для расширения диапазона измерений пользуются ёмкостными делителями и измерит. усилителями.

● Основы электроизмерительной техники, М., 1972; Справочник по электроизмерительным приборам, 2 изд., Л., 1977.

В. П. Кузнецов.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, электрич. поле неподвижных электрич. зарядов, осуществляющее вз-ствие между ними. Как и перем. электрич. поле, Э. п. характеризуется напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$ — отношением силы, действующей со стороны поля на заряд, к величине заряда. Силовые линии напряжённости Э. п. не замкнуты: они начинаются на положит. зарядах и оканчиваются на отрицательных (или уходят на бесконечность). В диэлектриках Э. п. характеризуется вектором электрич. индукции $\boldsymbol{D}$, к-рый удовлетворяет *Гаусса теореме*. Э. п. потенциально, т. е. работа его по перемещению электрич. заряда между двумя точками не зависит от формы траектории; на замкнутом пути она равна нулю. Вследствие потенциальности Э. п. его можно характеризовать одной скалярной ф-цией — электростатич. потенциалом φ, связанным с вектором $\boldsymbol{E}$ соотношением: $\boldsymbol{E}=-\mathrm{grad}\ \varphi$. Потенциал φ удовлетворяет *Пуассона уравнению*. В однородном диэлектрике Э. п. вследствие поляризации диэлектрика убывает в ε раз, где ε — диэлектрическая проницаемость. Внутри проводников Э. п. равно нулю. Все точки поверхности проводника имеют один и тот же потенциал φ. Если в проводнике есть полость, то Э. п. в ней также равно нулю; на этом основана электростатич. защита электрич. приборов.

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ, деформация диэлектриков, пропорц. квадрату напряжённости электрич. поля E^2. Э. обусловлена поляризацией диэлектриков в электрич. поле и есть у всех диэлектриков — тв., жидких и газообразных. Э. следует отличать от линейного по полю E обратного пьезоэффекта (см. *Пьезоэлектрики*).

В изотропных средах, в т. ч. в газах и в жидкостях, Э. наблюдается как изменение плотности под действием электрич. поля и описывается ф-лой:

$$\Delta V/V = AE^2, \qquad (1)$$

где $\Delta V/V$ — относительная объёмная деформация, $A=\frac{\beta}{2\pi}d\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial d}\right)$ (β — сжимаемость, d — плотность, ε — диэлектрич. проницаемость). Для органич. жидкостей (ксилол, толуол, нитробензол) $A\sim10^{-12}$ ед. СГСЭ. В анизотропных кристаллах Э. можно описать зависимостью между двумя тензорами 2-го ранга — тензором квадрата напряжённости электрич. поля и тензором деформации:

$$r_{ij}=\Sigma_m\Sigma_n R_{ijmn}E_mE_n. \qquad (2)$$

Здесь r_{ij} — компонента тензора деформации, E_mE_n — составляющие электрич. поля. Коэфф. R_{ij} наз. коэфф. Э. Число независимых коэфф. Э. зависит от симметрии кристаллов. Напр., для триклинных кристаллов тензоры Э. имеют 36 независимых коэфф. Величина $R_{ij}\sim10^{-14}$—10^{-10} ед. СГСЭ. В поле $E\sim300$ В·см $r_{ij}\sim10^{-6}$.

Иногда говорят о большой Э. у *сегнетоэлектриков*. В действительности это обратный пьезоэффект, однако в сегнетоэлектрике, в к-ром объёмы различно поляризованных доменов одинаковы, деформация не зависит от направления поля. Под действием перем. электрич. поля частоты ω диэлектрик в результате Э. колеблется с частотой 2ω (характерно для всех квадратичных эффектов). Э. может быть использована для преобразования электрич. колебаний в звуковые.

● Желудев И. С., Фотченков А. А., Электрострикция линейных диэлектриков, «Кристаллография», 1958, т. 3, в. 3, с. 308; Иона Ф., Ширане Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Желудев И. С., Основы сегнетоэлектричества, М., 1973.

И. С. Желудев.

ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ, *люминесценция* специальных жидких люминофоров в электрич. поле, к-рая происходит в неск. этапов: под действием электрич. поля молекулы электролита в р-ре диссоциируют; затем, при их рекомбинации, выделяется хим. энергия, к-рая идёт на возбуждение молекул активатора, присутствующего в растворе; возбуждённые молекулы активатора, возвращаясь в осн. состояние, испускают квант света. Э. может быть использована для создания индикаторных устройств: при возбуждении люминофора перем. электрич. полем свечение сосредоточено вблизи электрода; применяя электроды спец. формы, можно создавать, т. о., светящиеся цифры, буквы и т. д.

М. В. Фок.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ, аналог *химического потенциала* для систем, содержащих заряж. ч-цы (ионы, эл-ны, дырки); характеризует состояние к.-л. заряж. компонента i в фазе α при определ. внеш. условиях (темп-ре, давлении, хим. составе фазы и электрич. поле). По определению, Э. п. $\tilde{\mu}_i^{\alpha}=(\partial G/\partial n_i)_{T,\ p,\ n_{j\neq i}}$, где G — значение *Гиббса энергии*, учитывающее наличие электрич. поля в

фазе α, n_i — число молей компонента i в этой фазе. Э. п. можно определить также как умноженную на *Авогадро постоянную* работу переноса заряж. ч-цы i из бесконечно удалённой точки с нулевым потенциалом внутрь фазы α. Во мн. случаях Э. п. формально разбивают на два слагаемых, характеризующих хим. и электрич. составляющие такой работы: $\tilde{\mu}_i^{\alpha} = \mu_i^{\alpha} + z_i F \varphi^{\alpha}$, где μ_i^{α} — хим. потенциал ч-цы в фазе α, z_i заряд ч-цы с учётом знака, F — *Фарадея постоянная*, φ^{α} — электрический потенциал.

ЭЛЕМЕНТА́РНАЯ ДЛИНА́, то же, что *фундаментальная длина*.

ЭЛЕМЕНТА́РНАЯ ЯЧЕ́ЙКА кристалла, часть ат. структуры кристалла, параллельными переносами к-рой (трансляциями) в трёх измерениях можно построить всю крист. решётку. Э. я. имеет форму параллелепипеда, выбор её определяется *симметрией кристаллов*. См. *Кристаллическая решётка*.

ЭЛЕМЕНТА́РНЫЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЯ, см. в ст. *Квазичастицы*.

ЭЛЕМЕНТА́РНЫЕ ЧАСТИ́ЦЫ. Введение. Э. ч. в точном значении этого термина — первичные, далее неразложимые ч-цы, из к-рых, по предположению, состоит вся материя. В совр. физике термин «Э. ч.» обычно употребляется не в своём точном значении, а менее строго — для наименования большой группы мельчайших ч-ц материи, подчинённых условию, что они не явл. атомами или ат. ядрами (исключение составляет протон). В эту группу помимо протона входят: *нейтрон*, *электрон*, *фотон*, а также *пи-мезоны*, *мюоны*, *тяжёлые лептоны* (τ), *нейтрино* трёх типов (электронное, мюонное и τ-нейтрино), *странные частицы* (*К-мезоны*, *гипероны*), разнообразные *резонансы*, *мезоны со скрытым «очарованием»* (J/ψ, ψ' и др.), *«очарованные» частицы*, *ипсилон-частицы* (Υ), «красивые» ч-цы, *промежуточные векторные бозоны* ($W^{\pm}$, Z^0) — всего более 350 ч-ц, в осн. нестабильных. Их число продолжает расти (и, скорее всего, неограниченно велико). Большинство перечисл. ч-ц не удовлетворяет строгому определению элементарности, поскольку, по совр. представлениям, они (в частности, протон и нейтрон) явл. составными системами (см. ниже). Общее св-во всех этих ч-ц заключается в том, что они явл. специфич. формами существования материи, не ассоциированной в.ядра и атомы (иногда по этой причине их наз. «субъядерными ч-цами»).

В соответствии со сложившейся практикой термин «Э. ч.» употребляется ниже в кач-ве общего назв. субъядерных ч-ц. При обсуждении ч-ц, претендующих на роль первичных элементов материи, будет использоваться термин «истинно Э. ч.».

Краткие исторические сведения. Открытие Э. ч. явилось закономерным результатом общих успехов в изучении строения в-ва, достигнутых физикой к кон. 19 в. Первой открытой Э. ч. был эл-н — носитель отрицат. электрич. заряда в атомах (англ. физик Дж. Дж. Томсон, 1897). В 1919 англ. физик Э. Резерфорд обнаружил среди ч-ц, выбитых из ат. ядер, протоны — ч-цы с единичным положит. зарядом и массой, в 1840 раз превышающей массу эл-на. Другая ч-ца, входящая в состав ядра,— нейтрон — была открыта в 1932 англ. физиком Дж. Чедвиком. Представление о фотоне как ч-це берёт своё начало с работы нем. физика М. Планка (1900), выдвинувшего предположение о квантованности энергии эл.-магн. излучения абсолютно чёрного тела. В развитие идеи Планка А. Эйнштейн (1905) постулировал, что эл.-магн. излучение явл. потоком отд. квантов (фотонов), и на этой основе объяснил закономерности *фотоэффекта*. Прямые эксперим. доказательства существования фотона были даны амер. физиками Р. Милликеном (1912—15) и А. Комптоном (1922; см. *Комптона эффект*). Существование нейтрино как особой Э. ч. впервые предположено В. Паули (1930); экспериментально электронное нейтрино открыто лишь в 1953 (амер. физики Ф. Райнес, К. Коуэн). *Позитрон* — ч-ца с массой эл-на, но с положит. электрич. зарядом, была обнаружена в составе косм. лучей амер. физиком К. Андерсоном в 1932. Позитрон был первой открытой *античастицей* (см. ниже). В 1936 Андерсон и С. Неддермейер (США) обнаружили при исследовании косм. лучей мюоны (обоих знаков электрич. заряда) — ч-цы с массой ок. 200 масс эл-на, а в остальном удивительно близкие по св-вам к e^- и e^+. В 1947 также в косм. лучах группой англ. физика С. Пауэлла были открыты π^+- и π^--мезоны. Существование подобных ч-ц было предположено япон. физиком Х. Юкавой в 1935. В кон. 40-х— нач. 50-х гг. была открыта большая группа ч-ц с необычными св-вами, получивших назв. «странных». Первые ч-цы этой группы— K^+- и K^--мезоны, Λ-гипероны — были обнаружены в косм. лучах. Последующие открытия странных ч-ц были сделаны с помощью ускорителей заряж. ч-ц. С нач. 50-х гг. ускорители превратились в осн. инструмент для исследования Э. ч. Были открыты *антипротон* (1955), *антинейтрон* (1956), антисигма-гипероны (1960), а в 1964 — самый тяжёлый гиперон Ω^-. В 1960-х гг. на ускорителях было обнаружено большое число крайне неустойчивых (по сравнению с др. нестабильными, точнее, квазистабильными, Э. ч.) ч-ц, получивших назв. резонансов, составляющих осн. часть Э. ч. В 1962 выяснилось, что существуют два разных нейтрино: электронное и мюонное. В 1974 были обнаружены массивные (в 3—4 протонные массы) и в то же время относительно устойчивые (по сравнению с обычными резонансами) J/ψ- и ψ'-частицы. Они оказались тесно связанными с новым семейством Э. ч.— «очарованных», первые представители к-рого (D^0, D^+, F^+, Λ_c^+) были открыты в 1976. В 1975 был открыт тяжёлый аналог эл-на и мюона — τ-лептон, в 1977 — Υ-частицы с массой порядка десяти протонных масс, в 1981— «красивые» ч-цы, а в 1983— промежуточные векторные бозоны.

Т. о., за годы, прошедшие после открытия эл-на, было выявлено огромное число разнообразных микрочастиц. Мир Э. ч. оказался очень сложно устроенным, а их св-ва во мн. отношениях неожиданными.

Основные свойства. Классы взаимодействий. Все Э. ч. явл. объектами исключительно малых масс и размеров. У большинства из них массы имеют порядок величины массы протона, равной $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ г (для ч-ц с ненулевой массой заметно меньше лишь масса эл-на: $0{,}9 \cdot 10^{-27}$ г). Размеры протона, нейтрона, π-мезона и др. адронов порядка 10^{-13} см, а эл-на и мюона не определены, но они меньше 10^{-16} см. Микроскопич. массы и размеры Э. ч. обусловливают квант. специфику их поведения. Характерные де-бройлевские длины волн Э. ч., как правило, сравнимы или больше их типичных размеров. В соответствии с этим квант. закономерности явл. определяющими в поведении Э. ч.

Наиболее важное квант. св-во всех Э. ч.— способность рождаться и уничтожаться (испускаться и поглощаться) при вз-ствии с др. ч-цами. В этом отношении они полностью аналогичны фотонам. Все процессы с Э. ч. (включая распады) протекают через последовательность актов их поглощения и испускания.

Разл. процессы с Э. ч. при изуч. энергиях заметно отличаются по интенсивности протекания. В соответствии с этим вз-ствия Э. ч. феноменологически делят на неск. классов: сильное, эл.-магн. и слабое. Кроме того, все Э. ч. обладают гравитац. вз-ствием.

Сильное взаимодействие вызывает процессы, протекающие с наибольшей, по сравнению с др. процессами, интенсивностью, и приводит к самой сильной связи Э. ч. Именно оно обусловливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов.

В основе *электромагнитного взаимодействия* лежит связь ч-ц с эл.-магн. полем. Обусловленные им процессы менее интенсивны, чем процессы сильного вз-ствия, а порождаемая им связь Э. ч. заметно слабее. Эл.-магнитное взаимодействие, в частности, ответственно за связь ат. электронов с ядрами и связь атомов в молекулах.

Слабое взаимодействие вызывает очень медленно протекающие процессы с Э. ч., в том числе распады квазистабильных Э. ч., времена жизни большинства к-рых лежат в диапазоне 10^{-8}—10^{-14}с.

Гравитац. вз-ствие на характерных для Э. ч. расстояниях $\sim 10^{-13}$ см даёт чрезвычайно малые эффекты из-за малости масс Э. ч., но может быть существенным на расстояниях $\sim 10^{-33}$ см (см. ниже).

«Силу» разл. классов вз-ствий Э. ч. можно приближённо охарактеризовать безразмерными параметрами, связанными с квадратами *констант связи* для соответствующих вз-ствий. Для сильного, эл.-магн., слабого и гравитац. вз-ствий протонов при энергии процесса в системе центра инерции (с. ц. и.) ~ 1 ГэВ эти параметры соотносятся как $1 : 10^{-2} : 10^{-10} : 10^{-38}$. Необходимость указания энергии процесса связана с тем, что для слабого вз-ствия безразмерный параметр зависит от энергии. Кроме того, сами интенсивности разл. процессов поразному зависят от энергии. Это приводит к тому, что относит. роль разл. вз-ствий, вообще говоря, меняется с ростом энергии ч-ц, так что разделение вз-ствий на классы, основанное на сравнении интенсивностей процессов, надёжно осуществляется при не слишком высоких энергиях. Разные классы вз-ствий имеют, однако, и др. специфику, связанную с разл. св-вами их симметрии, к-рая способствует их разделению и при более высоких энергиях. В пределе самых больших энергий деление вз-ствий Э. ч. на классы, по-видимому, утрачивает физ. смысл (см. «*Великое объединение*»).

В зависимости от участия в тех или иных видах вз-ствий все изуч. Э. ч., за исключением фотона, разбиваются на две осн. группы: *адроны* и *лептоны*. Адроны характеризуются наличием у них сильного вз-ствия наряду с эл.-магн. и слабым, лептоны участвуют только в эл.-магн. и слабом вз-ствиях. (Наличие гравитац. вз-ствия у всех Э. ч., включая фотон, подразумевается.)

Характеристики Э. ч. Каждая Э. ч. наряду со спецификой присущих ей вз-ствий описывается набором дискр. значений определ. физ. величин — своими хар-ками (дискр. значения, измеренные в соответствующих ед., обычно образуют совокупность целых или дробных чисел, к-рые наз. квант. числами Э. ч.). Общими хар-ками всех Э. ч. явл. масса m, время жизни τ, спин J и электрич. заряд Q.

В зависимости от времени жизни Э. ч. делятся на стабильные, квазистабильные и нестабильные (резонансы). Стабильными в пределах точности совр. измерений явл. эл-н ($\tau > 5 \cdot 10^{21}$ лет), протон ($\tau > 10^{31}$ лет), фотон и нейтрино. К квазистабильным относят ч-цы, распадающиеся за счёт эл.-магн. и слабого вз-ствий; их времена жизни $\tau > 10^{-20}$ с. Резонансами наз. Э. ч., распадающиеся за счёт сильного вз-ствия; их характерные времена жизни 10^{-22}—10^{-24} с. Спин Э. ч. явл. целым или полуцелым кратным постоянной Планка $\hbar$. В этих ед. спин π- и К-мезонов равен 0, у протона, нейтрона и эл-на $J = 1/2$, у фотона $J = 1$ и т. д. Существуют ч-цы и с бо́льшим спином. Электрич. заряды Э. ч. явл. целыми кратными величины $e \approx 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл, наз. *элементарным электрическим зарядом*. У известных Э. ч. $Q = 0, \pm 1, \pm 2$.

Помимо указанных величин, Э. ч. дополнительно характеризуются ещё рядом квант. чисел, к-рые наз. «внутренними». Лептоны несут специфич. *лептонный заряд* (L): электронный L_e, равный $+1$ для e^- и ν_e, мюонный L_μ, равный $+1$ для μ^- и ν_μ, и L_τ, связанный с τ-лептоном ($L_\tau = +1$ для τ^- и -1 для τ^+). Для адронов $L = 0$. Адронам с полуцелым спином приписывают *барионный заряд* B ($|B| = 1$). Адроны с $B = -1, +1$ образуют подгруппу *барионов*, с $B = 0$ — подгруппу *мезонов*. Для лептонов $B = 0$. Для фотона $B = 0$ и $L = 0$.

Адроны подразделяются на обычные (нестранные) ч-цы (протон, нейтрон, π-мезоны), странные ч-цы, «очарованные» и «красивые» ч-цы. Этому делению отвечает наличие у адронов особых квант. чисел: *странности* S, *«очарования»* C и *«красоты»* b. Внутри разных групп адронов имеются семейства ч-ц, близких по массе, с очень сходными св-вами по отношению к сильному вз-ствию, но с разл. значениями электрич. заряда. Э. ч., входящие в каждое такое семейство (простейший пример к-рого — протон и нейтрон), имеют общее квант. число — и з о т о п и ч е с к и й с п и н I (см. *Изотопическая инвариантность*), принимающий, как и обычный спин, целые и полуцелые значения. Семейства наз. изотопич. мультиплетами. Число ч-ц в мультиплете равно $2I + 1$; они отличаются друг от друга значением «проекции» изотопич. спина I_3, и соответствующие значения их электрич. зарядов даются обобщённой ф-лой Гелл-Мана — Нишиджимы:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2},$$

где $Y = B + S + C - b$ — т. н. *гиперзаряд* адрона, равный удвоенному ср. заряду ч-ц в изотопич. мультиплете. Важная хар-ка адронов — внутр. *чётность* P, принимающая значения ± 1.

Для всех Э. ч. с ненулевыми значениями хотя бы одного из квант. чисел Q, L, B, S, C, b существуют античастицы с теми же значениями массы, времени жизни, спина и для адронов — изотопич. спина, но с противоположными знаками указанных квант. чисел, а для барионов — с противоположным знаком внутр. чётности. Ч-цы, тождественные своим античастицам, наз. и с т и н н о н е й т р а л ь н ы м и. Истинно нейтр. адроны обладают спец. квант. числом — *зарядовой чётностью* C со значениями ± 1; примеры таких ч-ц — фотон, π^0, Υ-частицы.

Квант. числа Э. ч. разделяются на точные, т. е. сохраняющиеся во всех процессах, и неточные, к-рые в ряде процессов не сохраняются. Спин J — точное квант. число. На уровне совр. знаний точными явл. и квант. числа Q, B, L, хотя теоретически допустимы нарушения сохранения B и L. Большинство квант. чисел адронов неточные. Изотопич. спин, сохраняясь в сильном вз-ствии, не сохраняется в эл.-магн. и слабом. Странность, «очарование», «красота» сохраняются в сильном и эл.-магн. вз-ствиях, но не сохраняются в слабом. Слабое вз-ствие изменяет также внутр. и зарядовую чётности. Причины несохранения квант. чисел адронов неясны и, по-видимому, связаны со структурой эл.-магн. и слабого вз-ствий. Сохранение или несохранение тех или иных квант. чисел — одно из существ. проявлений различий классов вз-ствий Э. ч.

В табл. 1 приведены наиб. хорошо изученные Э. ч. и их квант. числа. Из неё следует, что осн. часть Э. ч.— адроны.

Классификация адронов. Унитарная симметрия. Большое число адронов уже в нач. 50-х гг. явилось основанием для поисков закономерностей в распределении масс и квант. чисел барионов и мезонов, к-рые могли бы составить основу их классификации. Выделение изотопич. мультиплетов адронов было первым шагом на этом пути. С матем. точки зрения объединение адронов в изотопич. мультиплеты отражает наличие у них симметрии, связанной с группой унитарных преобразований в нек-ром двумерном «внутр. пр-ве» — «изотопич. пр-ве» [с группой $SU(2)$]. Изотопические мультиплеты суть неприводимые представления группы $SU(2)$.

Концепция симметрии как фактора, определяющего существование разл. групп и семейств Э. ч., явл. ведущей в совр. теории Э. ч. Наличие «внутр.» квант. чисел, характеризующих эти семейства (таких, как изотопич. спин и др.), отражает существование симметрий относительно преобразований в особых, приписываемых Э. ч. «внутренних пр-вах».

Детальное рассмотрение позволило сделать вывод о том, что странные и обычные адроны в совокупности образуют более широкие объединения ч-ц с близкими св-вами, чем изотопич. мультиплеты. Они наз. унитарными мультиплетами. Числа входящих в них ч-ц равны 8 (октет) и 10 (декуплет). Ч-цы такого мультиплета имеют одинаковые спин и внутр. чётность, но различаются значениями не только электрич. заряда (как ч-цы изотопич.

мультиплета), но и странности. Пример унитарных октетов:

мезонов, $J^P=0^-$: π^+, π^0, π^-, η, K^+, K^0, K^-, $\tilde{K}^0$,

барионов, $J^P=1/2^+$: Σ^+, Σ^0, Σ^-, Λ, p, n, Ξ^-, Ξ^0

и унитарного декуплета барионов:

$J^P=3/2^+$: Δ_1^{++}, Δ_1^+, Δ^-, Δ_1^-, Σ^{*+}, Σ^{*0}, Σ^{*-}, Ξ^{*-}, Ξ^{*0}, Ω^-.

Возникновение унитарных мультиплетов истолковывается как проявление существования у адронов группы симметрии более широкой, чем $SU(2)$, а именно группы $SU(3)$. Соответствующая симметрия получила назв. *унитарной симметрии*; 8 и 10 — размерности неприводимых представлений группы $SU(3)$. Унитарная симметрия менее точная, чем изотопическая. В соответствии с этим различие в массах ч-ц, входящих в унитарные мультиплеты, довольно значительно.

Открытие «очарованных» и «красивых» адронов позволяет говорить об унитарных сверхмультиплетах и о существовании ещё более широких симметрий, связанных с унитарными группами $SU(4)$ и $SU(5)$, хотя и сильно нарушенных.

Обнаружение у адронов св-в симметрии, связанных с унитарными группами, и закономерностей разбиения на мультиплеты, отвечающие строго определ. представлениям этих групп, явилось основой для вывода о существовании особых структурных единиц, из к-рых построены адроны, — *кварков*.

Кварковая модель адронов. Теория унитарных групп позволяет построить все представления группы $SU(n)$ (и, следовательно, все мультиплеты адронов), повторяя определ. число раз самое простое представление группы, содержащее n компонент. Допуская наличие ч-ц (кварков), связанных с этим простейшим представлением, можно заключить, что все адроны явл. комбинациями кварков. Такое допущение было сделано в 1964 (Г. Цвейг и независимо от него М. Гелл-Ман, США). Исходя из $SU(3)$-симметрии, они предположили наличие трёх фундам. ч-ц со спином $1/2$: u-, d-, s-кварков (совр. обозначения), из к-рых построены адроны. Наблюдаемая размерность унитарных мультиплетов (8 и 10) была воспроизведена при допущении, что мезоны составлены из кварка (q) и антикварка ($\bar{q}$),— символически: $M=(q\bar{q})$, а барионы из трёх кварков,— символически: $B=(qqq)$. В дальнейшем с учётом новых эксперим. фактов эта модель строения адронов была расширена путём включения в неё ещё двух кварков: «очарованного» (c) и «красивого» (b). Все эксперим. данные хорошо согла-

Табл. 1. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C	Время жизни (τ), с; ширина (Γ), МэВ (*)
Фотон					
γ		0	1^-	—	Стабильны
Лептоны					
e^-	e^+	0,511003 (1)	$1/2$	—	Стабильны
ν_e	$\tilde{\nu}_e$	0 ($<3\cdot10^{-5}$)	$1/2$	—	Стабильны
μ^-	μ^+	105,6595 (2)	$1/2$	—	$2{,}19713\ (7)\cdot10^{-6}$
ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$	0 ($<0{,}51$)	$1/2$	—	Стабильны
τ^-	τ^+	1782 (3)	$1/2$	—	$3{,}4\ (7)\cdot10^{-13}$
ν_τ	$\tilde{\nu}_\tau$	<250	$1/2$	—	?
Мезоны ($B=0$)					
π^+	π^-	139,567 (1)	0^-	1, 0, 0	$2{,}603\ (2)\cdot10^{-8}$
	π^0	134,963 (4)			$0{,}831\ (6)\cdot10^{-16}$
* ρ^+	ρ^-	776 (3)	1^-		152 (3)
* B^+	B^0	1230 (10)	1^+		125 (10)
* A_2^+	A_2^0 A_2^-	1317 (5)	2^+		102 (5)
* ρ'^+	ρ'^0 ρ'^-	1600	1^-		−300
* g^+	g^0 g^-	1690 (20)	3^-		180 (30)
* S^+	S^0 S^-	1936 (5)	4^+		54
*	η	548,8 (6)	0^-	0, 0, 0	$7\ (1)\cdot10^{-19}$
*	ω	782,4 (2)	1^-		10,1 (3)
*	η'	957,6 (3)	0^-		0,28 (10)
*	φ	1019,6 (1)	1^-		4,1 (2)
*	f	1273 (5)	2^+		180 (20)
*	f'	1516 (3)	2^+		70 (10)
*	ω'	1667 (5)	3^-		170 (15)
*	h	2040 (20)	4^+		150 (50)
*	η_c	2984 (4)	0^-		12 (4)
*	J/ψ	3097 (1)	1^-		0,063(9)
*	η_c'	3592 (5)	0^-		<8
*	ψ'	3685 (1)	1^-		0,215 (40)
*	ψ''	3768 (3)	1^-		25 (3)
*	ψ'''	4415 (6)	1^-		43 (20)
*	Υ	9459,7 (6)	1^-		~0,04
*	Υ'	10018 (6)	1^-		~0,03
*	Υ''	10350 (6)	1^-		~0,02
*	Υ'''	10573 (7)	1^-		~5
K^+	K^-	493,67 (1)	0^-	$1/2$, 1, 0	$1{,}237\ (3)\cdot10^{-8}$
K^0	$\tilde{K}^0$	497,7 (1)			K_S^0 $0{,}892\ (2)\cdot10^{-10}$; K_L^0 $5{,}18\ (4)\cdot10^{-8}$
* K^{*+} K^{*0}	K^{*-} $\tilde{K}^{*0}$	891,8 (4)	1^-		50 (1)
* K_A^+ K_A^0	K_A^- $\tilde{K}_A^0$	1242 (10)	1^+		127 (25)
* K_1^+ K_1^0	K_1^- $\tilde{K}_1^0$	1434 (5)	2^+		100 (10)
D^+	D^-	1868,4 (9)	0^-	$1/2$, 0, 1	$\sim8\cdot10^{-13}$
D^0	$\tilde{D}^0$	1863,3 (9)			$\sim4\cdot10^{-13}$
* D^{*+}	D^{*-}	2009 (1)	1^-		<2
* D^{*0}	$\tilde{D}^{*0}$	2006 (1,5)			<5
Барионы ($B=1$)					
p	$\bar{p}$	938,280 (3)	$1/2^+$	$1/2$, 0, 0	Стабильны ($>10^{31}$ лет)
n	$\tilde{n}$	939,573 (3)			918 (14)
* N_1^+ N_1^0	N_1^- $\tilde{N}_1^0$	1470	$1/2^+$		~200
* N_2^+ N_2^0	N_2^- $\tilde{N}_2^0$	1520	$3/2^-$		~125
* N_3^+ N_3^0	N_3^- $\tilde{N}_3^0$	1688	$5/2^+$		~140
* N_4^+ N_4^0	N_4^- $\tilde{N}_4^0$	2190	$7/2^-$		~250
* N_5^+ N_5^0	N_5^- $\tilde{N}_5^0$	2220	$9/2^+$		~300

Продолжение табл. 1

Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C	Время жизни (τ), с; ширина (Γ), МэВ (*)
$*\Delta_1^{++}\Delta_1^{+}\Delta_1^{0}\Delta_1^{-}$	$\bar{\Delta}_1^{++}\bar{\Delta}_1^{+}\bar{\Delta}_1^{0}\bar{\Delta}_1^{-}$	1232	$^3/_2+$	$^3/_2$, 0, 0	~110
$*\Delta_2^{++}\Delta_2^{+}\Delta_2^{0}\Delta_2^{-}$	$\bar{\Delta}_2^{++}\bar{\Delta}_2^{+}\bar{\Delta}_2^{0}\bar{\Delta}_2^{-}$	1650	$^1/_2-$		~140
$*\Delta_3^{++}\Delta_3^{+}\Delta_3^{0}\Delta_3^{-}$	$\bar{\Delta}_3^{++}\bar{\Delta}_3^{+}\bar{\Delta}_3^{0}\bar{\Delta}_3^{-}$	1890	$^5/_2+$		~250
$*\Delta_4^{++}\Delta_4^{+}\Delta_4^{0}\Delta_4^{-}$	$\bar{\Delta}_4^{++}\bar{\Delta}_4^{+}\bar{\Delta}_4^{0}\bar{\Delta}_4^{-}$	1950	$^7/_2+$		~220
Λ	$\bar{\Lambda}$	1115,60 (5)	$^1/_2+$	0, −1, 0	$2{,}63\,(2)\cdot10^{-10}$
$*\ \Lambda_1$	$\bar{\Lambda}_1$	1405 (5)	$^1/_2-$		40 (10)
$*\ \Lambda_2$	$\bar{\Lambda}_2$	1518 (2)	$^3/_2-$		16 (2)
$*\ \Lambda_3$	$\bar{\Lambda}_3$	1820 (5)	$^5/_2+$		80
$*\ \Lambda_4$	$\bar{\Lambda}_4$	2100	$^7/_2-$		250
Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189,37 (6)	$^1/_2+$	1, −1, 0	$0{,}800\,(4)\cdot10^{-10}$
Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192,48 (8)			$5{,}8\,(1{,}3)\cdot10^{-20}$
Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197,35 (6)			$1{,}482\,(11)\cdot10^{-10}$
$*\ \Sigma^{*+}\Sigma^{*0}\Sigma^{*-}$	$\bar{\Sigma}^{*+}\bar{\Sigma}^{*0}\bar{\Sigma}^{*-}$	1383 (1)	$^3/_2+$		35 (2)
$*\ \Sigma_1^{+}\ \Sigma_1^{0}\ \Sigma_1^{-}$	$\bar{\Sigma}_1^{+}\ \bar{\Sigma}_1^{0}\ \bar{\Sigma}_1^{-}$	1675 (10)	$^5/_2-$		~50
$*\ \Sigma_2^{+}\ \Sigma_2^{0}\ \Sigma_2^{-}$	$\bar{\Sigma}_2^{+}\ \bar{\Sigma}_2^{0}\ \bar{\Sigma}_2^{-}$	1774 (7)	$^5/_2-$		~120
$*\ \Sigma_3^{+}\ \Sigma_3^{0}\ \Sigma_3^{-}$	$\bar{\Sigma}_3^{+}\ \bar{\Sigma}_3^{0}\ \bar{\Sigma}_3^{-}$	2030	$^7/_2+$		~180
Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1314,9 (6)	$^1/_2+$	$^1/_2$, −2, 0	$2{,}90\,(10)\cdot10^{-10}$
Ξ^-	$\bar{\Xi}^+$	1321,3 (1)			$1{,}64\,(2)\cdot10^{-10}$
$*\ \Xi^{*0}$	$\bar{\Xi}^{*0}$	1531,8 (3)	$^3/_2+$		9,1 (5)
$*\ \Xi_1^{0}$	$\bar{\Xi}_1^{0}$	1823 (6)	$^3/_2$		~20
Ω^-	$\bar{\Omega}^+$	1672,2 (3)	$^3/_2+$	0, −3, 0	$0{,}82\,(3)\cdot10^{-10}$
Λ_c^+	$\bar{\Lambda}_c^-$	2273 (6)	$^1/_2+$	0, 0, 1	$\sim2\cdot10^{-13}$
Σ_c^0	$\bar{\Sigma}_c^0$	2450	$^1/_2$?	1, 0, 1	?

Примечание. Слева звёздочкой помечены резонансы, для к-рых вместо времени жизни τ приведена ширина $\Gamma=\hbar/\tau$. Истинно нейтр. ч-цы помещены посередине между ч-цами и античастицами. Члены одного изотопич. мультиплета расположены на одной строке (в тех случаях, когда известны хар-ки каждого члена мультиплета, — с небольшим смещением по вертикали). Изменение знака внутр. чётности P у антибарионов, так же как изменение знаков S и C у всех античастиц, не указано. Для лептонов, участвующих в характерном для них слабом вз-ствии, P не явл. хорошим (сохраняющимся) квант. числом и поэтому не приведена.

Табл. 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАРКОВ

Кварк	Символ	J	I	I_3	B	S	C	b	Q
q_1^α	u^α	$^1/_2$	$^1/_2$	$+^1/_2$	$^1/_3$	0	0	0	$^2/_3$
q_2^α	d^α	$^1/_2$	$^1/_2$	$-^1/_2$	$^1/_3$	0	0	0	$-^1/_3$
q_3^α	s^α	$^1/_2$	0	0	$^1/_3$	−1	0	0	$-^1/_3$
q_4^α	c^α	$^1/_2$	0	0	$^1/_3$	0	+1	0	$^2/_3$
q_5^α	b^α	$^1/_2$	0	0	$^1/_3$	0	0	+1	$-^1/_3$

суются с предлож. моделью. Из теории получаются квант. числа кварков, приведённые в табл. 2. Отличительная их черта — дробные значения электрич. и барионного зарядов, не встречающиеся ни у одной из наблюдавшихся Э. ч. С индексом α у каждого типа («*аромата*») кварка q_i ($i=1,2,3,4,5$) связана особая хар-ка — «*цвет*», введение к-рой понадобилось для того, чтобы не возникало противоречия с принципом Паули при построении адронов, состоящих из трёх одинаковых кварков [$\Delta^{++}(uuu)$, $\Delta^-(ddd)$, $\Omega^-(sss)$]. Индекс α принимает значения 1, 2, 3, т. е. каждый тип кварка q_i представлен тремя разновидностями q_i^α [Н. Н. Боголюбов с сотрудниками, 1965; Й. Намбу и М. Хан (США), 1965]. Введение трёх «цветов» позволяет в принципе построить систематику адронов и на основе кварков с целыми электрич. и барионными зарядами, хотя эксперимент скорее всего не свидетельствует в пользу такой возможности. В наблюдаемых адронах кварки разных «цветов» скомбинированы т. о., что возникающие состояния не несут «цвета» — явл. «бесцветными».

В табл. 2 не приведены массы кварков. Это связано с тем, что кварки пока выступают лишь как составные части адронов, — в свободном состоянии они не наблюдались, и их массы непосредственно невозможно было измерить. На основании величин масс разл. связ. состояний кварков (обычные, странные, «очарованные» адроны, Υ-частицы) можно только заключить, что эфф. массы m кварков, входящих в адроны, подчиняются след. закономерности:

$$m_u \ll m_d < m_s \ll m_c < m_b.$$

Всё многообразие адронов возникает за счёт разл. сочетаний u-, d-, s-, c- и b-кварков, образующих связ. состояния. Обычным адронам (напр., нуклонам, π-мезонам) соответствуют связ. состояния, построенные только из u- и d-кварков [для мезонов с возможным участием комбинаций $(s\bar{s})$, $(c\bar{c})$, $(b\bar{b})$]. Наличие в связ. состоянии, наряду с u- и d-кварками, одного s-, c- или b-кварка означает, что соответствующий адрон странный ($S=-1$), «очарованный» (C = +1) или «красивый» ($b=+1$). В состав бариона могут входить два и три s-кварка (соотв. c- или b-кварка), возможны и их более сложные сочетания.

Поскольку спин кварков равен $^1/_2$, из приведённой кварковой структуры адронов следует (в полном соответствии с экспериментом) целый спин у мезонов и полуцелый у барионов. При этом в состояниях, отвечающих орбит. моменту $l=0$, в частности в осн. состояниях, значения спина мезонов должны равняться 0 или 1 (для антипараллельной ↑↓ и параллельной ↑↑ ориентации спинов кварков), а спина барионов — $^1/_2$ или $^3/_2$ (для спиновых конфигураций ↑↑↓ и ↑↑↑). С учётом того, что внутр. чётность системы кварк-антикварк отрицательна, значения J^P при $l=0$ для мезонов равны 0^- и 1^-, для барионов $^1/_2{}^+$ и $^3/_2{}^+$. Именно эти значения J^P наблюдаются у адронов, имеющих наименьшую

массу при заданных значениях I, S и C (см. табл. 1).

В кач-ве иллюстрации в табл. 3 и 4 приведены вытекающие из описанных представлений кварковые составы мезонов с $J^P=0^-$ и барионов с $J^P=1/2^+$

Табл. 3. КВАРКОВЫЙ СОСТАВ МЕЗОНОВ С $J^P=0^-$

Частица	Состав	Частица	Состав
π^+	$u\bar{d}$	η'	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s})$
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}-d\bar{d})$		
π^-	$\bar{u}d$	η_c	$c\bar{c}$
η	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s})$	F^+	$c\bar{s}$
		F^-	$\bar{c}s$
K^+	$u\bar{s}$	D^0	$u\bar{c}$
K^0	$d\bar{s}$	D^-	$d\bar{c}$
K^-	$\bar{u}s$	$\bar{D}^0$	$\bar{u}c$
$\bar{K}^0$	$\bar{d}s$	D^+	$\bar{d}c$

и указаны их соответствия известным ч-цам (символы наблюдавшихся ч-ц подчёркнуты).

Кварковая модель объясняет наличие большого числа адронов и преобладание среди них резонансов. Многочисленность адронов — отражение их сложного строения и возможности существования различных возбуждённых состояний кварковых систем. Последние и образуют осн. часть резонансов.

Табл. 4. КВАРКОВЫЙ СОСТАВ БАРИОНОВ С $J^P=1/2^+$

Частица	Состав	Частица	Состав
p	uud	Λ_c^+	$[ud]c$
n	udd	Ξ_{sc}^+S	$\{us\}c$
Λ^0	$[ud]s$	Ξ_{sc}^0S	$\{ds\}c$
Σ^+	uus	Ξ_{sc}^+A	$[us]c$
Σ^0	$\{ud\}s$	Ξ_{sc}^0A	$[ds]c$
Σ^-	dds	Ω_c^0	ssc
Ξ^0	uss	Ξ_{cc}^{++}	ucc
Ξ^-	dss	Ξ_{cc}^+	dcc
Σ_c^{++}	uuc	Ω_{cc}^+	scc
Σ_c^+	$\{ud\}c$		
Σ_c^0	ddc		

Примечание. Индекс A и [ ] означают антисимметризацию, индекс S и { } — симметризацию; всюду предполагается суммирование по «цветам» кварков.

При первонач. формулировке кварковой модели кварки рассматривались как гипотетические структурные элементы, открывающие возможность удобной классификации адронов. В результате экспериментов, проведённых в кон. 60-х — нач. 70-х гг., выяснилось, что гипотеза кварков наиболее простым и естеств. образом объясняет мн. динамические закономерности вз-ствия с участием адронов. Именно это позволяет говорить о кварках как о реальных матер. образованиях внутри адронов. Эти эксперименты подтвердили наличие таких структурных единиц в адронах с приписываемыми им теорией квант. числами, включая «цвет» и дробный электрич. заряд. Кварки фактически приобрели статус новых Э. ч. и выступают в кач-ве претендентов на роль истинно Э. ч. для адронной формы материи. До длин $\sim 10^{-16}$ см кварки ведут себя как точечные, бесструктурные образования. Число известных видов кварков пока невелико, хотя не исключён нек-рый рост их числа. Ненаблюдаемость кварков в свободном состоянии даёт дополнит. основания предполагать, что они явл. теми ч-цами, к-рые замыкают цепь структурных составляющих в-ва.

Ненаблюдаемость свободных кварков, по-видимому, носит принципиальный хар-р. Существуют теор. и эксперим. доводы в пользу того, что силы, действующие между кварками, не ослабевают с расстоянием, т. е. для отделения кварков друг от друга требуется бесконечно большая энергия, или, иначе, возникновение кварков в свободном состоянии невозможно. Это делает их совершенно новым типом структурных единиц в-ва. Возможно, что кварки выступают как последняя ступень дробления адронной материи.

Элементарные частицы и квантовая теория полл. Для описания св-в и вз-ствий Э. ч. в совр. теории существ. значение имеет понятие физ. поля, к-рое ставится в соответствие каждой ч-це. Поле есть специфич. форма распределённой в пр-ве материи; оно описывается ф-цией, задаваемой во всех точках пространства-времени (x) и обладающей определ. трансформац. св-вами по отношению к преобразованиям группы Лоренца (скаляр, спинор, вектор и т. д.) и групп «внутр.» симметрий (изотопич. скаляр, изотопич. спинор и т. д.). Эл.-магн. поле — исторически первый пример физ. поля. Поля, сопоставляемые с Э. ч., имеют квант. природу. Каждый квант поля и есть Э. ч. с общими для всех квантов данного поля массой и спином. Квантами эл.-магн. поля явл. фотоны, кванты др. полей соответствуют всем остальным известным Э. ч. Матем. аппарат квант. теории поля (КТП) позволяет описать рождение и уничтожение ч-цы в каждой пространственно-временно́й точке x.

Трансформац. св-ва поля определяют все квант. числа Э. ч. Трансформац. св-ва по отношению к преобразованиям группы Лоренца задают спин ч-ц: скаляру соответствует спин $J=0$, спинору — $J=1/2$, вектору — $J=1$ и т. д. Трансформац. св-ва полей по отношению к преобразованиям «внутр. пр-в» задают такие квант. числа Э. ч., как L, B, I, S C, b, а для кварков и *глюонов* (см. ниже) — «цвет». Масса Э. ч. не связана с трансформац. св-вами полей, это их дополнит. хар-ка.

Для описания процессов, происходящих с Э. ч., в КТП используется т. н. лагранжев формализм. В *лагранжиане* (точнее, плотности лагранжиана) $\mathscr{L}$, выражающемся через поля, заключены все сведения о динамике полей. Знание $\mathscr{L}$ позволяет в принципе, используя аппарат *матрицы рассеяния* (S-матрицы), рассчитывать вероятности переходов от одной совокупности ч-ц к другой под влиянием разл. вз-ствий. Лагранжиан $\mathscr{L}$ включает в себя лагранжиан $\mathscr{L}_0$, описывающий поведение свободных полей, и лагранжиан вз-ствия $\mathscr{L}_{вз}$, построенный из полей разных ч-ц и отражающий возможность взаимопревращений ч-ц. Знание $\mathscr{L}_{вз}$ явл. определяющим для описания процессов с Э. ч. Выбор возможного вида $\mathscr{L}_0$ существ. образом определяется требованием *релятивистской инвариантности*. Критерии для нахождения вида $\mathscr{L}_{вз}$ (исключая давно известный вид $\mathscr{L}_{вз}$ для эл.-магн. процессов) были сформулированы в 50—70-х гг. при выяснении важной роли симметрии в определении динамики взаимодействующих полей. Существование той или иной симметрии вз-ствия устанавливается по наличию сохранения в процессах определ. физ. величин и соответствующих им квант. чисел. При этом точным квант. числам отвечает точная симметрия (т. е. симметрия всех классов вз-ствий), неточным квант. числам — симметрия лишь части вз-ствий (напр., сильного и эл.-магн.). Симметрия в сочетании с важным физ. требованием её соблюдения при произвольной зависимости преобразований группы симметрии от точки пространства-времени [локальная калибровочная инвариантность; Янг Чжэньнин, Р. Миллс, США, 1954 (см. *Калибровочная симметрия*)], как оказалось, полностью задаёт вид $\mathscr{L}_{вз}$. Требование локальной калибровочной инвариантности, физически связанное с тем, что вз-ствие не может мгновенно передаваться от точки к точке, удовлетворяется лишь в том случае, когда среди полей, входящих в лагранжиан, присутствуют векторные поля (аналоги эл.-магн. поля), взаимодействующие с полями Э. ч. вполне определ. образом, а именно:

$$\mathscr{L}_{вз} = \sum_{\rho=1}^{n}\sum_{\mu=0}^{3} j_\mu^\rho(x)\, V_\mu^\rho(x) \quad (1)$$

(n — число калибровочных полей), где $j_\mu^\rho(x)$ — *токи*, составленные из полей ч-ц и определяемые видом $\mathscr{L}_0$, $V_\mu^\rho(x)$ — векторные поля, наз. калибровочными полями. Векторные поля в этом подходе выделяются как универс. переносчики вз-ствий. Св-ва векторных полей и их число определяются св-вами группы «внутр.» симметрии. Если симметрия точная, то

масса кванта поля V_μ^0 равна нулю. Для приближённой симметрии масса кванта векторного поля отлична от нуля.

На основании излож. принципов была определена форма $\mathscr{L}_{вз}$ для кварков, лежащая в основе совр. теории сильного вз-ствия — *квантовой хромодинамики*. Исходным здесь явилось предположение, что симметрия, отвечающая появлению квант. числа «цвет» у кварков [т. н. «цветная» $SU(3)$-симметрия], явл. точной. Из требования локальности этой симметрии вытекало существование восьми калибровочных полей G_μ^0 (отвечающих безмассовым квантам этих полей — глюонам), переносящих вз-ствие между кварками и связанными с ними выражением типа (1) (Й. Намбу, США, 1966). Имеющиеся эксперим. данные хорошо согласуются с видом лагранжиана для сильного вз-ствия, выведенным таким способом.

Использование принципа определяющей роли симметрии (в т. ч. приближённой) в формировании структуры вз-ствия позволило также найти форму лагранжиана слабого вз-ствия. Одновременно была вскрыта глубокая внутр. связь слабого и эл.-магн. вз-ствий. Существование пар лептонов с одинаковыми лептонными зарядами: e^-, ν_e; μ^-, ν_μ и т. д., но с разл. массами и электрич. зарядами было истолковано как отражение существования нарушенной симметрии типа изотопической [группа $SU_{сл}(2)$], а факт сохранения спиральности в слабых процессах был связан с существованием особого «слабого гиперзаряда» $Y^{сл}$, различающего лептоны левой и правой спиральности [группа $U(1)$]. При этом для «левых» лептонов $Y_L^{сл}=-1$, для «правых» — $Y_R^{сл}=-2$. Такое введение слабого гиперзаряда и предположение, что изотопич. спин «левых» лептонов $I=1/2$, а «правых» — $I=0$, позволяют использовать для лептонов ту же ф-лу для электрич. заряда, что и для адронов: $Q=I_3^{сл}+Y^{сл}/2$, где $I_3^{сл}$ — третья проекция «слабого изотопич. спина» «левых» лептонов ($I_3=-1/2$ для e_L^- и $+1/2$ для ν_{eL}). Применение принципа локальности к симметрии, связанной с группой $SU_{сл}(2)\times U(1)$, привело к характерному лагранжиану (1), в к-ром одновременно возникли члены, ответственные за эл.-магн. и слабое вз-ствия лептонов (амер. физики С. Вайнберг, Ш. Глэшоу, пакист. физик А. Салам; кон. 60-х гг.):

$$\mathscr{L}_{вз}=\sum_{\mu=0}^{3}(j_\mu^{эл.\text{-}м.}A_\mu+j_\mu^{сл.\ з.}W_\mu^{+}+ +j_\mu^{сл.\ з.}W_\mu^{-}+j_\mu^{сл.\ н.}Z_\mu^{0}). \qquad (2)$$

Здесь $j_\mu^{эл.\text{-}м.}$ — эл.-магн. ток, $j_\mu^{сл.\ з.}$, $j_\mu^{сл.\ н.}$ — *заряженные токи* и *нейтральные токи* слабого вз-ствия, построенные из полей лептонов, A_μ — поле фотона, W_μ^+, W_μ^- и Z_μ^0 — поля массивных (из-за нарушенности симметрии) векторных ч-ц — переносчиков слабого вз-ствия (промежуточных векторных бозонов).

Излож. подход легко обобщается на эл.-магн. и слабое вз-ствия кварков (амер. физики Ш. Глэшоу, Дж. Илиопулос, итал. физик Л. Майани, 1970). Эксперимент показывает, что при не слишком высоких энергиях лагранжиан слабого вз-ствия [ф-ла (2)] с учётом обобщения на кварки правильно описывает эл.-магн. и слабое вз-ствия. В указанном подходе массы $W^\pm$ и Z^0 оцениваются соотв. в 84 ГэВ и 95 ГэВ. В 1983 эти бозоны с приведёнными значениями масс были экспериментально обнаружены в столкновениях пучков p и $\bar{p}$.

Единое описание эл.-магн. и слабого вз-ствий означает, что в теории исчезает как независимый параметр константа слабого вз-ствия. Единств. константой остаётся электрич. заряд e. Подавленность слабых процессов при небольших энергиях объясняется большой массой промежуточных бозонов.

Имеются попытки рассмотреть на общей основе не только эл.-маги. и слабое, но также и сильное вз-ствие. Исходным явл. предположение о единой природе всех видов вз-ствий Э. ч. (кроме гравитационного) с характерной одной малой константой. Наблюдаемые большие различия между вз-ствиями считаются обусловленными значит. нарушением симметрии при изуч. энергиях. Единая природа и высокая степень симметрии вз-ствия могут проявиться только при энергиях $\sim 10^{14}$ ГэВ в с. ц. и. Кварки и лептоны при таком рассмотрении оказываются однотипными объектами, и становятся возможными их взаимные превращения. Практически неизбежным следствием таких рассмотрений явл. предсказание нестабильности протона со временем жизни $\sim 10^{30}$—10^{32} лет.

Развитие метода, позволяющего определить вид лагранжиана вз-ствия на основе использования св-в симметрии, явилось важным шагом на пути, ведущем к созданию динамич. теории Э. ч. Есть все основания полагать, что калибровочные теории поля явятся непременным составным элементом дальнейших теор. построений.

Некоторые общие проблемы теории элементарных частиц. Новейшее развитие физики Э. ч. явно выделило из всех Э. ч. группу ч-ц, к-рые существ. образом определяют специфику процессов микромира. Эти ч-цы — возможные кандидаты на роль истинно Э. ч. К их числу относятся ч-цы со спином $1/2$ — лептоны и кварки, а также ч-цы со спином 1 — глюоны, фотон, массивные промежуточные бозоны, осуществляющие разные виды вз-ствий ч-ц со спином $1/2$. В эту группу скорее всего следует также включить ч-цу со спином 2 — *гравитон*, квант гравитац. поля, связывающий все Э. ч. В этой схеме мн. вопросы, однако, требуют дальнейшего исследования. Неизвестно, каково полное число лептонов, кварков и разл. векторных ч-ц и существуют ли физ. принципы, определяющие это число. Не вполне ясны причины деления ч-ц со спином $1/2$ на две группы: лептоны и кварки. Неясно происхождение «внутр.» квант. чисел лептонов и кварков (L, B, I, S, C, b) и такой хар-ки кварков и глюонов, как «цвет», и с какими степенями свободы они связаны. Неизвестны механизм, определяющий массы истинно Э. ч., и причины появления (при нарушении исходной симметрии) у Э. ч. разл. классов вз-ствий с разл. св-вами симметрии. Эти и др. проблемы предстоит решить будущей теории Э. ч.

Описание вз-ствий Э. ч., как отмечалось, связано с калибровочными теориями поля. Эти теории, позволяющие рассчитывать вероятности переходов с Э. ч., в настоящем своём виде обладают одним серьёзным недостатком, общим с квант. электродинамикой,— у них в процессе вычислений получаются не имеющие физ. смысла бесконечно большие значения для нек-рых физ. величин (*расходимости*). С помощью спец. приёма переопределения наблюдаемых величин (массы, заряда) — *перенормировки* (ренормировки) удаётся устранить бесконечности из окончат. результатов вычислений. Однако процедура перенормировки — чисто формальный обход трудности, существующей в аппарате теории, к-рая на каком-то уровне точности должна сказаться на степени согласия расчётов с измерениями.

Появление бесконечностей в вычислениях связано с тем, что в лагранжианах вз-ствий полей разных ч-ц отнесены к одной пространственно-временно́й точке, т. е. предполагается, что ч-цы точечные. Кроме того, предполагается, что четырёхмерное пространство-время остаётся непрерывным и плоским (не искривлённым) вплоть до самых малых расстояний. В действительности указанные предположения, по-видимому, неверны по неск. причинам: а) истинно Э. ч., очевидно, должны быть матер. объектами конечной протяжённости; б) св-ва пространства-времени в малом (в масштабах, определяемых *фундаментальной длиной*) должны радикально отличаться от его макроскопич. св-в; в) на самых малых расстояниях ($\sim 10^{-33}$ см) сказывается изменение геом. св-в пространства-времени за счёт гравитации. Возможно, эти причины тесно связаны между собой [так, фундам. длина l_0 может быть связана с гравитац. постоянной (G): $l_0=\sqrt{\hbar G/c^3}\approx \approx 10^{-33}$ см]. Любая из них должна привести к модификации теории и

устранению бесконечностей, хотя практич. выполнение этой модификации может быть весьма сложным.

Особенно интересным представляется учёт влияния гравитации на малых расстояниях. Гравитац. вз-ствие может не только устранить расходимости в КТП, но и обусловливать само существование первообразующих материи (М. А. Марков, 1966). Если плотность в-ва истинно Э. ч. достаточно велика, гравитац. притяжение может явиться тем фактором, к-рый определяет устойчивое существование этих матер. образований. Их размеры должны быть $\sim 10^{-33}$ см. В большинстве экспериментов они будут вести себя как точечные объекты, их гравитац. вз-ствие будет ничтожно мало и проявится лишь на самых малых расстояниях, в области, где существенно изменяется геометрия пространства-времени.

Т. о., наметившаяся тенденция к одноврем. рассмотрению разл. классов вз-ствий Э. ч. скорее всего должна быть логически завершена включением в общую схему гравитац. вз-ствия (см. *Суперсимметрия*). Именно на базе одноврем. учёта всех видов вз-ствий наиб. вероятно ожидать создания будущей теории Э. ч.

● Марков М. А., О природе материи, М., 1976; Коккедэ Я., Теория кварков, пер. с англ., М., 1971; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980; Элементарные частицы и компенсирующие поля, пер. с англ., М., 1964; Бернстейн Дж., Спонтанное нарушение симметрии, калибровочные теории, механизм Хиггса..., в кн.: Квантовая теория калибровочных полей. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977.

А. А. Комар.

ЭЛЕМЕНТА́РНЫЙ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЗАРЯ́Д (e), наименьший электрич. заряд, положительный или отрицательный, равный величине заряда эл-на: $e=4{,}803250(21)\cdot10^{-10}$ ед. СГСЭ$=1{,}6021892(46)\cdot10^{-19}$ К. Почти все элем. ч-цы обладают электрич. зарядом $+e$ или $-e$ или явл. незаряженными (исключение — нек-рые резонансы с зарядом, кратным e, напр. Δ^{++} с зарядом $2e$). Природа такого «квантования» электрич. заряда не выяснена (об одном из возможных объяснений см. в ст. *Магнитный монополь*). Ч-цы с дробным электрич. зарядом не наблюдались, однако в теории элем. ч-ц предполагается, что роль фундам. составляющих *адронов* играют ч-цы с зарядами, кратными $^1/_3e$ (т. н. *кварки*).

А. В. Ефремов.

ЭЛЛИПСОМЕ́ТРИЯ, совокупность методов изучения поверхностей жидких и тв. тел по состоянию поляризации светового пучка, отражённого этой поверхностью и преломлённого на ней. Падающий на поверхность плоско поляризованный свет приобретает при отражении и преломлении эллиптич. поляризацию вследствие наличия тонкого переходного слоя на границе раздела сред. Зависимость между оптич. постоянными слоя и параметрами эллиптически поляризованного света устанавливается на основании *Френеля формул*. На принципах Э. построены методы чувствительных бесконтактных исследований поверхности жидкости или тв. в-в, процессов *адсорбции*, коррозии и др. В кач-ве источника света в Э. используется *монохроматическое излучение* зелёной линии ртути, а в последнее время — луч *лазера*, что даёт возможность исследовать микронеоднородности на поверхности изучаемого объекта. Получило развитие также новое направление спектральной Э. в широком интервале длин волн, существенное при исследованиях ат. состава неоднородных и анизотропных поверхностей и плёнок.

● Горшков М. М., Эллипсометрия, М., 1974; Основы эллипсометрии, Новосиб., 1979.

Т. Н. Крылова.

ЭЛЛИПТИ́ЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ, см. *Поляризация света.*

ЭМА́Н (от лат. emano — вытекаю, распространяюсь) (Е), редко применяемая внесистемная ед. концентрации (уд. активности) радиоакт. нуклидов в жидкостях или газах. 1 Э. равен концентрации радиоакт. нуклида, имеющего активность 10^{-10} *кюри* на 1 л р-ра или газовой смеси. 1 Э.$=10^{-10}$ Ки/л$=3{,}7\cdot10^{-3}$ Бк/м^3.

ЭМИССИО́ННАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я, изучение структуры и св-в квантовых систем по их спектрам испускания. Спектры испускания атомов, молекул и тв. тел получают в *спектральных приборах*; их возбуждают разл. способами: облучая светом, помещая исследуемое в-во в пламя горелки, возбуждая атомы в-ва электрич. разрядом и т. д. Э. с. лежит в основе эмиссионного *спектрального анализа*. См. также *Спектроскопия.*

ЭМИССИО́ННАЯ ЭЛЕКТРО́НИКА, область физики, охватывающая исследования и использование явлений, связанных с эмиссией эл-нов и ионов из тв. тела или жидкости в вакуум или др. среду, а также с др. процессами на поверхности тв. тел при бомбардировке её ч-цами.

ЭНАНТИОМОРФИ́ЗМ (от греч. enantíos — находящийся напротив, противоположный и morphḗ — форма), свойство нек-рых объектов образовывать зеркально равные друг другу по строению модификации. Один из таких объектов условно наз. «правым», а другой — «левым». Энантиоморфные объекты могут описываться только *точечной группой симметрии*, содержащей лишь оси симметрии, в частном случае могут быть асимметричными. Примеры энантиоморфных объектов — кристаллы винной кислоты, *кварца*, многие органич. молекулы, напр. аминокислоты. Др. термин, эквивалентный Э.,— хиральность. См. *Симметрия кристаллов, Изомерия молекул.*

Б. К. Вайнштейн

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКАЯ ОСВЕЩЁННОСТЬ (облучённость), поверхностная плотность лучистого потока; равна отношению *потока излучения* к площади облучаемой поверхности. Единица измерения Э. о.— Вт/м^2. В системе *световых величин* аналогом Э. о. явл. *всвещённость.*

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКАЯ СИ́ЛА СВЕ́ТА, то же, что *сила излучения.*

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКАЯ ЭКСПОЗИ́ЦИЯ (количество облучения, доза H_e), отношение энергии dQ_e падающего на элемент поверхности излучения к площади dA этого элемента. Эквивалентное определение: Э. э. есть произведение *энергетической освещённости* E_e на длительность облучения dt. $H_e=dQ_e/dA=\int E_e dt$. Ед. измерения Э. э.— Дж$\cdot$м$^{-2}$. В системе *световых величин* аналогичная Э. э. величина наз. *экспозицией*. Понятием Э. э. широко пользуются также при работе с корпускулярным излучением.

Д. Н. Лазарев.

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКИЕ ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИ́НЫ, величины, характеризующие энергетич. параметры *оптического излучения* безотносительно к его действию на приёмники излучения. В таблице приведены наиб. употребительные Э. ф. в. и единицы их измерения. Соотношения между Э. ф. в. те же, что и между соответствующими *световыми величинами.*

Энергетич. фотометрич. величины (в скобках синонимы и пояснения)	Единицы
Энергия излучения (лучистая энергия)	Дж
Поток излучения (лучистый поток)	Вт
Сила излучения (энергетич. сила света)	Вт$\cdot$ср$^{-1}$
Энергетич. яркость	Вт$\cdot$ср$^{-1}\cdot$м$^{-2}$
Энергетич. освещённость (облучённость)	Вт$\cdot$м$^{-2}$
Энергетич. светимость (излучательность)	Вт$\cdot$м$^{-2}$
Энергетич. экспозиция	Дж$\cdot$м$^{-2}$
Энергетич. освечивание (интеграл от энергетич. силы света по времени в пределах рассматриваемого интервала времени)	Дж$\cdot$ср$^{-1}$
Спектр. плотность энергетич. фотометрич. величины (производная этой величины по длине волны или др. спектр. координате)	

Д. Н. Лазарев.

ЭНЕ́РГИИ СОХРАНЕ́НИЯ ЗАКО́Н, один из наиб. фундам. законов природы, согласно к-рому важнейшая физ. величина — *энергия* сохраняется в изолиров. системе. В изолиров. системе энергия может переходить из одной формы в другую, но её кол-во остаётся постоянным. Если система не изолирована, то её энергия может изменяться либо при одноврем. изменении энергии окружающих тел на такую же величину, либо за счёт изменения энергии вз-ствия тела с

окружающими телами. При переходе системы из одного состояния в другое изменение энергии не зависит от того, каким способом (в результате каких вз-ствий) происходит переход, т. е. энергия — однозначная ф-ция состояния системы.

Э. с. з. явл. строгим законом природы, справедливым для всех известных вз-ствий, он связан с однородностью времени, т. е. с тем фактом, что все моменты времени эквивалентны и физ. законы не меняются со временем (см. *Симметрия* в физике). Э. с. з. для механич. процессов установлен Г. В. Лейбницем (1686), для немеханич. явлений — Ю. Р. Майером (1845), Дж. П. Джоулем (1843—1850) и Г. Л. Гельмгольцем (1847). В термодинамике Э. с. з. наз. *первым началом термодинамики*.

До создания А. Эйнштейном спец. теории относительности (1905) законы сохранения *массы* и энергии существовали как два независимых закона. В теории относительности они были слиты воедино (см. также *Сохранения законы*).

● Энгельс Ф., Диалектика природы, Маркс К. и Энгельс Ф., Соч., 2 изд., т. 20; Ленин В. И., Материализм и эмпириокритицизм, Полн. собр. соч., 5 изд., т. 18; Майер Р., Закон сохранения и превращения энергии. Четыре исследования. 1841—1851, М.— Л., 1933; Гельмгольц Г., О сохранении силы, пер. с нем., 2 изд., М.— Л., 1934; Планк М., Принцип сохранения энергии, пер. с нем., М.— Л., 1938; Лауэ М., История физики, пер. с нем., М., 1956; Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971.

Г. Я. Мякишев.

ЭНЕ́РГИЯ (от греч. enérgeia — действие, деятельность), общая количеств. мера движения и вз-ствия всех видов материи. Э. не возникает из ничего и не исчезает, она может только переходить из одной формы в другую (см. *Энергии сохранения закон*). Понятие Э. связывает воедино все явления природы.

В соответствии с разл. формами движения материи рассматривают разные формы Э.: механич., внутр., эл.-магн., хим., ядерную и др. Это деление до известной степени условно. Так, хим. Э. складывается из кинетич. Э. движения эл-нов и электрич. Э. вз-ствия эл-нов друг с другом и с ат. ядрами. Внутр. Э. равна сумме кинетич. Э. хаотич. движения молекул относительно центра масс тел и потенц. Э. вз-ствия молекул друг с другом. Э. системы однозначно зависит от параметров, характеризующих состояние системы. В случае непрерывной среды или поля вводятся понятия плотности Э., т. е. Э. в ед. объёма, и плотности потока Э., равной произведению плотности Э. на скорость её перемещения.

Относительности теория показала, что Э. тела неразрывно связана с его массой m соотношением $\mathcal{E}=mc^2$. Любое тело обладает Э.; если масса покоящегося тела m_0, то его Э. покоя $\mathcal{E}_0=m_0c^2$; эта Э. может переходить в др. виды Э. при превращениях частиц (распадах, яд. реакциях и т. п.).

Согласно классич. физике, Э. любой системы меняется непрерывно и может принимать любые значения. Квант. теория утверждает, что Э. микрочастиц, движение к-рых происходит в огранич. объёме пр-ва (напр., эл-нов в атоме), принимает дискр. ряд значений. Так, атомы испускают эл.-магн. Э. в виде дискр. порций — световых квантов, или фотонов.

Э. измеряется в тех же ед., что и работа: в системе СГС — в *эргах*, в СИ — в *джоулях*; в ат. и яд. физике и физике элем. ч-ц обычно применяется внесистемная ед.— *электронвольт*.

● См. лит. при ст. *Энергии сохранения закон*.

Г. Я. Мякишев.

ЭНЕ́РГИЯ ИОНИЗА́ЦИИ, равна работе, затрачиваемой на удаление одного внеш. эл-на из атома (на ионизацию атома), находящегося в осн. энергетич. состоянии. Численно равна *ионизационному потенциалу*.

ЭНЕ́РГИЯ ПОКО́Я частицы (тела), энергия ч-цы в системе отсчёта, в к-рой она покоится: $\mathcal{E}_0=m_0c^2$, где m_0 — масса покоя ч-цы.

ЭНЕ́РГИЯ СВЯ́ЗИ, энергия связ. системы к.-л. ч-ц (напр., атома как системы из ядра и эл-нов), равная работе, к-рую необходимо затратить, чтобы разделить эту систему на составляющие её ч-цы и удалить их друг от друга на такое расстояние, на к-ром их вз-ствием можно пренебречь. Э. с. определяется вз-ствием ч-ц и явл. отрицат. величиной, т. к. при образовании связ. системы энергия выделяется. Абс. величина Э. с. характеризует прочность связи и устойчивость системы. Напр., для ат. ядра Э. с. определяется *сильным взаимодействием* нуклонов в ядре и, согласно соотношению Эйнштейна, пропорц. дефекту масс Δm : $\Delta\mathcal{E}=\Delta mc^2$. Для наиб. устойчивых ядер Э. с. составляет ок. $8\cdot10^6$ эВ/нуклон (удельная Э. с.). Эта энергия может выделиться при слиянии лёгких ядер в более тяжёлое ядро (см. *Термоядерные реакции*), а также при спонтанном делении тяжёлых ядер, объясняемом уменьшением уд. Э. с. с ростом ат. номера (см. *Радиоактивность*). Э. с. эл-нов в атоме или молекуле определяется *электромагнитными взаимодействиями* и для каждого эл-на пропорц. ионизац. потенциалу; напр., для атома H в осн. состоянии она равна 13,6 эВ. Этим же вз-ствием обусловлена Э. с. атомов в молекуле и кристалле (см. *Межатомное взаимодействие*). Э. с., обусловленная *гравитационным взаимодействием*, обычно мала и имеет значение лишь для нек-рых косм. объектов (см., напр., *Чёрная дыра*).

ЭНЕ́РГИЯ ХИМИ́ЧЕСКОЙ СВЯЗИ, для двухат. молекул — энергия удаления атомов на бесконечно большое расстояние друг от друга; для многоат. молекул, радикалов, ионов — энергия *диссоциации*. Суммарная энергия удаления всех атомов многоат. молекулы друг от друга на бесконечно большое расстояние, наз. энергией образования молекулы, равна приближённо сумме Э. х. с. Энергию образования молекулы обычно разбивают на вклады Э. х. с., оценивая их с помощью различных аддитивных схем. Экспериментально измеряют либо энергию образования молекул, сжигая соединения в калориметрич. бомбах, либо определяют энергию диссоциации молекул с помощью электронного удара и др. методов. Теор. расчёт Э. х. с.— одна из осн. задач *квантовой химии*.

ЭНТА́ЛЬПИЯ (от греч. enthálpō — нагреваю) (теплосодержание, тепловая функция Гиббса), *потенциал термодинамический*, характеризующий состояние макроскопич. системы в термодинамич. равновесии при выборе в кач-ве основных независимых переменных энтропии S и давления p. Обозначается $H(S, p, N, x_i)$, где N — число ч-ц системы, x_i — др. макроскопич. параметры системы. Э.— аддитивная ф-ция (т. е. Э. всей системы равна сумме Э. составляющих её частей), с *внутренней энергией* U системы Э. связана соотношением:

$$H=U+pV, \qquad (1)$$

где V — объём системы. Полный дифференциал Э. (при неизменных N и x_i) имеет вид:

$$dH=TdS+Vdp. \qquad (2)$$

Из ф-лы (2) можно определить темп-ру T и объём V системы: $T=(\partial H/\partial S)_p$, $V=(\partial H/\partial p)_S$. При пост. давлении теплоёмкость системы $c_p=(\partial H/\partial T)_p$. Эти св-ва Э. при пост. p аналогичны св-вам внутр. энергии при пост. V:

$$T=(\partial U/\partial S)_V,\ p=-(\partial U/\partial V)_S,$$
$$c_V=(\partial U/\partial T)_V.$$

Равновесному состоянию системы при пост. S и p соответствует мин. значение Э. Изменение Э. (ΔH) равно кол-ву теплоты, к-рое сообщают системе или отводят от неё при пост. давлении, поэтому значения ΔH характеризуют тепловые эффекты фазовых переходов (плавления, кипения и т. д.), хим. реакций и др. процессов, протекающих при пост. давлении. При тепловой изоляции тел (и пост. p) Э. сохраняется, поэтому её называют иногда теплосодержанием или тепловой ф-цией. Условие сохранения Э. лежит, в частности, в основе теории *Джоуля — Томсона эффекта*, нашедшего важное практич. применение при сжижении газов. Термин Э. был предложен голл. физиком Х. Камерлинг-Оннесом.

Д. Н. Зубарев.

ЭНТРОПИЯ (от греч. entropía — поворот, превращение), понятие, впервые введённое в *термодинамике* для определения меры необратимого рас-

сеяния энергии. Э. широко применяется и в др. областях науки: в *статистической физике* как мера вероятности осуществления к.-л. макроскопич. состояния; в теории информации как мера неопределённости к.-л. опыта (испытания), к-рый может иметь разные исходы. Эти трактовки Э. имеют глубокую внутр. связь. Напр., на основе представлений об информац. Э. можно вывести все важнейшие положения статистич. физики.

В термодинамике понятие «Э.» было введено нем. физиком Р. Клаузиусом (1865), к-рый показал, что процесс превращения теплоты в работу подчиняется определ. физ. закономерности — *второму началу термодинамики*, к-рое можно сформулировать строго математически, если ввести особую ф-цию состояния — Э. Так, для термодинамич. системы, совершающей квазистатически (бесконечно медленно) циклич. процесс, в к-ром система последовательно получает малые кол-ва теплоты δQ при соответствующих значениях абс. темп-ры T, интеграл от «приведённого» кол-ва теплоты $\delta Q/T$ по всему циклу равен нулю ($\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$ — т. н. равенство Клаузиуса). Это равенство, эквивалентное второму началу термодинамики для равновесных процессов, Клаузиус получил, рассматривая произвольный циклич. процесс как сумму очень большого (в пределе бесконечно большого) числа элементарных *Карно циклов*. Математически равенство Клаузиуса необходимо и достаточно для того, чтобы выражение

$$dS = \delta Q/T \qquad (1)$$

представляло собой полный дифференциал ф-ции состояния S, назв. «Э.» (дифф. определение Э.). Разность Э. системы в двух произвольных состояниях A и B (заданных, напр., значениями темп-р и объёмов) равна:

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{\delta Q}{T} \qquad (2)$$

(интегр. определение Э.). Интегрирование здесь ведётся вдоль пути любого квазистатич. процесса, связывающего состояния A и B, при этом, согласно равенству Клаузиуса, приращение Э. $\Delta S = S_B - S_A$ не зависит от пути интегрирования. Т. о., из второго начала термодинамики следует, что существует однозначная ф-ция состояния S, к-рая при квазистатич. адиабатич. процессах ($\delta Q = 0$) остаётся постоянной. Процессы, в к-рых Э. остаётся постоянной, наз. изоэнтропийными. Примером может служить процесс, широко используемый для получения низких темп-р, — адиабатич. размагничивание (см. *Магнитное охлаждение*). При изотермич. процессах изменение Э. равно отношению сообщённой системе теплоты к абс. темпре. Напр., изменение Э. при испарении жидкости равно отношению теплоты испарения к темп-ре испарения при условии равновесия жидкости с её насыщ. паром.

Согласно *первому началу термодинамики*, $\delta Q = dU + pdV$, т. е. сообщаемое системе кол-во теплоты равно сумме приращения *внутренней энергии* dU и совершаемой системой элем. работы pdV, где p — давление, V — объём системы. С учётом первого начала термодинамики дифф. определение Э. принимает вид:

$$dS = \frac{1}{T}(dU + pdV), \qquad (3)$$

откуда следует, что Э. представляет собой *потенциал термодинамический* при выборе в кач-ве независимых переменных внутр. энергии U и объёма V. Частные производные Э. связаны с T и p соотношениями:

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_V \quad (4) \text{ и } \frac{p}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_U, \quad (5)$$

к-рые определяют *уравнения состояния* системы (первое — калорическое, второе — термическое). Ур-ние (4) лежит в основе определения *абсолютной температуры* (см. также *Температура*, *Температурные шкалы*).

Ф-ла (2) определяет Э. лишь с точностью до аддитивной постоянной (т. е. оставляет начало отсчёта Э. произвольным). Абс. значение Э. можно установить с помощью *третьего начала термодинамики*, основываясь на к-ром, за нач. точку отсчёта Э. принимают $S_0 = 0$ при $T = 0$.

Важность понятия Э. для анализа необратимых (неравновесных) процессов также была показана впервые Клаузиусом. Для *необратимых процессов* интеграл от приведённой теплоты $\delta Q/T$ по замкнутому пути всегда отрицателен: $\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$ — т.н. *Клаузиуса неравенство*. Это неравенство — следствие теоремы Карно: кпд частично или полностью необратимого циклич. процесса всегда меньше, чем кпд обратимого цикла. Из неравенства Клаузиуса вытекает, что

$$S_B - S_A > \int_A^B \frac{\delta Q}{T}, \qquad (6)$$

поэтому Э. адиабатически изолированной системы при необратимых процессах может только возрастать.

Т. о., Э. определяет хар-р процессов в адиабатич. условиях: возможны только такие процессы, при к-рых Э. либо остаётся неизменной (обратимые процессы), либо возрастает (необратимые процессы). При этом не обязательно, чтобы возрастала Э. каждого из тел, участвующих в процессе. Увеличивается общая сумма Э. тел, в к-рых процесс вызвал изменения.

Термодинамич. равновесию адиабатич. системы соответствует состояние с максимумом Э. Энтропия может иметь не один, а неск. максимумов, при этом система будет иметь неск. состояний равновесия. Равновесие, к-рому соответствует наибольший максимум Э., наз. абсолютно устойчивым (стабильным). Из условия максимальности Э. адиабатич. системы в состоянии равновесия вытекает важное следствие: темп-ра всех частей системы в состоянии равновесия одинакова.

Понятие Э. применимо и к термодинамически неравновесным состояниям, если отклонения от термодинамики равновесия невелики и можно ввести представление о *локальном термодинамическом равновесии* в малых, но ещё макроскопич. объёмах. В целом Э. неравновесной системы равна сумме Э. её частей, находящихся в локальном равновесии.

Термодинамика неравновесных процессов позволяет более детально исследовать процесс возрастания Э. и вычислить кол-во Э., образующейся в ед. объёма в ед. времени вследствие отклонения от термодинамич. равновесия, — *производство энтропии*.

Статистич. физика связывает Э. с вероятностью осуществления данного макроскопич. состояния системы. Э. определяется через логарифм *статистического веса* Ω данного равновесного состояния:

$$S = k \ln \Omega(\mathcal{E}, N), \qquad (7)$$

где $\Omega(\mathcal{E}, N)$ — число квантовомеханич. уровней в узком интервале энергии $\Delta\mathcal{E}$ вблизи значения энергии $\mathcal{E}$ системы из N ч-ц, в классич. статистич. физике Ω — величина объёма в фазовом пространстве системы при заданных $\mathcal{E}$ и N. Впервые связь Э. с вероятностью состояния системы была установлена австр. физиком Л. Больцманом в 1872: возрастание Э. системы обусловлено её переходом из менее вероятного состояния в более вероятное. Иными словами, эволюция замкнутой системы осуществляется в направлении наиболее вероятного распределения энергии по отд. подсистемам.

В отличие от термодинамики, статистич. физика рассматривает особый класс процессов — *флуктуации*, при к-рых система переходит из более вероятного состояния в менее вероятное, и её Э. уменьшается. Наличие флуктуаций показывает, что закон возрастания Э. выполняется только в ср. для большого промежутка времени.

Э. в статистич. физике тесно связана с информац. Э., к-рая служит мерой неопределённости сообщений (сообщения описываются множеством величин $x_1, x_2, \ldots, x_n$ и вероятностей $P_1, P_2, \ldots, P_n$ появления этих величин в сообщении). Для определённого (дискретного) статистич. распределения вероятностей P_k информац. Э. называют величину

$$H_и = -\Sigma_{k=1}^n P_k \ln P_k \text{ при } \Sigma_{k=1}^n P_k = 1, \qquad (8)$$

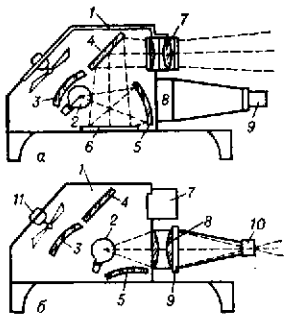
$H_и = 0$, если к.-л. из P_k равно 1, а ост. — нулю, т. е. информация достоверна, неопределённость отсутствует. Э. принимает наибольшее значение, когда все P_k одинаковы (неопределённость в информации максимальна). Информац.

Э., как и термодинамическая, обладает св-вом аддитивности (Э. неск. сообщений равна сумме Э. отд. сообщений). Из вероятностной трактовки информац. Э. могут быть выведены осн. распределения статистич. физики: каноническое *Гиббса распределение*, к-рое соответствует макс. значению информац. Э. при заданной ср. энергии, и большое канонич. распределение Гиббса — при заданных ср. энергии и числе ч-ц в системе.

● См. лит. при ст. *Термодинамика*.

Д. Н. Зубарев.

ЭПИДИАСКО́П (от греч. epí — на, diá — через и skopéō — смотрю) (**эпидиапроектор**), комбинированный *проекционный аппарат*, позволяющий получать на экране изображения как прозрачных, так и непрозрачных оригиналов. Совмещает в себе эпипроектор и диапроектор. Оптич. схема простейшего эпидиаскопа в двух режимах его работы представлена на рисунке: а) эпископическая проекция,



Оптич. схема эпидиаскопа.

б) диаскопическая проекция. В первом случае лучи от источника света *2* с помощью сферических зеркал *3* и *5* освещают непрозрачный объект *6*, от которого диффузно рассеянные лучи попадают в светосильный проекц. объектив *7*, отражаясь от зеркала *4*; *1* — кожух, *11* — система охлаждения. При диаскопич. проекции зеркало *5* отклоняется, открывая доступ лучам от источника *2* в конденсор *8*. Последний, равномерно освещая диапозитив, вставленный в рамку *9*, направляет лучи в объектив *10*, проецирующий изображение на экран.

● См. лит. при ст. *Проекционный аппарат*.

ЭПИСКО́П (эпипроектор), проекционный аппарат для получения на экране изображений непрозрачных объектов (разл. предметов и деталей, чертежей, рисунков, фотографий). Принципиальная оптич. схема Э. приведена на рис. 2 ст. *Проекционный аппарат*. В Э. изображаемый объект отражает освещающие его лучи света диффузно; поэтому лишь незначит. часть отражённого светового потока попадает в объектив Э. Для усиления яркости изображения в Э. применяют светосильные проекц. объективы и неск. мощных источников света, сильное тепловыделение к-рых вынуждает использовать в Э. спец. системы охлаждения. Схема Э. явл. составной частью оптич. схемы *эпидиаскопов*.

● См. лит. при ст. *Проекционный аппарат*.

ЭПИТАКСИ́Я (от греч. epí — на и táxis — расположение, порядок), ориентированный рост одного кристалла на поверхности другого (подложки). Различают г е т е р о э п и т а к с и ю, когда в-ва подложки и нарастающего кристалла различны, и г о м о э п и т а к с и ю (автоэпитаксию), когда они одинаковы. Ориентированный рост кристалла внутри объёма другого наз. э н д о т а к с и е й. Э. наблюдается при *кристаллизации*, коррозии и т. д. Определяется условиями сопряжения крист. решёток нарастающего кристалла и подложки, причём существенно их структурно-геом. соответствие. Легче всего сопрягаются в-ва, кристаллизующиеся в одинаковых или близких структурных типах, напр. гранецентрированного куба (Ag) и решётки типа NaCl, но Э. можно получить и для различающихся структур.

При описании Э. указываются плоскости срастания и направления в них; напр., [112] (111) Si ‖ [1100] (0001) Al_2O_3 означает, что грань (111) кристалла Si с решёткой типа алмаза нарастает параллельно грани (0001) кристалла Al_2O_3, причём кристаллографич. направление [112] в нарастающем кристалле параллельно направлению [1100] подложки (см. *Кристаллы*, *Индексы кристаллографические*).

Э. особенно легко осуществляется, если разность параметров обеих решёток не превышает 10%. При бо́льших расхождениях сопрягаются наиб. плотноупакованные плоскости и направления. При этом часть плоскостей одной из решёток не имеет продолжения в другой; края таких оборванных плоскостей образуют т. н. дислокации несоответствия, обычно образующие сетку. Плотность дислокаций в сетке тем больше, чем больше разность параметров сопрягающихся решёток. Меняя параметр одной из решёток (добавлением примеси), можно управлять кол-вом дислокаций в эпитаксиально нарастающем слое.

Э. происходит т. о., чтобы суммарная энергия границы, состоящей из участков: подложка — кристалл, кристалл — маточная среда и подложка — среда, была минимальной. У в-в с близкими структурами и параметрами (напр., Au на Ag) образование границы сопряжения энергетически невыгодно и нарастающий слой имеет в точности структуру подложки (п с е в д о м о р ф и з м). С ростом толщины упруго напряжённой псевдоморфной плёнки запасённая в ней энергия растёт, и при толщинах более критической (для Au на Ag это 600 Å) нарастает плёнка с собств. структурой.

Помимо структурно-геом. соответствия, сопряжение данной пары в-в при Э. зависит от темп-ры процесса, степени пересыщения (переохлаждения) кристаллизующегося в-ва в среде, от совершенства подложки, чистоты её поверхности и др. условий кристаллизации. Для разных в-в и условий существует т. н. эпитаксиальная темп-ра, ниже к-рой нарастает только неориентированная плёнка.

Процесс Э. обычно начинается с возникновения на подложке отд. кристалликов, к-рые срастаются (коалесцируют), образуя сплошную плёнку. На одной и той же подложке возможны разные типы нарастания, напр. [100] (100) Au ‖ [100] (100) NaCl и [110] (111) Au ‖ [110] (100) NaCl. Наблюдалась также Э. на подложке, покрытой тонкой плёнкой (несколько сотен Å) C, O, O_2 и др., что можно объяснить реальной структурой кристалла подложки, влияющей на промежуточный слой. Возможна Э. на аморфной подложке, на к-рой создан кристаллографически симметричный микрорельеф (графоэпитаксия).

Э. широко используется в микроэлектронике (транзисторы, интегр. схемы, светодиоды и т. д.), в квант. электронике (многослойные ПП гетероструктуры, см. *Гетеропереход*, инжекц. лазеры), в устройствах интегр. оптики, в вычислит. технике (элементы памяти с цилиндрическими магнитными доменами) и т. п.

● П а л а т н и к Л. С., П а п и р о в И. И., Ориентированная кристаллизация, М., 1964; и х ж е, Эпитаксиальные пленки, М., 1971; Современная кристаллография, т. 3, М., 1980. *А. А. Чернов, Е. И. Гиваргизов.*

ЭРГ (эрг, erg, от греч. érgon — работа), единица работы и энергии в *СГС системе единиц*. 1 эрг равен работе, совершаемой при перемещении точки приложения силы 1 дин на расстояние 1 см в направлении действия силы. 1 эрг $= 10^{-7}$ Дж $= 1{,}02 \cdot 10^{-8}$ кгс·м $= 2{,}39 \cdot 10^{-8}$ кал $= 2{,}78 \cdot 10^{-14}$ кВт·ч.

ЭРГОДИ́ЧЕСКАЯ ГИПО́ТЕЗА в статистической физике, состоит в предположении, что средние по времени значения физ. величин, характеризующих систему, равны их средним статистич. значениям; служит для обоснования статистич. физики. Физ. системы, для к-рых справедлива Э. г., наз. э р г о д и ч е с к и м и. Точнее, в классич. статистич. физике равновесных систем Э. г. есть предположение о том, что средние по времени от т. н. фазовых переменных (ф-ций, зависящих от координат и импульсов всех ч-ц системы), взятые по траектории движения системы как точки в *фазовом пространстве* (фазовой точки), равны средним статистическим по равномерному распределению фазовых точек в тонком (в пределе бесконечно тонком) слое вблизи поверхности пост. энергии. Такое распределение наз. *микроканоническим распределением Гиббса*.

В квант. статистич. физике Э. г. есть предположение, что все энергетич. состояния в тонком слое вблизи поверхности пост. энергии равновероятны. Э. г. эквивалентна, т. о., предположению, что замкнутая система может быть описана микроканонич. распределением Гиббса. Это один из осн. по-

стулатов равновесной статистич. физики, т. к. на основании микроканонич. распределения могут быть получены канонич. и большое канонич. распределения Гиббса (см. *Гиббса распределения*).

В более узком смысле Э. г.— выдвинутое австр. физиком Л. Больцманом в 70-х гг. 19 в. предположение о том, что фазовая траектория замкнутой системы с течением времени проходит через любую точку поверхности пост. энергии в фазовом пр-ве. В такой форме Э. г. неверна, т. к. ур-ния Гамильтона (см. *Канонические уравнения механики*) однозначно определяют касательную к фазовой траектории и не допускают самопересечения фазовых траекторий. Поэтому вместо больцмановской Э. г. была выдвинута квазиэргодическая гипотеза, в к-рой предполагается, что фазовые траектории замкнутой системы сколь угодно близко подходят к любой точке поверхности пост. энергии.

Матем. эргодич. теория изучает, при каких условиях средние по времени для ф-ций фазовых переменных динамич. системы равны средним статистическим. Согласно эргодич. теореме амер. математика Дж. Неймана, система эргодична при условии, что энергетич. поверхность не может быть разделена на такие конечные области, в к-рых вместе с начальной фазовой точкой находилась бы и вся фазовая траектория (т. н. св-во метрич. неразложимости). Доказательство того, что реальные системы явл. эргодическими,— очень сложная и ещё не решённая проблема.

● Уленбек Дж., Форд Дж., Лекции по статистической механике, пер. с англ., М., 1965, гл. 1—5; Тер-Хар Д., Основания статистической механики, «УФН», 1956, т. 59, в. 4; т. 60, в. 1; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 2, М., 1978. *Д. Н. Зубарев.*

ЭРСТЕ́Д (Э, Oe), единица напряжённости магн. поля в *СГС системе единиц* (симметричной и СГСМ). Названа в честь дат. физика Х. Эрстеда (H. Ørsted). 1Э равен напряжённости магн. поля, индукция к-рого в вакууме равна 1 Гс; 1Э=(1/4π)·10³ А/м—79,5775 А/м.

ЭСТАФЕ́ТНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ ИО́НОВ, движение ионов в собственном газе, при к-ром ускоренный в электрич. поле ион теряет заряд в результате резонансной перезарядки (см. *Перезарядка ионов*), а вновь возникший ион начинает движение с тепловой скоростью. В сильных полях при Э. д. и. скорость ионов пропорц. $(E/p)^{1/2}$ (E — напряжённость электрич. поля, p — давление газа), а в слабых — E/p.

● Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Л.— М., 1948; Смирнов Б. М., Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями, М., 1972. *Л. А. Сена.*

ЭТАЛО́НЫ (франц. étalon — образец, мерило), средства измерений или их комплексы, обеспечивающие воспроизведение и хранение узаконенных ед. физ. величин, а также передачу их размера др. средствам измерений. Без Э. невозможно добиться сопоставимости результатов измерений, выполняемых при помощи разл. приборов и в разное время. В связи с предельно высокими требованиями к точности Э. их создание, хранение и использование требуют спец. разработок и исследований, к-рые выполняются нац. метрологич. лабораториями. Для междунар. унификации ед. создаются междунар. Э. (в частности, Э. стран — членов СЭВ), в пределах одной страны — нац. Э.

В СССР Э. подразделяются на первичные, спец. и вторичные. Первичные Э. обеспечивают наивысшую в стране точность воспроизведения данной ед.; спец. Э. служат для воспроизведения ед. в особых условиях, в к-рых не могут применяться первичные Э. (высокие или сверхнизкие темп-ры, давления и т. д.). Первичные и спец. Э. утверждаются в кач-ве государственных, т. е. возглавляющих общесоюзные поверочные схемы для соответствующих видов средств измерений. Вторичные Э. служат для передачи размеров ед. образцовым средствам измерений, а также наиб. точным рабочим средствам измерений. Совокупность Э. СССР образует эталонную базу страны. В неё входят Э. осн. ед. Междунар. системы ед.: Э. *метра* в виде эталонного интерферецц. компаратора с криптоновой лампой, на длине волны оранжевой линии излучения к-рой основано определение метра; Э. *килограмма* в виде платиноиридиевой гири и эталонных весов; Э. *секунды* и герца в виде комплекса аппаратуры для возбуждения эл.-магн. колебаний строго постоянной и известной частоты и для передачи радиосигналов времени и частоты; Э. *ампера* в виде токовых весов с аппаратурой для управления ими и для определения в абс. мере эдс эталона *вольта*; Э. *кельвина* в виде набора первичных пост. температурных точек и интерполяц. приборов (см. *Международная практическая температурная шкала*) и Э. *канделы* в виде полного излучателя — *абсолютно чёрного тела* при темп-ре затвердевания Pt и средств для сличений с ним эталонных светоизмерит. ламп (см. *Световые эталоны*), а также ряд первичных Э. производных ед. и спец. Э. На 1 июля 1981 утверждено 129 гос. Э. и св. 200 типов вторичных Э.

В СССР Э. сосредоточены гл. обр. в специализированных метрологич. ин-тах Гос. комитета СССР по стандартам (Госстандарта СССР), преимущественно во Всесоюзном н.-и. ин-те метрологии им. Д. И. Менделеева (Ленинград).

В др. странах классификация Э. несколько отличается от приведённой выше, т. к. там в понятие «Э.» включают также образцовые средства измерений. К крупнейшим метрологич. лабораториям, создающим и хранящим нац. Э., относятся: Нац. бюро стандартов (США), Нац. физ. лаборатория (Великобритания), Нац. исследовательский совет (Канада), Федеральный физ.-техн. ин-т (ФРГ), Нац. эталонная лаборатория (Австралия). Междунар. Э., созданные в рамках Метрич. конвенции, хранит Междунар. бюро мер и весов (Париж, Севр), междунар. Э., создаваемые в рамках СЭВ, хранят нац. метрологич. лаборатории стран — членов СЭВ, уполномоченные соответствующим решением.

● Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 2 изд., М., 1975; Метрологическая служба СССР, М., 1968; Государственные эталоны СССР. Справочник, М., 1980. *К. П. Широков.*

ЭТАЛО́НЫ МАГНИ́ТНЫХ ВЕЛИЧИ́Н, *эталоны*, обеспечивающие воспроизведение и хранение установленных гос. стандартом (ГОСТ 8.417—81) ед. магн. величин. К осн. хар-кам магн. полей и материалов относятся: *магнитный поток*, *магнитная индукция* и *магнитный момент* (или *намагниченность* — магн. момент ед. объёма в-ва).

Эталон ед. магн. потока представляет собой катушку с двумя обмотками на кварцевом каркасе. Потокосцепление вторичной обмотки с первичной обмоткой при токе в последней, равном 1А, определяет значение магн. потока эталона. В комплекс эталона магн. потока входит установка для передачи размера ед.— *вебера* — вторичным эталонам и рабочим мерам. Воспроизводимое эталоном значение магн. потока равно 0,0100176 Вб/А. Воспроизведение обеспечивается со ср. квадратич. отклонением результата измерений, не превышающем 0,001%, при неисключённой систематич. погрешности, не превышающей 0,0007%.

Эталон ед. магн. индукции представляет собой соленоид на кварцевом каркасе. Влияние магн. поля Земли компенсируется спец. системой катушек. Значение постоянной эталона, т. е. отношения магн. индукции к току, протекающему через обмотку соленоида, равно $5{,}653055\cdot10^{-4}$ Тл/А. Значения магнитной индукции воспроизводятся в диапазоне $5\cdot10^{-5}$ — $5\cdot10^{-4}$ Тл со ср. квадратич. отклонением результата измерений $\leqslant$0,0001% при неисключённой систематич. погрешности, не превышающей 0,00025%.

Эталон ед. магн. момента включает 4 катушки на кварцевом каркасе, устройство для измерения силы тока, компаратор магн. момента, применяемый в качестве нуль-индикатора, и стабилизированный источник постоянного тока. Значения магн. момента воспроизводятся в диапазоне 0,01—1,5 А·м² со ср. квадратич. отклонением $\leqslant$0,02% при неисключённой систематич. погрешности 0,03—0,05%.

● Студенцов Н. В., Чернышева Н. Г., Чечурина Е. Н., Метроло-

гическая база магнитных измерений, «Метрология», 1972, № 1, с. 4; Магнитные измерения, М., 1969.

ЭТАЛО́НЫ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИХ ВЕЛИЧИ́Н, *эталоны*, обеспечивающие воспроизведение и хранение установленных гос. стандартом (ГОСТ 8.417—81) ед. электрич. величин.

В СССР в кач-ве первичного эталона ед. силы пост. электрич. тока (1 А) утверждены токовые весы, представляющие собой рычажные равноплечные весы, к одному из плеч к-рых подвешена катушка, коаксиально входящая в неподвижную катушку и электрически соединённая с ней последовательно. При прохождении тока по катушкам возникающая между ними сила эл.-маги. вз-ствия (притяжения) уравновешивается гирей, масса к-рой известна с высокой точностью. Первичный эталон ед. эдс (1 В) состоит из меры напряжения на основе *Джозефсона эффекта* для воспроизведения вольта абс. методом, группы из 19 термостатированных ($25 \pm 0{,}001$°C) насыщенных *нормальных элементов* для хранения ед. (вольта) и двух компараторов, один из к-рых применяется для измерения эдс норм. элементов путём сравнения с мерой напряжения, а другой — для взаимных сличений норм. элементов и для передачи размера единицы вторичным эталонам.

Э. э. в. характеризуются комплексом значений или диапазоном значений воспроизводимой ед., оценкой неисключённой систематич. и случайной погрешностей воспроизведения единицы (см. табл.).

Наименование эталона	Номинальное значение или диапазон значений	Погрешность в относит. единицах		ГОСТ
		случайная	систематическая	
Гос. первичный эталон ед. силы пост. электрич. тока	1,018646 А	$4 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	8.022—75
Гос. спец. эталон ед. силы тока в диапазоне частот 40—$1 \cdot 10^{6}$ Гц	$1 \cdot 10^{-2}$—10 А	$1 \cdot 10^{-5}$—$1 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$—$2 \cdot 10^{-4}$	8.183—76
Гос. первичный эталон ед. электродвижущей силы (эдс)	1 В	$5 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$	8.027—81
Гос. спец. эталон ед. напряжения в диапазоне частот 20—$3 \cdot 10^{7}$ Гц	0,1—10 В	$5 \cdot 10^{-6}$—$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$—$3 \cdot 10^{-4}$	8.184—76
Гос. первичный эталон ед. электрич. сопротивления	1,0000002 Ом	$1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	8.028—75
Гос. первичный эталон ед. электрич. ёмкости	$0{,}2 \cdot 10^{-12}$ Ф	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	8.371—80
Гос. первичный эталон ед. индуктивности	0,01000333 Гн	$1 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	8.029—80

Развитие Э. э. в. характеризуется увеличением числа воспроизводимых единиц и диапазонов воспроизводимых значений электрич. величин, повышением точности, построением эталонов на основе природных физ. констант.

● Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 2 изд., М., 1975; Государственные эталоны СССР... Справочник, М., 1980; Современная система эталонов единиц электрических величин на основе фундаментальных физических констант и стабильных физических эффектов, М., 1977.

В. П. Кузнецов.

ЭТВЕШ (Э, E), внесистемная ед. градиента ускорения свободного падения, равная изменению этого ускорения на 1 мгал $= 10^{-3}$ см/с^2 на расстоянии в 10 км по нормали к поверхности Земли. Названа в честь венг. физика Л. Этвеша (L. Eötvös). $1 Э = 10^{-9}$ с$^{-2}$.

ЭТТИНГСХА́УЗЕНА ЭФФЕ́КТ, возникновение градиента темп-ры ∇T в тв. проводнике с током плотностью $\boldsymbol{j}$ под действием магн. поля $\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{j}$ в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{H}$. Относится к *термогальваномагнитным явлениям*. Назван в честь австр. физика А. Эттингсхаузена (A. Ettingshausen).

ЭФИ́Р (греч. aithēr) мировой, световой эфир, гипотетич. всепроникающая среда, к-рой наука прошлых столетий приписывала роль переносчика света и вообще эл.-магн. вз-ствий.

Первоначально Э. понимали как механич. среду, подобную упругому телу. Соотв. распространение световых волн уподоблялось распространению звука в упругой среде, а напряжённости электрич. и магн. полей отождествлялись с механич. натяжениями Э. Гипотеза механич. Э. встретилась с большими трудностями. Так, поперечность световых волн требовала от Э. св-в абсолютно тв. тела, но в то же время полностью отсутствовало сопротивление Э. движению небесных тел. Трудности механич. интерпретации Э. привели в кон. 19 в. к отказу от создания его механич. моделей. Нерешённым оставался лишь вопрос об участии Э. в движении тел. Возникшие при этом трудности и противоречия были преодолены в созданной А. Эйнштейном спец. теории относительности, к-рая полностью сняла проблему Э., упразднив его (см. *Относительности теория*, *Электродинамика движущихся сред*).

С совр. точки зрения *вакуум физический* обладает пек-рыми св-вами обычной матер. среды. Однако его не следует путать с Э., от к-рого он принципиально отличается уже потому, что эл.-маги. поле явл. самостоят. физ. объектом, не нуждающимся в спец. носителе.

● Борн М., Эйнштейновская теория относительности, пер. с англ., М., 1964.

ЭФФЕКТИ́ВНАЯ МА́ССА, величина, имеющая размерность массы, характеризующая динамич. св-ва *квазичастиц*. Напр., движение *электрона проводимости* в кристалле под действием внеш. силы F и сил со стороны крист. решётки (см. *Твёрдое тело*, *Зонная теория*) в ряде случаев может быть описано как движение свободного эл-на, на к-рый действует только сила $\boldsymbol{F}$ (закон Ньютона), но с Э. м. m^*, отличной от массы m свободного эл-на. Это отличие отражает вз-ствие эл-на проводимости с решёткой. В простейшем случае Э. м. определяется соотношением:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p^2}, \qquad (1)$$

где $\mathcal{E}$ — энергия, $\boldsymbol{p}$ — квазиимпульс эл-на проводимости.

Понятие Э. м. обобщают для др. типов возбуждений (*фононов*, *фотонов*, *экситонов* и др.). Если зависимость $\mathcal{E}(\boldsymbol{p})$ (*дисперсии закон*) анизотропна, то Э. м. представляет собой тензор (тензор обратных эфф. масс)

$$\left(\frac{1}{m^*}\right)_{ik} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial p_i \partial p_k}. \qquad (2)$$

Это означает, что ускорение эл-на в решётке в общем случае направлено не параллельно внеш. силе $\boldsymbol{F}$. Оно может быть направлено даже антипараллельно $\boldsymbol{F}$, что соответствует отрицат. значению Э. м. Св-ва эл-нов с отринат. Э. м. столь отличаются от св-в обычных ч-ц, что оказалось удобным внести в рассмотрение фиктивные положит. заряж. ч-цы — дырки с положит. Э. м.

При изучении *гальваномагнитных явлений* пользуются т. н. циклотронной Э. м. эл-нов и дырок:

$$m^*_{\text{ц}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S}{\partial \mathcal{E}}, \qquad (3)$$

где S — площадь сечения изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(p) = \text{const}$ плоскостью, перпендикулярной маги. полю $\boldsymbol{H}$. Наиболее важные методы определения Э. м. эл-нов проводимости и дырок — *циклотронный резонанс*, измерение электронной теплоёмкости и др.

В теории *квантовой жидкости* для квазичастиц — фермионов с изотропным законом дисперсии Э. м. наз. отношение:

$$m^* = p_0 / v_0,$$

где p_0 и v_0 — абс. значения импульса и скорости квазичастиц при абс. нуле

темп-ры, соответствующие *Ферми энергии*. Э. м. атома жидкого ^{3}He $m^*=3{,}08\,m_0$, где m_0 — масса свободного атома ^{3}He (см. *Гелий жидкий*).

● См. лит. при ст. *Квазичастицы*.

М. И. Каганов.

ЭФФЕКТИ́ВНОЕ СЕЧЕ́НИЕ, см. *Сечение*.

ЭФФЕКТИ́ВНЫЙ АТО́МНЫЙ НО́МЕР, атомный номер условного хим. элемента, для к-рого коэфф. передачи энергии *ионизирующего излучения*, рассчитанный на один эл-н, такой же, как у данного сложного в-ва.

ЭФФЕКТИ́ВНЫЙ ЗАРЯ́Д (эффективная константа связи), в квантовой теории поля (КТП) — аналог экранированного заряда в классич. электродинамике сплошных сред. Электрич. заряд, помещённый в среду, вызывает её поляризацию. Если заряд положителен, то электростатич. силы притянут к нему отрицат. заряды среды и оттолкнут положительные. Возникнет частичная экранировка заряда, зависящая от расстояния (r) до него.

В КТП физ. вакуум, т. е. пр-во, не содержащее реальных ч-ц, обладает способностью реагировать на присутствие отд. физ. ч-цы виртуальными процессами рождения ч-ц, наз. *поляризацией вакуума*. В квант. электродинамике (КЭД) вследствие поляризации вакуума возникает явление, аналогичное экранировке классич. заряда в среде. Однако вид зависимости Э. з. $E(r)$ существенно отличается от классич. случая (см. *Квантовая теория поля*). Поскольку электрич. заряд в КЭД выступает как *константа связи*, т. е. определяет интенсивность эл.-магн. вз-ствия полей, то понятие Э. з. переносится на любые модели КТП. В общем случае Э. з. описывает эффекты усиления или ослабления вз-ствия в зависимости от расстояния

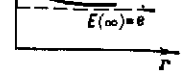


Рис. 1.

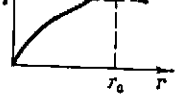


Рис. 2.

(см. *Перенормировка*). Так, напр., в единой теории слабого и эл.-магн. вз-ствий (см. *Слабое взаимодействие*) Э. з. (аналогично КЭД) с увеличением расстояния убывает до значения заряда эл-на e (рис. 1). Напротив, в *квантовой хромодинамике*, описывающей сильное вз-ствие «цветных» *кварков* и *глюонов*, имеет место эффект антиэкранировки и убывание «цветового» Э. з. $g(r)$ с уменьшением r (рис. 2), т. е. на малых расстояниях кварки становятся как бы свободными (т. н. *асимптотическая свобода*). С увеличением расстояния между кварками (и глюонами) Э. з. возрастает, что препятствует их разлёту. Это может оказаться причиной т. н. «инфракрасного удержания» кварков и глюонов (см. *Удержание «цвета»*), призванного объяснить их отсутствие в свободном состоянии.

А. В. Ефремов.

ЭФФУ́ЗИЯ (от лат. effusio — разлитие, растекание), медленное истечение газов через малые отверстия. Различают два случая Э. 1) Диаметр отверстия мал по сравнению с длиной свободного пробега молекул (давление в сосуде очень мало). В этом случае имеет место мол. истечение, при к-ром столкновения между молекулами не играют роли. При этом общая масса газа Q, вытекающая за ед. времени через отверстие, равна:

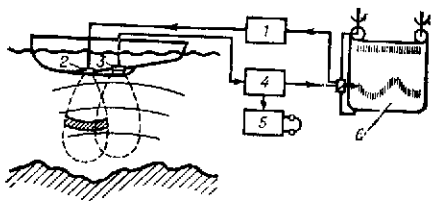
$$Q=(p_1-p_2)\,S\sqrt{\mu/(2\pi RT)},$$

где S — площадь отверстия, μ — молекулярная масса газа, R — универсальная газовая постоянная, T — абс. темп-ра газа, p_1 и p_2 — давление газа по обе стороны отверстия. На этом основан эффузионный метод измерения очень малых давлений (ок. 10^{-3}—10^{-4} мм рт. ст. или 0,1—0,01 Па). 2) Когда давление газа настолько велико, что ср. длина свободного пробега молекул меньше диаметра отверстия, истечение газа происходит по законам гидродинамики: молекулы движутся упорядоченно, вытекая из отверстия в виде струи, и объём газа, проходящего в ед. времени, $\sim 1/\sqrt{\rho}$, где ρ — плотность газа. На этом законе основан метод определения плотности газов по времени их истечения через малые (0,10—0,01 мм) отверстия. Если же давление в сосуде значительно больше внеш. давления, то кол-во вытекающего газа пропорц. давлению в сосуде.

ЭХО, волна, отражённая от к.-л. препятствия и принятая наблюдателем. Акустич. Э. можно наблюдать, напр., при отражении *импульса акустического*. Э. различимо на слух, если принятый и посланный импульсы разделены интервалом времени $\tau\geqslant 50$—60 мс. Э. становится многократным, если имеется несколько отражающих поверхностей. В замкнутых объёмах отд. многочисл. Э. сливаются в сплошной отзвук, наз. *реверберацией*. Последняя может возникать также в открытом пр-ве, напр. в море, при наличии очень большого числа отражающих и рассеивающих объектов (напр., неоднородностей среды, пузырьков воздуха, косяков рыбы).

Э. используется как средство измерения расстояния r от источника сигнала до отражающего объекта: $r=c\tau/2$, где c — скорость распространения волн в среде. На этом принципе основаны разл. применения эхо-сигналов в *гидролокации*, в навигации; существуют спец. *эхолоты* для измерения глубины морского дна. Эхо-методы используются в УЗ дефектоскопии, УЗ уровнемерах и др. приборах, связанных с контрольно-измерит. применениями УЗ. Акустич. Э. служит для нек-рых животных средством ориентировки и поиска добычи (см. *Локация*).

ЭХОЛО́Т, навигационный прибор для определения глубины водоёмов с помощью акустич. эхо-сигналов. Действие Э. основано на измерении промежутка времени τ, прошедшего от момента посылки зондирующего звук. импульса до момента приёма отражённого от дна эхо-сигнала. Глубина дна $h=c\tau/2$, где c — скорость звука в воде. В кач-ве зондирующей посылки в Э. используются *импульсы акустические* длительностью от долей до десятков мс и с частотой заполнения от единиц до неск. десятков (иногда сотен) кГц. УЗ импульс от генератора *1* (рис.) поступает на направленный излучатель (антенну) *2* и излучается в воду; отражённый сигнал принимается антенной *3*, усиливается усилителем *4* и подаётся на блок слухового контроля *5* и индикатор или регистратор *6*. В кач-ве излучателя и приёмника пользуются гл. обр. магнитострикц. или пьезокерамич. преобразователями, работающими на одной или неск. резонансных частотах. Нередко один и тот же преобразователь служит излучателем и приёмником. В кач-ве индикаторов глубин применяются проблесковые указатели с вращающейся неоновой лампой, вспыхивающей в момент приёма эхо-сигнала, стрелочные, цифровые, электронно-лучевые указатели, а также регистраторы-самописцы, записывающие измеряемые глубины на движущейся бумажной ленте электротермич. или хим. способом.



Принципиальная схема устройства эхолота.

Большинство совр. Э. имеет довольно широкую диаграмму направленности ($\sim 30°$), поэтому для подробной и более точной съёмки дна создаются УЗ Э. с очень узкой шириной луча (ок. 1°) и стабилизацией положения излучателя и приёмника в пространстве.

Э. изготавливаются на разные интервалы глубин, в пределах от 0,1 до 12 000 м, и работают при скоростях судна до 50 км/ч и более. Разрешающая способность по глубине определяется в осн. длительностью зондирующего импульса и в меньшей мере — шириной хар-ки направленности. Погрешность Э. составляет от 1% до сотых долей %. Э. используют также для поиска

косяков рыбы и для разнообразных гидроакустич. исследований.

● Федоров И. И., Эхолоты и другие гидроакустические средства, Л., 1960; Толмачев Д., Федоров И., Навигационные эхолоты, «Техника и вооружение», 1977, № 1.

ЭШЕ́ЛЛЕ (эшель) (от франц. échelle — лестница), отражательная *дифракционная решётка*, обеспечивающая концентрацию энергии дифрагированного излучения в спектрах высоких порядков (от 5 до 500; см. *Порядок интерференции*). При относительно небольшом числе штрихов (10—100 штрихов на мм) для Э. характерны очень высокие дисперсия и разрешающая способность. Как диспергирующий элемент он занимает по этим параметрам промежуточное положение между *Майкельсона эшелоном* и *эшелеттом*. Профиль штриха Э. такой же, как у эшелетта, угол наклона зеркальной грани штриха (угол блеска) достигает 75°. Э. применяют в *монохроматорах* высокого разрешения и в *спектрографах* с т. н. скрещённой дисперсией (напр., в спектрографах СТЭ-1 установлены призма и Э., плоскости развёртки спектра к-рых взаимно перпендикулярны). *Л. Н. Капорский.*

ЭШЕЛЕ́ТТ (эшелет) (франц. échelette, от échelle — лестница), отражательная *дифракционная решётка*, способная концентрировать дифрагированное излучение в к.-л. определённом (но не нулевом) порядке спектра n (см. *Порядок интерференции*), ослабляя остальные. Это достигают введением дополнит. разности хода в каждом отд. штрихе, имеющем, как правило, треугольный профиль. Отражат. решётки типа Э. обычно нарезают спец. резцами на металлич. поверхности.

Э. представляет собой систему одинаковых зеркальных площадок (рис.) шириной a, плоскости к-рых параллельны одна другой и образуют с плоскостью заготовки угол i. При падении

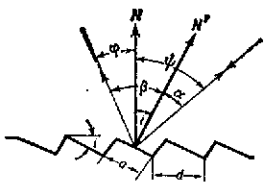


Схема хода лучей для эшелетта: d — постоянная эшелетта; N — нормаль к общей поверхности эшелетта; N' — нормаль к зеркальной грани штриха; ψ — угол падения лучей на эшелетт; φ — угол дифракции; α — угол падения лучей на зеркальную грань штриха; β — угол дифракции от зеркальной грани штриха.

на Э. параллельного пучка лучей на каждой зеркальной площадке происходит дифракция, как на узкой щели, и пучки, дифрагированные на всех площадках, интерферируют. Концентрация энергии дифрагированного излучения в заданном направлении происходит при выполнении след. условий: 1) направление φ на гл. дифракц. максимум от всей решётки совпадает с направлением β на нулевой максимум от отдельного зеркального элемента (штриха); 2) направление на спектр нулевого порядка всей решётки совпадает с направлением на минимум при дифракции от отдельного зеркального элемента. Первое требование означает, что угол дифракции φ, определяемый из условия максимумов для отражат. решётки $d(\sin\psi+\sin\varphi)=n\lambda$, должен совпадать с углом $\beta=-\alpha$ из условия нулевого максимума от отд. штриха. Принимая во внимание, что углы положительны, если они расположены по одну сторону от нормали по ходу часовой стрелки, и учитывая соотношения между углами вида $\varphi=i-\alpha$ и $\psi=i+\alpha$, из условия максимумов можно получить выражение $2\cos(\psi-i)\sin i=n\lambda/d$, позволяющее по заданному углу падения ψ и длине волны λ вычислить угол наклона зеркальной грани i, наз. «углом блеска» и изменяющийся у совр. Э. в пределах 5—20°. Второе требование означает, что для спектра нулевого порядка всей решётки, т. е. при $\psi=-\varphi$, рассматриваемое направление должно совпадать с направлением β, к-рое определяется из условия минимумов при дифракции от отдельного зеркального элемента: $a(\sin\alpha+\sin\beta)=k\lambda$ для $k=-1$. Из рисунка следует, что $\alpha=\psi-i$ и $-\beta=-\varphi+i$. Используя эти выражения, при условии равенства углов падения и дифракции (с учётом знака), можно получить соотношение $-\beta=\psi+i$, к-рое в условии минимумов приводит к соотношению вида $2\sin i\cos\psi=k\lambda/a$. С помощью этого соотношения при известном угле наклона i отд. штриха можно вычислить его ширину a. Если 1-е и 2-е условия выполняются, то максимум отражённой от решётки энергии располагается в направлении зеркального отражения от рабочей плоскости штриха, т. е. в направлении $\alpha=-\beta$. Отражат. решётки чаще всего используют в т. н. автоколлимац. схеме, для к-рой $\psi=\varphi=i$. Из условия максимумов для этого случая легко получить длину волны, к-рой соответствует максимум концентрации энергии: $n\lambda_{макс}=2d\sin i$. Область длин волн вблизи $\lambda_{макс}$ наз. областью высокой концентрации энергии в данном порядке спектра n. Совр. Э. в спектре одного порядка концентрируют до 70—80% энергии падающего излучения. Использование Э. позволяет создавать спектр. приборы, не уступающие по светосиле лучшим приборам с дисперсионными призмами. В СССР изготовляют Э. с числом штрихов от 600 на 1 мм для видимой области до 0,3 штриха на 1 мм для далёкой ИК области ($\lambda\sim500$ мкм).

● Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Нагибина И. М., Интерференция и дифракция света, Л., 1974; Калитеевский Н. И., Волновая оптика, М., 1971.

Л. Н. Капорский.

ЭШЕЛО́Н МА́ЙКЕЛЬСОНА, см. *Майкельсона эшелон.*

Ю

ЮКА́ВЫ ПОТЕНЦИА́Л, потенциал вида $C\exp(-\mu r)/r$, где r — расстояние между ч-цами, C и μ — постоянные; описывает вз-ствие двух ч-ц, к-рое возникает благодаря тому, что они обмениваются промежуточной (виртуальной) ч-цей с ненулевой массой покоя. Радиус действия Ю. п. r_0 определяется массой m промежуточной ч-цы: $r_0=1/\mu=\hbar/mc$. Ю. п. введён япон. физиком Х. Юкавой в 1935, предположившим, что короткодействующий хар-р яд. сил обусловлен обменом между нуклонами гипотетич. ч-цей с массой 200—300 электронных масс. Основываясь на этом, он предсказал существование *пи-мезона.*

С. С. Герштейн.

ЮНГА МО́ДУЛЬ, см. *Модули упругости.*

ЮСТИРО́ВКА (от лат. justus — правильный), совокупность операций по приведению средств измерений в состояние, обеспечивающее их правильное функционирование. Ю. устраняют погрешности, выявленные при контроле или *поверке* средств измерений. Осн. юстировочные операции: проверка состояния средства измерения; регулирование взаимного расположения деталей и узлов при помощи винтов, прокладок и т. д.; устранение дефектов при помощи шлифовки, притирки, доводки; замена отдельных деталей и узлов. Ю. оптич. систем заключается гл. обр. в регулировании взаимного расположения оптич. деталей (линз, призм, зеркал) с целью их центрирования и обеспечения высокого качества изображения. В оптических системах обычно предусматриваются устройства, регулирующие положение оптических деталей и их закрепление при Ю. Термин «Ю.» обычно применяется в отношении измерительных приборов, в частности оптико-механических; в отношении механизмов чаще применяют термин «регулировка».

Я

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА, включает исследование всех яд. процессов, происходящих в звёздах и др. косм. объектах. В нек-рой степени она перекрывается с физикой косм. лучей и *нейтринной астрофизикой*. Яд. процессы, т. е. яд. реакции и слабые вз-ствия, приводят к выделению (поглощению) энергии, а также к образованию (распаду) разл. хим. элементов. В задачи Я. а. входит гл. обр. определение вероятности разных яд. процессов и их энергетич. эффекта. Эти данные используются в теории эволюции звёзд и в теории нуклеосинтеза. Для теории эволюции звёзд наиболее важны яд. реакции между заряженными ч-цами, включая протоны, альфа-частицы и т. д. Они происходят внутри звёзд в условиях термодинамич. равновесия при максвелловском распределении ч-ц по скоростям. Поэтому скорость таких термояд. реакций пропорц. вероятности преодоления кулоновского барьера, усреднённой по равновесному распределению относит. скоростей ч-ц. В результате интенсивность термояд. реакций и их энерговыделение резко возрастают с темп-рой. Весьма важен учёт электронного экранирования в плазме, к-рое снижает высоту барьера и облегчает протекание яд. реакций. Для вычисления скоростей реакций используются наряду с эксперим. данными разл. теоретич. модели ядер. Процессы слабых вз-ствий часто входят в цепочку яд. процессов, в частности в первую реакцию *водородного цикла* $^1H+^1H \to D+e^+ +\nu$, где e^+ — позитрон, ν — нейтрино. На поздних стадиях эволюции звёзд, когда эл-ны становятся вырожденными, для слабых вз-ствий характерен запрет на радиоактивный бета-распад ядер. Для этих же условий характерны *электронные захваты* (при непрерывном энергетическом спектре электронов, в отличие от обычного в земных условиях К-захвата).

Я. а. приводит к выводу о существовании определённых выделенных стадий термояд. горения в ходе эволюции звезды. Длительное существование звёзд на главной последовательности обязано водородной стадии горения (водородному циклу или углеродному циклу яд. реакций). За водородным горением следует гелиевое горение с реакцией синтеза углерода из трёх ядер гелия. Гелиевое горение свойственно звёздам типа гигантов и сверхгигантов. После гелиевого горения последовательно наступают углеродная, неоновая, кислородная и, наконец, кремниевая стадии горения. Каждая стадия состоит из сложной системы осн. и второстепенных яд. процессов, из к-рых лишь первые существенны для энергетич. эффекта. Второстепенные реакции, однако, важны в нуклеосинтезе. Осн. реакции послегелиевых стадий типа $(\alpha\gamma)$ сопровождаются второстепенными: (αp), $(p\gamma)$, (αn), $(n\gamma)$ и т. д. В конце кремниевого горения темп-ра в центре звезды увеличивается до $\sim 3\cdot 10^9$К (рост темп-ры и плотности по закону $T\sim\rho^{1/3}$ составляет суть эволюции звезды). В этих условиях эффективная энергия теплового движения реагирующих ч-ц достигает ~ 1 МэВ, кулоновский барьер практически исчезает и наступает яд. статистич. равновесие. Нек-рое различие концентраций нейтронов и протонов по сравнению с нач. составом звезды явл. результатом неравновесных слабых вз-ствий. Равновесное горение характерно для начала и хода *гравитационного коллапса* — последнего этапа эволюции звезды перед переходом её в состояние *нейтронной звезды*. В оболочке коллапсирующей звезды, однако, происходят яд. реакции предыдущих стадий, по во взрывном режиме. Им сопутствует взрывной нуклеосинтез. В немалой степени эти взрывные процессы влияют на сброс оболочки, т. е. на вспышку *сверхновой звезды*. При гравитац. коллапсе и вспышке сверхновой звезды образуется заметное количество свободных нейтронов, роль к-рых на более ранних стадиях была невелика. В присутствии элементов группы железа свободные нейтроны быстро захватываются этими элементами (т. н. r-процесс), что ведёт к образованию всех более тяжёлых хим. элементов и увеличению их доли в изотопном составе вещества Вселенной. Синтезу тяжёлых элементов содействуют также реакции со свободными протонами.

Я. а. изучает яд. процессы в звёздах, основываясь на материале эксперим. яд. физики, к-рая непрерывно совершенствуется. В Я. а. появляются новые области исследования, в частности нейтринный нуклеосинтез. Мощный поток нейтрино, порождённый коллапсом звезды, вызывает яд. превращения в окружающем её в-ве. Этот процесс даёт вклад в образование самых лёгких ядер (помимо реакции скалывания) и обойдённых ядер (помимо реакций с быстрыми протонами). Ещё можно указать на нуклеосинтез очень тяжёлых ядер благодаря делению и бета-распадам в сгустках в-ва, гипотетически выброшенного из недр нейтронных звёзд. Прежде образование сверхтяжёлых элементов с трудом объяснялось r-процессом (см. *Нуклеосинтез*).

● Бербидж Дж., Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1964; Франк-Каменецкий Д. А., Ядерная астрофизика, М., 1967; Тейлер Р. Дж., Происхождение химических элементов, пер. с англ., М., 1975. *В. С. Имшенник.*

ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ, пространственно безграничная однородная система нуклонов, находящаяся в устойчивом по отношению к самопроизвольному расширению или сжатию состоянии. Я. м.— теор. идеализация, к к-рой приближаются ядра с очень большим числом нуклонов и космические тела, обладающие плотностью порядка ядерной, напр. *нейтронные звёзды*.

ЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, совокупность методов исследования ат. ядер по их излучению, сопровождающему яд. превращения и переходы ядер из одного состояния в другое. Измерение энергии, интенсивности, углового распределения и поляризации излучений, испускаемых ядром либо в процессе радиоактивного распада (α- и β-спектроскопии), либо при переходе ядра из возбуждённое (γ-спектроскопия), либо в *ядерных реакциях* (*прямых ядерных реакциях*, реакциях *кулоновского возбуждения ядра* и резонансных реакциях) даёт информацию о спектре яд. состояний — энергиях, спинах, чётностях, изотопических спинах и др. квант. характеристиках. Особое место занимает *нейтронная спектроскопия*.

Арсенал технич. средств совр. Я. с. разнообразен. Он включает в себя магнитные спектрометры для измерения энергий заряженных ч-ц (см. *Бета-спектрометр*), кристалл-дифракционные спектрометры для измерения энергий γ-излучения, различные детекторы частиц, позволяющие регистрировать и измерять энергию частиц и γ-квантов по эффектам взаимодействия быстрых ч-ц с атомами в-ва (возбуждение и ионизация атомов). Среди приборов этого типа большое значение приобрели твёрдотельные детекторы (см. *Сцинтилляционный счётчик*, *Полупроводниковый детектор*), сочетающие хорошую энергетическую разрешающую способность ($\sim 1-10\%$) с высокой «светосилой» (долей эффективно используемого излучения), достигающей в нек-рых приборах величин, близких к 1.

Благодаря появлению ПП детекторов и развитию ускорит. техники (см. *Ускорители* заряженных частиц), а также применению ЭВМ (для накопления и обработки эксперим. данных и для управления экспериментом) возникли автоматизированные измерит. комплексы, позволяющие получить большие объёмы систематизированной прецизионной информации о свойствах ядер.

Методы Я. с. применяются практически во всех яд. исследованиях и за пределами физики — в биологии, химии, медицине, технике; напр., активационный анализ опирается на данные о схемах распада радиоактивных ядер; *Мёссбауэра эффект*, первоначально использовавшийся в Я. с. как метод измерения времён жизни возбуждённых состояний ядер, применяется для исследования электронной структуры *твёрдого тела*, строения молекул и др. Данные Я. с. необходимы также при хим., биол. и др. исследованиях методами *изотопных индикаторов*.

● Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969.

А. А. Сорокин.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, раздел физики, посвящённый изучению структуры ат. ядра, процессов радиоактивного распада и механизма яд. реакций. К Я. ф. иногда относят также физику элементарных ч-ц. Иногда разделами Я. ф. продолжают считать направления исследований, ставшие самостоят. ветвями техники, напр. ускорит. технику (см. *Ускорители*), яд. энергетику. Исторически Я. ф. возникла до установления факта существования атомного ядра, возраст её можно исчислять со времени открытия *радиоактивности*.

Обычно различают Я. ф. низких, промежуточных и высоких энергий. К Я. ф. низких энергий относят проблемы строения ядра, изучение радиоактивного распада ядер, а также исследования яд. реакций, вызываемых ч-цами с энергией до 200 МэВ. Энергии от 200 МэВ до 1 ГэВ наз. промежуточными, а свыше 1 ГэВ — высокими. Это разграничение в значит. мере условно и сложилось в соответствии с историей развития ускорит. техники. В совр. Я. ф. структуру ядра исследуют с помощью ч-ц высоких энергий, а фундаментальные св-ва элементарных ч-ц устанавливают в результате исследования радиоактивного распада ядер.

Обширной составной частью Я. ф. низких энергий явл. *нейтронная физика*, охватывающая исследования вз-ствий медленных нейтронов с в-вом и яд. реакции под действием нейтронов. Новой областью Я. ф. явл. изучение яд. реакций под действием многозарядных ионов. Эти реакции используются как для поиска новых тяжёлых ядер (см. *Трансурановые элементы*), так и для изучения механизма вз-ствия сложных ядер друг с другом. Отдельное направление Я. ф.— изучение вз-ствия ядер с эл-нами и фотонами (см. *Фотоядерные реакции*). Все эти разделы Я. ф. тесно переплетаются друг с другом и связаны общими целями.

Арсенал эксперим. средств Я. ф. разнообразен и технически сложен. Его основу составляют *ускорители* заряженных ч-ц (от эл-нов до многозарядных ионов), *ядерные реакторы*, служащие мощными источниками нейтронов, и *детекторы* частиц. Для совр. яд. эксперимента характерны большие интенсивности потоков ускоренных заряж. ч-ц или нейтронов, позволяющие исследовать редкие яд. процессы и явления, и одновременная регистрация неск. ч-ц, испускаемых в одном акте яд. столкновения. Множество данных, получаемых в одном опыте, требует использования ЭВМ, сопрягаемых непосредственно с регистрирующей аппаратурой.

Центр. проблема теор. Я. ф.— квант. задача о движении мн. тел, сильно взаимодействующих друг с другом. Из теории ядра и элементарных ч-ц возникли и развились новые направления теор. физики, получившие впоследствии применение в др. областях физики и положившие начало новым матем. исследованиям (напр., обратная задача теории рассеяния и её применения к решению нелинейных уравнений в частных производных и др.). Велико прикладное значение Я. ф.; широки и разнообразны её практич. приложения — от яд. оружия и яд. энергетики до диагностики и терапии в медицине. Вместе с тем Я. ф. остаётся фундаментальной наукой, от прогресса к-рой можно ожидать выяснения глубоких свойств строения материи и открытия новых законов природы.

● См. лит. при ст. *Ядро атомное.*

И. С. Шапиро.

ЯДЕРНАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ЭМУ́ЛЬСИЯ, фотоэмульсия для регистрации траекторий (треков) заряж. ч-ц. Франц. физик А. Беккерель в 1896 обнаружил радиоактивность солей U по вызываемому ими почернению обычной фотоэмульсии. В 1910 япон. физик С. Кипосита установил, что зёрна галогенида Ag обычной фотоэмульсии становятся способными к проявлению, если через них прошла α-частица. В 1927 Л. В. Мысовский с сотрудниками изготовили пластинки с толщиной эмульс. слоя 50 мкм и наблюдали с их помощью рассеяние α-частиц на ядрах эмульсии. В 30-х гг. началось изготовление спец. Я. ф. э. (со стандартными св-вами), с помощью к-рых можно было регистрировать следы медленных ч-ц (α-частиц, протонов). В 1937—38 австр. физики М. Блау и Г. Бомбахер и А. П. Жданов с сотрудниками наблюдали в Я. ф. э. расщепления ядер, вызванные косм. излучением. В 1945—48 появились релятив. Я. ф. э. для регистрации релятив. ч-ц. Метод Я. ф. э. стал точным количеств. методом исследований.

Я. ф. э. отличаются от обычных фотоэмульсий двумя особенностями: отношение кол-ва галогенида Ag к желатине в 8 раз больше; толщина слоя, как правило, в 10—100 раз больше и достигает иногда 1000—2000 мкм (стандартная толщина фирменных Я. ф. э. 100—600 мкм). Зёрна галогенида Ag в эмульсии имеют ср. линейный размер обычно 0,08—0,30 мкм.

Заряж. ч-цы, проходя через Я. ф. э., создают чувствит. центры в нек-рых лежащих на их пути зёрнах галогенида Ag (скрытое изображение). После проявления эти зёрна превращаются в кристаллики металлич. Ag, к-рые непрозрачны и после фиксирования Я. ф. э. образуют вдоль трека ч-цы цепочку чёрных зёрен. Следы ч-ц наблюдают с помощью микроскопов при увеличении 200—2000.

В яд. физике Я. ф. э. обычно используют в виде слоёв, наклеенных на стеклянные подложки. При исследовании ч-ц высоких энергий (на *ускорителях* или в *космических лучах*) эмульсионные слои иногда снимают с подложки и укладывают в большие с т о п к и в неск. сотен слоёв. Объём стопок доходит до десятков л — образуется практически сплошная фоточувствит. масса. После экспозиции отд. слои наклеивают на стеклянные подложки и обрабатывают. Положение слоёв маркируют, благодаря чему траекторию частиц прослеживают по всей стопке, переходя от слоя к слою.

Пробег ч-цы с зарядом Q и скоростью v в Я. ф. э. до остановки ч-цы пропорц. массе M ч-цы. При достаточно большой скорости плотность зёрен (число проявленных зёрен на ед. длины следа) $g \sim Q^2/v^2$. Если плотность зёрен слишком велика, они сливаются в сплошной чёрный след. В этом случае (особенно при большом Q) мерой скорости ч-цы может служить число вторичных т. н. δ-электронов, образующих вдоль следа характерные ответвления. Их плотность также $\sim Q^2/v^2$. Если $Q = e$ (заряду эл-на), а $v \sim c$, то след частицы в релятив. Я. ф. э. имеет вид прерывистой линии из 15—30 чёрных зёрен на 100 мкм пути.

В Я. ф. э. можно измерять рассеяние ч-ц. Ср. угловое отклонение на ед. пути $\varphi \sim Q/pv$ (p — импульс ч-цы). Я. ф. э. можно поместить в очень сильное магн. поле и измерить импульс ч-цы и знак её заряда, что позволяет определить Q, M и v. Достоинства метода Я. ф. э. как трекового *детектора* ч-ц — высокое пространств. разрешение (можно различать явления, отделённые расстоянием в ~1 мкм, что для релятив. ч-цы соответствует временам пролёта $\sim 10^{-16}$ с) и возможность длит. накопления редких событий. Методом Я. ф. э. были открыты *пи-мезоны*, обнаружено вз-ствие Λ- и *К*-мезонов после остановки. С помощью Я. ф. э. удалось оценить время жизни π^0-мезона, обнаружить распад *К*-мезона на 3 пиона, открыть Σ-*гиперон*, *гиперядра*, антилямбдагиперон. Методом Я. ф. э. был исследован состав первичного косм. излучения и показано, что, кроме протонов, в нём есть

ядра He и более тяжёлых элементов, вплоть до Fe. В 50-е гг. были организованы междунар. экспедиции с целью подъёма многолитровых эмульсионных стопок на баллонах в высокие слои атмосферы и на разл. геомагнитные широты. Части стопок были распределены между десятками лабораторий мира, работавших по согласованным программам. Это позволило в короткие сроки накопить большую статистику и привело к нек-рым из перечисленных выше открытий.

Хотя при исследовании ч-ц высоких энергий *пузырьковые камеры* потеснили Я. ф. э., последние всё же продолжают использоваться. Я. ф. э. применяются также в *авторадиографии*: в структуру исследуемого объекта вводится небольшое кол-во радиоактивных атомов, к-рые обнаруживают своё присутствие распадами, и Я. ф.э., помещённая вблизи объекта, может указать их локализацию. Для увеличения разрешения и чувствительности метода Я. ф. э. в жидком виде иногда наносят непосредственно на объект или применяют тонкие слои Я. ф. э., снятые с подложки. При этом можно измерять как полное почернение Я. ф. э., так и регистрировать индивидуальные следы, достигая пространств. разрешения ~ 1 мкм.

● Пауэлл С., Фаунер П., Перкинс Д., Исследование элементарных частиц фотографическим методом, пер. с англ., М., 1962.

А. О. Вайсенберг.

ЯДЕРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, совокупность методов яд. физики, в к-рых используются электронные приборы для регистрации, преобразования и обработки информации, поступающей от *детекторов* ч-ц. Малая длительность процессов и, как правило, высокая их частота, а также наличие посторонних процессов (фона) требуют от приборов Я. э. высокого временно́го разрешения ($\sim 10^{-9}$ с). Необходимость одновременного измерения большого числа параметров (амплитуды сигнала, времени его прихода, координаты точки его детектирования и др.) привела к тому, что именно в Я. э. впервые были разработаны схемы аналого-цифрового преобразования, применены цифровые методы накопления информации, многоканальный и многомерный анализ с использованием ЭВМ.

При регистрации ч-ц, а также фотонов рентг. и γ-излучений задача Я.э. сводится к счёту импульсов от детектора; при идентификации типа ч-ц или при исследовании их спектра анализируются форма импульса, его амплитуда или относит. задержка между импульсами. В случае исследования пространств. распределения ч-ц регистрируются номера «сработавших» детекторов или непосредственно определяется координата точки детектирования.

В устройствах Я. э. используются методы антисовпадений и совпадений, амплитудные дискриминаторы, линейные схемы пропускания и сумматоры, многоканальные временные и амплитудные анализаторы, а также устройства для съёма информации с координатных детекторов (искровых камер и пропорциональных камер) и т. д.

Устройство для регистрации ч-ц содержит: детектор; усилитель сигнала; преобразователь, к-рый переводит сигнал детектора в стандартный импульс либо преобразует амплитуду или время прихода сигнала в цифровой код; регистрирующий прибор (счётчики импульсов, запоминающие устройства, ЭВМ, реже — самопишущие приборы или фотоаппаратура).

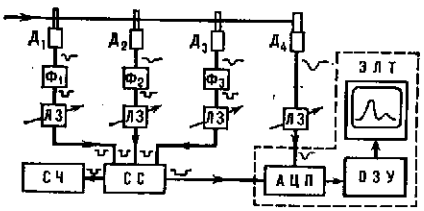


Рис. 1. Схема спектрометра заряж. ч-ц.

На рис. 1 изображена упрощённая система для исследования спектра ч-ц. Заряж. ч-ца пересекает детекторы $Д_1$—$Д_3$ и останавливается в детекторе $Д_4$. Сигналы с $Д_1$—$Д_3$ через формирователи $Ф_1$, $Ф_2$, $Ф_3$ поступают на схему совпадений СС, к-рая отбирает те события, при к-рых сигналы на её входы приходят одновременно. Одновременность прихода импульсов обеспечивается согласующимися линиями задержки ЛЗ. Схема совпадения вырабатывает сигнал, к-рый «разрешает» преобразование исследуемого импульса от детектора $Д_4$. Результат преобразования из аналого-цифрового преобразователя АЦП в виде цифрового кода заносится в оперативное запоминающее устройство ОЗУ или ЭВМ. Измеренный амплитудный спектр выводится на экран электронно-лучевой трубки ЭЛТ. Часть системы, ограниченная пунктиром, представляет собой многоканальный амплитудный анализатор импульсов. Скорость счёта на выходе схемы совпадений, фиксируемая счётчиком СЧ, показывает число зарегистрированных событий. Временно́й отбор сигналов осуществляется схемами совпадений, к-рые срабатывают от импульсов с определённой длительностью и амплитудой.

Для амплитудного отбора используются дискриминаторы, к-рые генерируют выходной импульс, если амплитуда входного сигнала либо больше определённой величины (интегр. дискриминатор), либо заключена в определ. пределах (дифф. дискриминатор). Дискриминаторы выполняются по схеме триггера Шмидта (спусковая схема) или с использованием схем сравнения (компараторов), выполненных в виде интегр. схем. Последние представляют собой высокочувствит. усилители — ограничители.

В совр. Я. э. блоки, реализующие одну логич. ф-цию («И», «ИЛИ» и др.), уступают место универсальным многофункциональным устройствам, логич. ф-ции к-рых можно задавать извне. Такие устройства реализуются на базе постоянных запоминающих устройств, программируемых логических матриц или матриц вентилей. Вычислит. техника позволила создать автоматизированную аппаратуру с программно регулируемыми параметрами: ЭВМ управляет порогами срабатывания схем, временны́м разрешением, задержкой сигналов, логикой отбора событий, режимом работы измерит. системы и т. д. Внедряются в эксперимент микропроцессоры и спец. процессоры для распознавания образов, для накопления и предварит. обработки результатов измерений. Накопление эксперим. данных происходит в ЭВМ с последующей записью на магн. ленту. Результаты предварит. обработки выводятся на экран электронно-лучевой трубки, что позволяет оператору вмешиваться в ход измерений. ЭВМ управляет разл. исполнит. устройствами: моторами, перемещающими детекторы или мишени, реле, коммутаторами сигналов и т. д. (рис. 2).

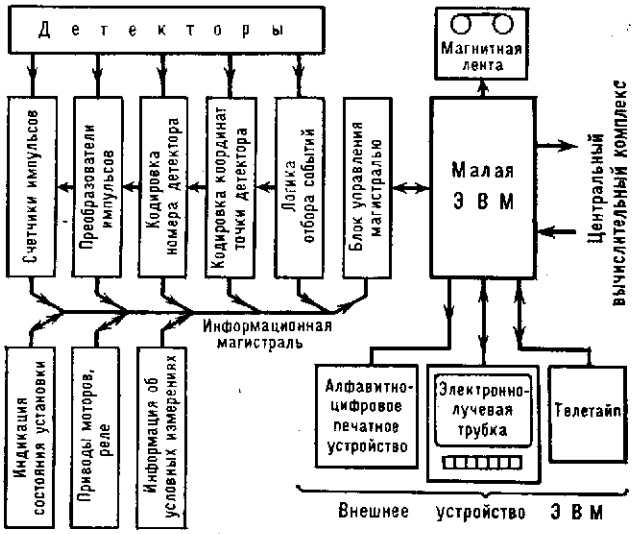
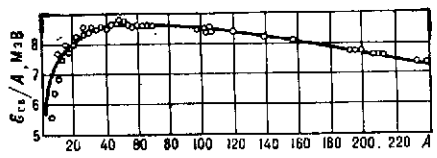


Рис. 2. Система накопления и обработки информации в ядерно-физ. эксперименте.

● Ковальский Е., Ядерная электроника, пер. с англ., М., 1972; Электронные методы ядерной физики, М., 1973; Колпаков И. Ф., Электронная аппаратура на линии с ЭВМ в физическом эксперименте, М., 1974; Современная ядерная электроника, т. 1—2, М., 1974—75.

Ю. А. Семёнов.

ЯДЕРНАЯ ЭНЕ́РГИЯ (атомная энергия), внутр. энергия ат. ядра, выделяющаяся при ядерных превращениях. Энергия, к-рую необходимо затратить для расщепления ядра на составляющие его нуклоны, наз. *энергией связи* ядра $\mathcal{E}_{св}$. Это макс. энергия, к-рая может выделиться. Энергия связи ядра складывается из энергии притяжения нуклонов друг к другу под действием ядерных сил и энергии электростатич. отталкивания протонов. Яд. силы обладают тем св-вом, что каждый нуклон сильно взаимодействует лишь с небольшим числом соседних. Поэтому уже начиная с ядер Не уд. энергия связи $\mathcal{E}_{св}/A$ (A — массовое число) слабо растёт с увеличением A. Для нуклонов, находящихся на периферии ядра, притяжение к остальным нуклонам явл. более слабым. В лёгких ядрах относительное число таких нуклонов велико; оно уменьшается с ростом A. В результате с увеличением A значение $\mathcal{E}_{св}/A$ возрастёт. В тяжёлых же ядрах $\mathcal{E}_{св}/A$ убывает с ростом A, т. к. энергия притяжения растёт пропорц. $A \approx 2Z$ (Z — число протонов), а энергия электростатич. отталкивания растёт пропорц. Z^2. Максимум отношения



$\mathcal{E}_{св}/A$ достигается в области Fe (A=56, рис.). Т. о., экзотермическими явл. реакции яд. синтеза — образования лёгких ядер из легчайших и реакции деления тяжёлых ядер, а также спонтанный *альфа-распад*. Зависимость уд. энергии связи от A обладает тонкой структурой, связанной с наличием в ядре замкнутых оболочек (см. *Ядро атомное*, *Магические ядра*). Реакции яд. синтеза из-за наличия кулоновского барьера могут развиваться лишь на ч-цах высоких энергий, т. е. при высоких темп-рах среды. Они явл. источником звёздной энергии. Реакции в звёздах протекают с образованием ^{4}He и выделением энергии ~7 МэВ/нуклон ($1{,}8 \cdot 10^8$ кВт·ч/кг). В земных условиях удалось осуществить слияние двух дейтронов, сопровождающееся выделением энергии ок. 1 МэВ/нуклон, и синтез дейтрона и тритона с выделением энергии 3,5 МэВ/нуклон (см. *Управляемый термоядерный синтез*).

В реакции деления ^{235}U нейтронами выделяется ок. 202 МэВ в 1 акте деления. Из них ок. 12 МэВ уносят нейтрино. Т. о., реально выделяющаяся Я. э. составляет 0,86 МэВ/нуклон ($2{,}2 \cdot 10^7$ кВт·ч/кг). Пока в качестве источника Я. э. используются только реакции деления ядер (см. *Ядерное топливо*, *Ядерный реактор*).

А. М. Петросьянц.

ЯДЕРНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ, потоки ч-ц и γ-квантов, образующихся при яд. превращениях (яд. реакциях, радиоактивном распаде).

ЯДЕРНОЕ ТО́ПЛИВО, вещество, к-рое используется в *ядерных реакторах* для осуществления *ядерной цепной реакции* деления. Существует только одно природное Я. т.— урановое, к-рое содержит делящиеся ядра ^{235}U, обеспечивающие поддержание цепной реакции (ядерное горючее), и т. н. «сырьевые» ядра ^{238}U, способные захватывать нейтроны и превращаться в новые делящиеся ядра ^{239}Pu, не существующие в природе (вторичное горючее):

$$^{238}\mathrm{U}(n,\gamma)\,^{239}\mathrm{U} \xrightarrow[23\ \text{мин}]{\beta^-} {}^{239}\mathrm{Np} \xrightarrow[2{,}3\ \text{дня}]{\beta^-} {}^{239}\mathrm{Pu} \xrightarrow[2{,}4\cdot10^4\ \text{лет}]{\alpha}.$$

Вторичным горючим явл. также не встречающиеся в природе ядра ^{233}U, образующиеся в результате захвата нейтронов сырьевыми ядрами ^{232}Th:

$$^{232}\mathrm{Th}(n,\gamma)\,^{233}\mathrm{Th} \xrightarrow[22{,}4\ \text{мин}]{\beta^-} {}^{233}\mathrm{Pa} \xrightarrow[27{,}4\ \text{дня}]{\beta^-} {}^{233}\mathrm{U} \xrightarrow[1{,}6\cdot10^5\ \text{лет}]{\alpha}.$$

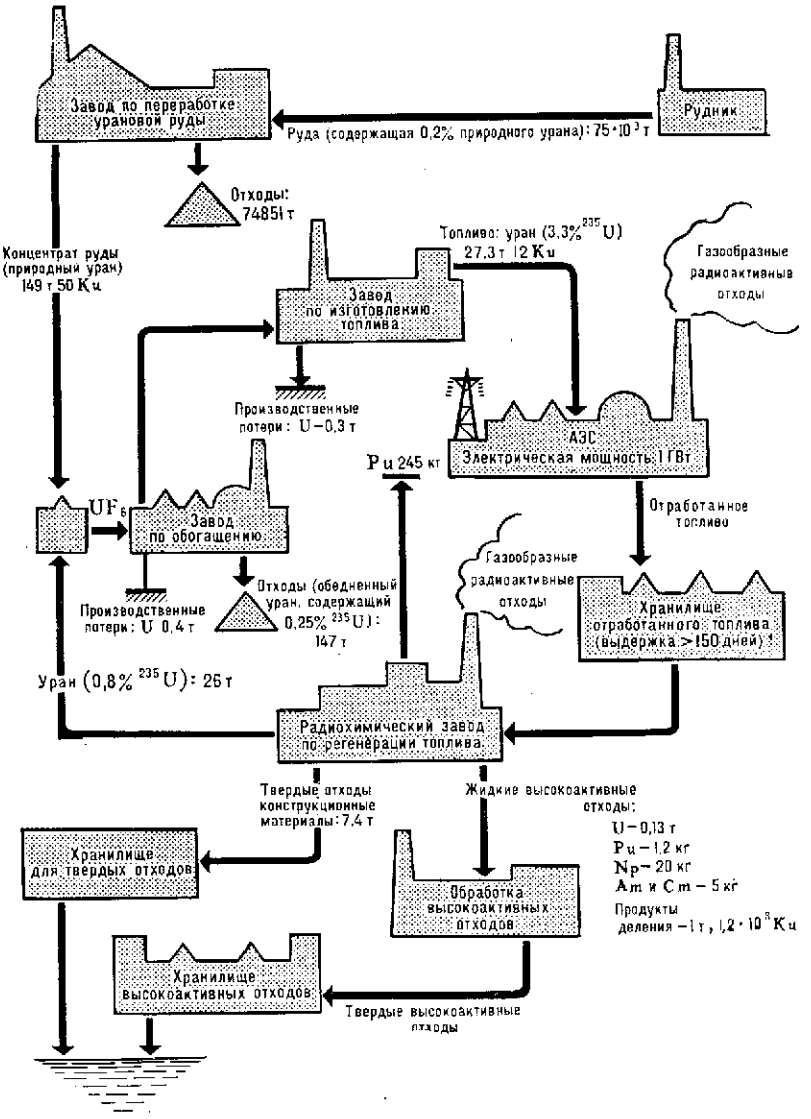


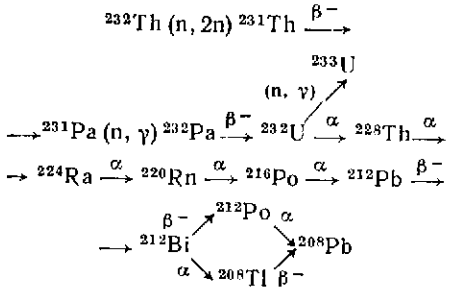
Схема уранового топливного цикла для ат. электростанции (АЭС) электрич. мощностью 1 ГВт (легководный реактор). Roth E., Thorium fuel cycle, Vienna, 1970 (IAEA Publ. STI/Publ. 21. Bibl. ser., № 39).

Я. т. размещено в тепловыделяющих элементах (ТВЭЛах) яд. реактора. По химич. составу Я. т. может быть металлическим (включая сплавы), карбидным, окисным, нитридным и др.

Урановое Я. т. для яд. реакторов на тепловых нейтронах имеет обычно повышенное содержание изотопа ^{235}U (2—4% по массе вместо 0,71% в естеств. уране) и характеризуется низким коэфф. использования урана. Несравнимо более высокий коэфф. использования урана может быть достигнут в *реакторах-размножителях* на быстрых нейтронах. В них пока применяется уран с высоким содержанием ^{235}U (до 30%), но в будущем, по мере накопления запасов ^{239}Pu, Я. т. будет служить смесь урана с плутонием, в к-рой будут использоваться природный уран и даже уран, обеднённый ^{235}U (к-рого накопилось в мире уже большое кол-во). По степени возрастания коэфф. воспроизводства Я. т. располагается в след. порядке: (U, Pu)O_2, (U, Pu)C, (U, Pu)N и металлическое Я. т. (сплавы).

Произ-во уранового Я. т. (топливный цикл; рис.) начинается с добычи и переработки урановых руд с целью получения очищенной закиси-окиси урана U_3O_8. Далее U_3O_8 переводят или в тетрафторид UF_4 для последующего получения металлич. урана, или в гексафторид UF_6— единств. устойчивое газообразное соединение U, используемое для обогащения урана изотопом ^{235}U. Обогащение осуществляется методом газовой диффузии или центрифугированием (см. *Изотопов разделение*). Далее UF_6 переводят в двуокись или в др. соединения, к-рые используются для изготовления сердечников ТВЭЛов. К последним предъявляются жёсткие требования в отношении стехиометрич. состава и содержания посторонних примесей.

Торий ^{232}Th как сырьевой материал для получения делящихся ядер ^{233}U пока не нашёл применения по ряду причин: 1) Th не образует богатых месторождений, и технология его извлечения из руд сложнее; 2) наряду с ^{233}U образуется ^{232}U, к-рый, распадаясь, даёт γ-активные ядра (^{212}Bi, ^{208}Tl), усложняющие произ-во ТВЭЛов:



Отработавшие ТВЭЛы направляют на переработку с целью регенерации Я. т. для повторного его использования. U и Pu очищают от продуктов деления, затем Pu в виде PuO_2 направляют для изготовления сердечников, а U в зависимости от изотопного состава или также направляют для изготовления сердечников, или переводят в UF_6 с целью обогащения изотопом ^{235}U. Регенерация Я. т.— сложный процесс переработки высокорадиоактивных в-в, требующий защиты от радиоактивных излучений и дистанц. управления всеми операциями даже после длит. выдержки отработавших ТВЭЛов в спец. хранилищах. При этом в каждом аппарате ограничивается допустимое кол-во делящихся в-в, чтобы предупредить возникновение спонтанной цепной реакции. Сложную проблему представляет переработка и обезвреживание радиоактивных отходов. Разработаны методы остекловывания и битумирования отходов и их захоронения в отвержденном виде в глубокие геологические формации.

● Петросьянц А. М., Проблемы атомной науки и техники, 4 изд., М., 1979; Синев Н. М., Батуров Б. Б., Экономика атомной энергетики, М., 1980; Землянухин В. И., Ильенко Е. И., Кондратьев А. П., Радиохимическая переработка ядерного топлива АЭС, М., 1983; Займовский А. С., Калашников В. В., Головнин И. С., Тепловыделяющие элементы атомных реакторов, 2 изд., М., 1966.

А. М. Петросьянц, Ф. Г. Решетников, Д. И. Скороваров.

ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ, приближённые представления, используемые для описания неск-рых св-в ядер, основанные на отождествлении ядра с к.-л. др. физ. системой, св-ва к-рой либо хорошо изучены, либо поддаются сравнительно простому теор. анализу. Таковы, напр., модель жидкой капли, ротатора («волчка»), оболочечная модель ядра и др. (см. *Ядро атомное*).

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, превращения ат. ядер при вз-ствии с ч-цами, в т. ч. с γ-квантами или друг с другом. Для осуществления Я. р. необходимо сближение ч-ц (двух ядер, ядра и нуклона и т. д.) на расстояние $\sim 10^{-13}$ см. Энергия налетающих положительно заряж. ч-ц должна быть порядка или больше высоты кулоновского потенц. барьера ядер (для однозарядных ч-ц $\sim$10 МэВ). В этом случае Я. р., как правило, осуществляются бомбардировкой мишеней пучками ускоренных ч-ц. Для отрицательно заряж. и нейтральных ч-ц кулоновский барьер отсутствует, и Я. р. могут протекать даже при тепловых энергиях налетающих ч-ц.

Я. р. записывают в виде: A (a, bcd) B, где A — ядро мишени, a — бомбардирующая ч-ца, b, c, d — испускаемые в Я. р. ч-цы, B — остаточное ядро (в скобках записываются более лёгкие продукты реакции, вне — более тяжёлые). Часто Я. р. может идти неск. способами, напр.:

^{63}Cu (p, n) ^{63}Zn; ^{63}Cu (p, 2n) ^{62}Zn;

^{63}Cu (p, pn) ^{62}Cu; ^{63}Cu (p, p) ^{63}Cu,

^{63}Cu (p, p′) $^{63}Cu^*$ (неупругое рассеяние протонов)

Совокупность сталкивающихся ч-ц в определённом квант. состоянии (напр., р и ядро ^{63}Cu) наз. *входным каналом* Я. р. Ч-цы, рождающиеся в результате Я. р., в определённых квант. состояниях (напр., n и ядро ^{63}Zn с определённым орбит. моментом и проекцией спинов на выделенное направление) образуют *выходной канал* Я. р.

Я. р.— осн. метод изучения структуры ядра и его св-в (см. *Ядро атомное*). Я. р. подчиняются законам сохранения электрич. заряда, *барионного заряда*, энергии и импульса. Я. р. могут протекать с выделением и с поглощением энергии Q, к-рая примерно в 10^6 раз превышает энергию, поглощаемую или выделяемую при хим. реакциях. Поэтому в Я. р. можно заметить изменение масс взаимодействующих ядер: согласно закону сохранения энергии, энергия Q, выделяемая или поглощаемая при Я. р., равна разности сумм масс ч-ц (в энергетич. ед.) до и после Я. р.

Сечение в выход Я. р. Сечения Я. р. σ зависят от энергии $\mathcal{E}$ налетающей ч-цы, типа Я. р., углов вылета и ориентации *спинов* ч-ц — продуктов реакции. Величина σ колеблется в пределах 10^{-27}—10^{-21} $см^2$. Если радиус ядра R больше, чем длина *волны де Бройля* ч-цы $\lambda\!\!\!^{-}$, то макс. сечение Я. р. определяется геом. сечениями ядер $\sigma_{макс} = \pi R^2$. Для нуклонов с энергией $\mathcal{E} \approx 10/A^{2/3}$ МэВ, $\lambda\!\!\!^{-} \approx R$. В области малых энергий $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$ и сечение σ определяется уже не величиной R, а значением $\lambda\!\!\!^{-}$, напр. для медленных нейтронов $\sigma_{макс} \approx \pi\lambda\!\!\!^{-2}$. В промежуточной области энергии $\sigma_{макс} = \pi(R + \lambda\!\!\!^{-})^2$.

Выход Я. р.— отношение W числа актов N Я. р. к числу ч-ц, упавших на 1 $см^2$ мишени. Для тонкой мишени $W = n\sigma$, где n — число ядер на 1 $см^2$ поверхности мишени. Для медленных заряж. ч-ц W мало (10^{-3}—10^{-6}), для ч-ц высоких энергий выход больше. Для нейтронов и π-мезонов выход может достигать 1.

Механизмы Я. р. Налетающая ч-ца, напр. нуклон, может войти в ядро и вылететь из него под др. углом, но с той же энергией (*упругое рассеяние*). Нуклон может столкнуться непосредственно с нуклоном ядра; при этом, если один или оба нуклона имеют энергию, большую, чем энергия, необходимая для вылета из ядра, то они могут покинуть ядро без вз-ствия с др. его нуклонами (*прямой процесс*). Существуют и более сложные прямые процессы, при к-рых энергия налетающей ч-цы передаётся непосредственно одному или небольшой группе нуклонов ядра (см. *Прямые ядерные реакции*). Если энергия, внесённая влетевшей ч-цей, постепенно распределится между мн. нуклонами ядра, то состояния возбуждения ядра будут становиться всё более и более сложными, однако через нек-рое время наступит динамич. равновесие — разл. яд. конфигурации будут возникать и распа-

даться в образовавшейся системе, наз. *составным ядром*. Составное ядро неустойчиво и через короткое время распадается. Если в нек-рых конфигурациях энергия одного из нуклонов окажется достаточной для его выброса из ядра, то составное ядро распадается с испусканием нуклона. Если же энергия сосредоточивается в нек-рых группах ч-ц, существующих в составном ядре короткое время, то возможно испускание *альфа-частиц*, *тритонов*, *дейтронов* и др. При энергиях возбуждения составного ядра, меньших энергии, необходимой для отделения от него ч-ц, единств. путь его распада — испускание γ-квантов (*радиационный захват*). Иногда выброс ч-ц происходит до того, как установилось равновесие, т. е. до образования составного ядра (предравновесный распад). Разл. механизмы Я. р. отличаются разным временем протекания. Время протекания у прямых Я. р.— это время, необходимое ч-це, чтобы пройти область пр-ва, занимаемую ядром ($\sim 10^{-22}$ с). Ср. время жизни составного ядра достигает $\sim 10^{-15}$—10^{-16} с. При малых энергиях налетающих ч-ц осн. механизм Я. р.— образование составного ядра (за исключением Я. р. с дейтронами). При больших энергиях преобладают прямые процессы.

Хар-р зависимости сечений Я. р. σ от энергии $\mathcal{E}$ налетающих ч-ц также различен для разных механизмов Я. р. Для прямых Я. р. зависимость $\sigma(\mathcal{E})$ монотонна. В случае составного ядра, при малых $\mathcal{E}$, наблюдаются максимумы в энергетич. зависимости сечения, к-рые соответствуют уровням энергии составного ядра. В области больших энергий ($\sim$15 МэВ для ср. и тяжёлых ядер) уровни энергии составного ядра перекрываются и σ в среднем монотонно зависит от $\mathcal{E}$. На этом фоне выделяются более широкие максимумы, соответствующие возбуждению аналоговых состояний ядер, а также *гигантские резонансы*. Время жизни τ возбуждённого ядра связано с полной шириной Γ максимумов соотношением: $\Gamma \sim \hbar/\tau$.

Особенности Я. р., идущих через образование и распад составного ядра,— симметричное угл. распределение вылетающих ч-ц («вперёд-назад» относительно направления налетающих ч-ц в системе центра инерции), максвелловский энергетич. спектр этих ч-ц (см. *Максвелла распределение*) и одинаковость относит. вероятностей выходных каналов разных Я. р. с участием одного и того же составного ядра. Ч-цы — продукты Я. р., как правило, поляризованы, даже если пучок бомбардирующих ч-ц неполяризован. Если пучок поляризован, то наблюдается азимутальная асимметрия вылетающих частиц (см. *Поляризованные нейтроны*, *Ориентированные ядра*).

Я. р. под действием нейтронов в большинстве случаев протекают с поглощением энергии Q. При Я. р. (n,p) для большинства ядер Q невелика (за исключением ^{3}H и ^{14}N). Для Я. р. (n, α) в случае лёгких ядер Q также невелика (за исключением ^{6}Li и ^{10}B); для ср. и тяжёлых ядер небольшое количество энергии выделяется. Я. р., в к-рых образуется больше двух ч-ц, протекают с поглощением энергии, напр. для Я. р. (n, 2n) $Q \sim -10$ МэВ. Особое место занимает Я. р. деления тяжёлых ядер, к-рая сопровождается выделением большого количества энергии (см. *Деление атомного ядра*).

В случае медленных нейтронов осн. процесс практически для всех ядер — радиац. захват нейтрона — Я. р. (n, γ), т. к. кулоновский барьер ядра препятствует вылету протонов и α-частиц. Исключение составляют ^{3}H, ^{14}N, для к-рых осн. процесс (n, p), и ^{6}Li, ^{10}B, для к-рых преобладает Я. р. (n, α). Большинство ядер обнаруживает резонансный радиац. захват при $\mathcal{E}_n$ большем неск. эВ. С увеличением $\mathcal{E}_n$ уменьшается вероятность радиационного захвата нейтронов и увеличивается вероятность их упругого рассеяния ядрами — Я. р. (n, n). Когда $\mathcal{E}_n$ становится больше энергии первого возбуждённого состояния ядра-мишени (десятки и сотни кэВ), возможно неупругое рассеяние (n, n′). При $\mathcal{E}_n \sim 1$—2 МэВ гл. роль играют процессы упругого и неупругого рассеяния, становятся заметными Я. р. (n, p) и (n, α). Когда $\mathcal{E}_n$ достигает 5—10 МэВ, преобладают Я. р. (n, 2n).

Я. р. под действием протонов, α-частиц, дейтронов и других ядер. Вз-ствию протонов с ядрами препятствует кулоновский барьер высотой $\mathcal{E}_0$. Сечение σ этих Я. р. имеет заметную величину начиная с $\mathcal{E}_p = 0{,}5\ \mathcal{E}_0$ и монотонно растёт. Для лёгких ядер Я. р. с протонами наблюдаются лишь начиная с $\mathcal{E}_p \sim$ неск. сотен кэВ, а для тяжёлых ядер $\sim$ неск. МэВ. Вначале осн. Я. р.— радиац. захват (p, γ), а также упругое (p, p) и неупругое (p, p′) рассеяние. Для лёгких ядер $\sigma(\mathcal{E}_p)$ в области малых $\mathcal{E}_p$ носит резонансный характер, у средних и тяжёлых ядер σ достигает заметной величины лишь в области энергий, где резонансной структуры нет. В области $\mathcal{E}_p \sim \mathcal{E}_0$ наблюдается возбуждение небольшого числа аналоговых состояний. Я. р. (p, n) преобладает, если составное ядро имеет энергию возбуждения, достаточную для испускания нейтрона с энергией $\geqslant 1$ МэВ. При дальнейшем увеличении $\mathcal{E}_p$ конечное ядро может иметь энергию, достаточную для испускания второй ч-цы: наблюдаются Я. р. (p, 2n), (p, pn).

Для α-частиц кулоновский барьер ещё выше и достигает у тяжёлых ядер $\mathcal{E}_0 \sim 25$ МэВ. При такой энергии налетающей α-частицы энергия возбуждения ядра $\sim$20 МэВ, что достаточно для компенсации не только энергии связи вылетающего нуклона, но и для преодоления кулоновского барьера вылетающим протоном. Вследствие этого Я. р. (α, n) и (α, p) равновероятны. При увеличении $\mathcal{E}_\alpha$ наиб. вероятной становятся Я. р. (α, 2n), (α, pn). Резонансная структура $\sigma(\mathcal{E}_\alpha)$ наблюдается только у лёгких ядер и при относительно малых энергиях α-частиц. Продукты Я. р. (α, n) обычно β-активны, а для Я. р. (α, p) — стабильные ядра. Я. р. под действием дейтронов имеют наиболее высокий выход. Напр., в случае ^{9}Be (d, n) ^{10}B при $\mathcal{E}_d = 16$ МэВ $W \sim 0{,}02$ (для Я. р. с др. ядрами таких энергий $W \sim 10^{-3}$—10^{-6}). Я.р. с дейтронами могут протекать с образованием составного ядра (путём расщепления дейтрона кулоновским полем ядра) и механизмом срыва (*срыва реакция*). Я. р. между легчайшими ядрами имеют заметный выход даже при малых энергиях налетающих ч-ц ($W \sim 1$—10 кэВ). Они могут осуществляться не только бомбардировкой ускоренными заряж. ч-цами, но и нагреванием смеси взаимодействующих ядер до темп-ры $\sim 10^7$ К (см. *Термоядерные реакции*).

Эфф. средством исследования ядра стали Я. р. под действием ч-ц высоких энергий, вплоть до сотен ГэВ, а также с участием мезонов, гиперонов и античастиц.

Протоны и более тяжёлые ионы, движущиеся слишком медленно для того, чтобы преодолеть кулоновский барьер, приближаясь к ядру, создают относительно медленно меняющееся электрич. поле, к-рое действует на протоны ядра. Ядро, поглощая эл.-магн. энергию, переходит в возбуждённое состояние, а налетающий ион теряет часть своей энергии. К у л о н о в с к о е в о з б у ж д е н и е я д е р — одно из осн. средств изучения низколежащих коллективных состояний ядер.

Я. р. под действием γ-квантов и электронов. При малых энергиях γ-квантов они могут испытывать только упругое рассеяние. При энергиях, больших, чем энергия отделения нуклонов от ядра, осн. процессом становится поглощение γ-кванта и испускание ядром нуклонов (см. *Фотоядерные реакции*). Эл-ны, взаимодействуя с протонами ядра, также могут испытывать упругое и неупругое рассеяние и выбивать протоны из ядра. Исследование упругого рассеяния эл-нов позволило получить данные о распределении электрич. заряда и магн. момента в ядре.

Я. р. с тяжёлыми ионами. Для тяжёлых ионов ($Z > 2$) потенц. кулоновский барьер $\mathcal{E}_0$ в Z раз больше, чем для протонов, и поэтому необходимо, чтобы энергия иона, приходящаяся на 1 нуклон ядра, превышала неск. МэВ (тем больше, чем больше Z мишени). Сечение σ Я. р. с тяжёлыми ионами, обладающими энергией $\mathcal{E} > 1{,}2\ \mathcal{E}_0$: $\sigma = \pi R^2 (1 - \mathcal{E}_0/\mathcal{E})$, где $R \approx 1{,}4 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, A_1 и A_2 — массовые числа взаимодей-

ствующих ядер. Это соответствует представлению о соударении двух заряженных чёрных шаров радиуса R. При энергиях $\mathcal{E}<\mathcal{E}_0$ Я. р. осуществляются за счёт туннельного просачивания через барьер (см. *Туннельный эффект*). Налетающие ионы могут и не вызвать Я. р., а испытать упругое рассеяние в поле кулоновских и яд. сил. Угл. распределение ионов при упругом рассеянии (при λ иона порядка расстояния макс. сближения с ядром) имеет дифракц. хар-р (чередование максимумов и минимумов). При меньших λ дифракц. структура исчезает. Зависимость $\sigma(\mathcal{E})$ носит обычно нерезонансный хар-р. Исключение составляет упругое рассеяние. В энергетич. зависимости сечения упругого рассеяния ^{6}Li на ^{6}Li, ^{12}C на ^{12}C, ^{14}N на ^{14}N, ^{16}O на ^{14}N и др. для $\mathcal{E}\sim5$—35 МэВ наблюдаются резонансы с шириной порядка неск. МэВ и более тонкая структура.

Я. р. с тяжёлыми ионами характеризуются большим числом выходных каналов. Напр., при бомбардировке ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 379 МэВ образуются ядра Ca, Ar, S, Si, Mg и Ne. В случае Я. р. с тяжёлыми ионами наблюдаются Я. р. передачи нуклонов, передачи более сложных частиц и слияния. Я. р., при которых происходит передача малого числа ч-ц или малой части энергии, наз. м я г к и м и с о у д а р е н и я м и. Их теория имеет много общего с теорией прямых реакций. Я. р., в к-рых происходит передача значит. массы или энергии, наз. ж ё с т к и м и с о у д а р е н и я м и (глубоконеупругими процессами). Угл. распределения продуктов этих Я. р. резко асимметричны: лёгкие продукты вылетают преим. под малыми углами к ионному пучку. Энергетич. распределение продуктов имеет широкий максимум. Кинетич. энергия продуктов Я. р. близка к высоте выходных кулоновских барьеров и практически не зависит от энергии ионов.

При глубоко неупругих столкновениях ядер образуется короткоживущая промежуточная система. Несмотря на обмен массой и энергией, ядра промежуточной системы сохраняют индивидуальность за счёт прочно связанных сердцевин. В результате жёстких соударений образуется много новых нуклидов. При ещё более тесном соударении образуется составное ядро. В таких Я. р. могут образовываться составные ядра с большими энергиями возбуждения ($\sim$100 МэВ) и угл. моментами ($l\sim50$). Я. р. с образованием составного ядра служат для синтеза *трансурановых элементов* (слияние ядер мишеней из Pb и Bi с ионами ^{40}Ar, ^{50}Ti, ^{54}Cr, ^{55}Mn, ^{58}Fe). Напр., с помощью Я. р. $^{204}_{82}$Pb($^{40}_{18}$Ar, 2n)$^{242}_{100}$Fm был осуществлён синтез фермия.

● Лейн А., Томас Р., Теория ядерных реакций при низких энергиях, М., 1960; Вайскопф В., Статистическая теория ядерных реакций, пер. с англ., М., 1952; Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; Мухин К. Н., Введение в ядерную физику, 2 изд., М., 1965; Волков В. В., в кн.: Тр. Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, т. 2, Дубна, 1976, с. 45—46; Вильдермут К., Тан Я., Единая теория ядра, М., 1980; Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, М., 1972.

И. Я. Барит.

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ, силы, связывающие нуклоны (протоны и нейтроны) в ядре. Я. с.- - одно из проявлений *сильных взаимодействий*. Яд. силы явл. короткодействующими, радиус их действия порядка 10^{-12}—10^{-13} см (см. *Ядро атомное*).

ЯДЕРНЫЕ ФИЛЬТРЫ, микропористые фильтры, образующиеся при облучении полимерных плёнок ускоренными тяжёлыми ионами с последующим вытравливанием разрушенных участков полимера. Вдоль траектории ионов возникают сквозные каналы правильной формы. Особенность Я.ф.— высокая однородность размеров пор и возможность их варьировать в широких пределах (0,01—10 мкм). Это позволяет использовать Я. ф. для сепарации микрочастиц по размерам, их концентрирования, ультратонкой очистки жидких и газообразных сред, стерилизации жидкостей и др. Благодаря большому числу пор (10^6—10^9 см$^{-2}$) и малой толщине Я. ф. обладают высокой пропускной способностью для жидкостей и газов (до 100 м^3/м^2·ч и $3\cdot10^4$ м^3/м^2·ч). Для изготовления Я. ф. применяются гл. обр. плёнки из лавсана толщиной 6—12 мкм и др. полимерные материалы, устойчивые к внеш. воздействиям.

● Флеров Г. Н., Барашенков В. С., Практические применения пучков тяжелых ионов, «УФН», 1974, т. 114, в. 2.

Ю. С. Замятнин.

ЯДЕРНЫЕ ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ, ядерные реакции, в к-рых ч-цы, вызывающие их, образуются как продукты этих реакций. Пока единств. известная Я. ц. р.— реакция деления урана и нек-рых *трансурановых элементов* (напр., ^{239}Pu) под действием нейтронов. Впервые она была осуществлена итал. физиком Э. Ферми (1942). После открытия *деления атомных ядер* Ферми, У. Зинн и Л. Силард (США), Г. Н. Флёров показали, что при делении ядра вылетает больше 1 нейтрона:

$$n + U \rightarrow A + B + \nu. \qquad (1)$$

Здесь A и B — осколки деления с массовыми числами A от 90 до 150, ν — число вторичных нейтронов. Если только часть f общего числа вторичных нейтронов может быть использована для продолжения реакции деления, то на 1 нейтрон первого поколения, вызвавший деление, придётся $K=\nu f$ нейтронов след. поколения, к-рые вызовут деление, и при $K>1$ (коэфф. р а з м н о ж е н и я н е й т р о н о в) число нейтронов n будет возрастать во времени t по закону: $n=n_0e^{(K-1)t/\tau}$, где τ — время жизни поколения нейтронов. Если $K-1=0$, то число делений в ед. времени постоянно и может быть осуществлена самоподдерживающаяся Я. ц. р. (см. *Ядерный реактор*). При достаточно больших значениях ($K-1$) реакция перестаёт быть регулируемой и может привести к *ядерному взрыву*.

Рассмотрим Я. ц. р. на природном уране, содержащем практически 2 изотопа: ^{238}U (99,29%) и ^{235}U (0,71%). Ядро ^{238}U делится только под действием быстрых нейтронов с энергией $\mathcal{E}>1$ МэВ и малым эффективным сечением $\sigma_д\sim0,3$ барна. Напротив, ядро ^{235}U делится под действием нейтронов любых энергий, причём с уменьшением $\mathcal{E}$ $\sigma_д$ резко возрастает. При делении ^{238}U или ^{235}U быстрым нейтроном вылетает $\nu=2,5$ нейтрона с энергией от 0,1 МэВ до 14 МэВ. Это означает, что при отсутствии потерь энергия Я. ц. р. могла бы развиться в природном уране. Однако потери есть: ядра ^{238}U могут захватывать нейтроны (см. *Радиационный захват*) с образованием ^{239}U. Кроме того, при столкновении нейтронов с ядром происходит неупругое рассеяние, при к-ром энергия нейтронов становится ниже 1 МэВ, и они уже не могут вызвать деление ^{238}U. Бо́льшая часть таких нейтронов испытывает радиац. захват или вылетает наружу. В результате Я. ц. р. не может развиться.

Для возбуждения Я. ц. р. в естеств. уране используется *замедление нейтронов* при их столкновении с лёгкими ядрами (^{2}H, ^{12}C и др.). Оказалось, что сечение деления ^{235}U на тепловых нейтронах $\sigma_д^{(5)}=582$ барна, сечение радиац. захвата в ^{235}U (с образованием ^{236}U) $\sigma_р^{(5)}=100$ барн, а в ^{238}U $\sigma_р^{(8)}=2,73$ барна. При делении тепловыми нейтронами $\nu=2,44$. Отсюда следует, что число нейтронов η, к-рые могут вызвать деление, приходящееся на 1 поглощённый тепловой нейтрон предыдущего поколения, равно:

$$\eta=\frac{\nu\sigma_д^{(5)}}{\sigma_д^{(5)}+\sigma_р^{(5)}+(\rho_8/\rho_5)\,\sigma_р^{(8)}}=1,33. \qquad (2)$$

Здесь ρ_8/ρ_5 — отношение концентраций ^{238}U и ^{235}U, что означает возможность развития Я. ц. р. в смеси природного урана с замедлителем.

Однако при делении на тепловых нейтронах рождаются быстрые нейтроны, к-рые, прежде чем замедлиться до тепловой энергии, могут поглотиться. Сечение радиац. захвата ^{238}U имеет резонансный характер, т. е. достигает очень больших значений в определённых узких интервалах энергии. В однородной (гомогенной) смеси вероятность резонансного поглощения слишком велика, чтобы Я. ц. р. на тепловых нейтронах могла осуществиться. Эту трудность обходят, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решётку. Резонансное поглощение ней-

тронов в такой гетерогенной системе резко уменьшается по двум причинам: 1) сечение резонансного поглощения столь велико, что нейтроны, попадая в блок, поглощаются в поверхностном слое, поэтому часть атомов урана не участвует в резонансном поглощении; 2) нейтроны резонансной энергии, образовавшиеся в замедлителе, могут не попасть в уран, а, замедляясь при рассеянии на ядрах замедлителя, «уйти» из опасного интервала энергий. При поглощении теплового нейтрона в блоке рождается η вторичных быстрых нейтронов, каждый из к-рых до выхода из блока вызовет небольшое кол-во делений ядер ^{238}U. В результате число быстрых нейтронов, вылетающих из блока в замедлитель, равно $\varepsilon\eta$, где ε — коэфф. размножения на быстрых нейтронах; если φ — вероятность избежать резонансного поглощения, то только $\varepsilon\eta\varphi$ нейтронов замедлятся до тепловой энергии. Часть тепловых нейтронов поглотится в замедлителе. Пусть θ — вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране (коэфф. теплового использования нейтронов). В гомогенной системе:

$$\theta = \frac{\rho_U \sigma_п^U}{\rho_U \sigma_п^U + \rho_з \sigma_п^з},$$

в гетерогенной системе

$$\theta = \frac{\rho_U \sigma_п^U}{\rho_U \sigma_п^U \Phi_U + \rho_з \sigma_п^з \Phi_з}.$$

Здесь ρ_U, $\rho_з$ — концентрации урана и замедлителя, $\sigma_п^U$, $\sigma_п^з$ — соответствующие сечения поглощения, Φ — потоки нейтронов. В результате на 1 тепловой нейтрон первого поколения, совершающий деление, приходится $K_\infty = \varepsilon\eta\varphi\theta$ нейтронов след. поколения, к-рые могут вызвать деление. K_∞ — коэфф. размножения нейтронов в бесконечной гетерогенной системе. Если $K_\infty > 1$, то реакция деления в бесконечной решётке будет нарастать экспоненциально.

В системе, имеющей огранич. размеры, часть нейтронов может покинуть среду. Обозначим долю нейтронов, вылетающих наружу, через $(1-P)$, тогда для продолжения реакции деления остаётся $K_{эф} = K_\infty P$ нейтронов, и если $K_{эф} > 1$, то число делений растёт экспоненциально и реакция явл. саморазвивающейся. Т. к. число делений и, следовательно, число вторичных нейтронов в размножающей среде пропорц. её объёму, а их вылет пропорц. поверхности окружающей среды, то Я. ц. р. возможна только в среде достаточно больших размеров. Напр., для шара радиуса R отношение объёма к поверхности равно $R/3$, и, следовательно, чем больше R, тем меньше утечка нейтронов. Если радиус размножающей среды становится достаточно большим, чтобы в системе протекала стационарная Я. ц. р., т. е. $K_{эф} - 1 = 0$, то такую систему наз. критической, а её радиус — критическим.

Для осуществления Я. ц. р. в природном уране на тепловых нейтронах используют в качестве замедлителя в-ва с малым сечением радиац. захвата (графит или тяжёлую воду D_2O). В замедлителе из обыкновенной воды Я. ц. р. на природном уране невозможна из-за большого поглощения нейтронов водородом.

Чтобы интенсивность Я. ц. р. можно было регулировать, время жизни одного поколения нейтронов должно быть достаточно велико. Время жизни τ_0 тепловых нейтронов мало ($\tau_0 \sim 10^{-3}$ с). Однако наряду с нейтронами, вылетающими из ядра мгновенно (за время 10^{-16} с), существует небольшая доля μ т. н. *запаздывающих нейтронов*, вылетающих после β-распада осколков деления со ср. временем жизни $\sim$14,4 с. Для запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U $\mu \approx 0{,}7 \cdot 10^{-2}$. Если $K_{эф} > 1+\mu$, то время T «разгона» Я. ц. р. (время, за к-рое число делений увеличивается в e раз) определяется соотношением:

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{эф} - (1+\mu)}{\tau_0},$$

т. е. запаздывающие нейтроны не участвуют в развитии Я. ц. р. Практически важен др. предельный случай: $K_{эф} - 1 \ll \mu$, тогда:

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{эф} - 1}{(1+\mu-K_{эф})\tau},$$

т. е. мгновенные нейтроны не играют роли в развитии реакции. Т. о., если $K_{эф} < 1+\mu$, то Я. ц. р. будет развиваться только при участии запаздывающих нейтронов за время порядка минут и будет хорошо регулируемой.

Я. ц. р. осуществляется также на уране, обогащённом ^{235}U и в чистом ^{235}U. В этих случаях она идёт и на быстрых нейтронах. При поглощении нейтронов в ^{238}U образуется ^{239}Np, а из него после двух β-распадов — ^{239}Pu, к-рый делится под действием тепловых нейтронов с $\nu = 2{,}9$. При облучении нейтронами ^{232}Th образуется делящийся на тепловых нейтронах ^{233}U (см. *Ядерное топливо*). Кроме того, Я. ц. р. возможна в ^{241}Pu и изотопах Cm и Cf с нечётными массовыми числами.

● См. лит. при ст. *Ядерный реактор*.

Л. Э. Немировский.

ЯДЕРНЫЙ ВЗРЫВ, *взрыв*, вызванный выделением внутриядерной энергии. Масса ядра меньше суммы масс составляющих его нуклонов на величину ΔM (*дефект массы*), к-рая соответствует *энергии связи* $\mathcal{E}_{св}$ нуклонов в ядре. Удельная энергия связи $\mathcal{E}/N$ (N — число нуклонов в ядре) максимальна для ядер вблизи ^{56}Fe периодич. системы элементов. Это означает, что яд. реакции, идущие с образованием этих ядер, сопровождаются выделением энергии (см. *Ядерная энергия*). Такими реакциями могут быть деление тяжёлых ядер, лежащее в основе Я. в., или синтез лёгких ядер, приводящий к *термоядерному взрыву*. Я. в. был осуществлён впервые в США 16 июля 1945, а 6 и 9 августа 1945 две яд. бомбы были сброшены на япон. гг. Хиросима и Нагасаки. В СССР первый Я. в. был осуществлён в 1949, термоядерный — в 1953.

Для осуществления Я. в. в результате *ядерной цепной реакции* деления (атомная, точнее, яд. бомба) необходимо, чтобы масса делящегося в-ва (^{235}U, ^{239}Pu и др.; см. *Ядерное топливо*) превысила т. н. критич. массу $M_{кр}$, зависящую от плотности ρ в-ва и его геом. конфигурации. Размер R системы должен превышать критич. размер $R_{кр}$ порядка длины свободного пробега l нейтрона. Т. к. $l \sim 1/\rho$, то определяющей величиной явл. т. н. оптич. толщина системы $\tau \sim \rho R$. При $M > M_{кр}$ ($R > R_{кр}$) состояние системы надкритично, и развитие цепной реакции может привести к Я. в. (в отличие от *ядерного реактора*, где $M \sim M_{кр}$ и состояние системы критично). Для ^{235}U $\rho = 19{,}5$ г/см^3 и при сферич. форме системы $M_{кр} = 50$ кг ($R_{кр} = 9$ см), для ^{239}Pu $M_{кр}$ 11 кг, для ^{233}U $M_{кр}$ 16 кг.

До взрыва яд. бомбы система должна быть подкритичной. Переход в надкритическое состояние осуществляется быстрым сближением неск. кусков активного (делящегося) материала, напр. ^{235}U. Если таких кусков два (напр., 2 полусферы), то т. н. величина надкритичности ($M/M_{кр}$) невелика ($M/M_{кр} = 2$); если их больше (в пределе — сколь угодно малые сегменты шара), то она может быть сколь угодно увеличена. Обычно для сближения используется хим. взрыв, при к-ром развивается высокое давление ($\sim 10^8$ атм), способствующее сжатию (имплозии) активного материала $R_{кр}$, что уменьшает $M_{кр}$. Характерное время между двумя столкновениями нейтронов с ядрами в-ва $t = l/v_п \sim 10^{-8}$ с при энергии нейтронов $\mathcal{E}_п \sim 1$ МэВ. Увеличенное в неск. раз, оно определяет длительность Я. в. В каждом акте деления выделяется энергия $\sim$200 МэВ (1 МэВ на 1 нуклон делящегося ядра). Если 1 кг ^{235}U полностью прореагирует, то выделится энергия $\sim 10^{21}$ эрг, что эквивалентно энерговыделению при взрыве 20 кт тротила. Т. о., яд. «взрывчатка» эффективнее химической в 10^7 раз. В результате большого энерговыделения в центре бомбы развиваются огромные темп-ра ($\sim 10^8$ К) и давление ($\sim 10^{12}$ атм). В-во превращается в *плазму*, разлетается и теряет надкритичность.

Для цепных реакций деления энергия теплового движения ч-ц среды всегда значительно ниже, чем $\mathcal{E}_п$, поэтому темп-ра среды не играет роли. Для реакций синтеза она существенна. Возможно большое кол-во энергетически выгодных яд. реакций синтеза, но в земных условиях не развивающихся из-за низкой темп-ры (см.

Управляемый термоядерный синтез). В *звёздах*, где темп-ры высоки, а разлёт в-ва сдерживается гравитац. силами, протекают реакции синтеза, составляющие основу энергетич. циклов звёзд. Темп-ра среды пропорц. кинетич. энергии её ч-ц. Чтобы 2 ядра с ат. номерами Z_1 и Z_2 слились, их кинетич. энергия должна быть сравнима с энергией электростатич. отталкивания: $\mathcal{E}=Z_1 Z_2 e^2/r$ на расстояниях порядка размера ядра ($\sim 10^{-13}$ см). Распределение ч-ц по энергиям $N(\mathcal{E})\sim \exp(-\mathcal{E}/kT)$. Это означает наличие нек-рого количества ч-ц с энергией большей, чем средняя $\mathcal{E}_{ср}=3/2\,kT$; кроме того, возможно туннельное проникновение ч-ц через энергетич. барьер (см. *Туннельный эффект*). В результате возникает резкая зависимость скорости реакции от темп-ры, но порог отсутствует.

Т. к., с одной стороны, скорость реакции синтеза пропорц. плотности в-ва (число соударений в ед. времени), с др. стороны, время разлёта ч-ц тем больше, чем больше размер системы (выгорание термоядерного топлива зависит также от оптич. толщины ρR), то для осуществления термоядерного взрыва необходимы высокие темп-ра и плотность. В термоядерном взрывном устройстве это создаётся при помощи яд. бомбы (деления), служащей детонатором.

Для осуществления термоядерного взрыва используются реакции:

$$d+t=\alpha+n;\quad d+d\begin{cases} t+p \\ {}^3He+n. \end{cases}$$

Скорость первой из них в 100 раз выше, но для неё необходим радиоактивный тритий, период полураспада к-рого $T_{1/2}=12{,}6$ лет. Поэтому наряду с реакцией d+t используется реакция d+d, приводящая к образованию трития, а также реакция $^6Li+n=t+\alpha$. Попадающий в смесь ^6Li и дейтерия нейтрон поглощается ядром ^6Li с образованием t, к-рый вступает в реакцию с дейтерием, вновь образуется нейтрон, поглощающийся в ^7Li, и т. д. Цепочка реакций может быть поддержана или усилена вз-ствием нейтронов с делящимся материалом (обычно природный уран, т. к. образующиеся нейтроны имеют энергию $\sim$14 МэВ, т. е. явл. надпороговыми).

Преимущество термоядерных реакций синтеза над реакциями деления в Я. в. связано со значительно большим (в 5 раз) энерговыделением на 1 г в-ва. Это, а также тот факт, что нейтроны, образующиеся в реакциях синтеза, эффективно делят уран, обусловливает значительно бо́льшую мощность термоядерных взрывных устройств по сравнению с ядерными. Обычно энергия яд. бомб $\sim$1—20 кт тротилового эквивалента, энергия термоядерных бомб $\sim 10^2$—10^6 т.

При Я. в. в воздухе образуется мощная *ударная волна*, к-рая, достигая поверхности Земли, вызывает разрушения. Существенное поражение наземных сооружений происходит, если ударная волна несёт избыточное давление p порядка неск. десятых долей атм. Радиус R поражения приблизительно определяется из соотношения: $p=\mathcal{E}/R^3=10^5$ Па, где $\mathcal{E}$ — энергия, выделяющаяся в Я. в. Для номинальной яд. бомбы (1 кг сгоревшего ^{238}U) с энерговыделением 20 кт тротилового эквивалента $R\sim 1$ км. Выделившаяся энергия по истечении неск. мкс передаётся окружающей среде. Образующийся ярко светящийся огненный шар расширяется вначале за счёт лучистой теплопроводности, а затем вместе с распространением ударной волны. По мере расширения шара темп-ра его падает, через 10^{-2}—10^{-1} с шар достигает макс. радиуса 150 м (для бомбы в 20 кт), $T=8000$ К (ударная волна далеко впереди). За время свечения (неск. с) в эл.-магн. излучение переходит 10—20% энергии Я. в. Излучение вызывает пожары, ожоги. Разреженный нагретый воздух, несущий радиоактивные продукты Я. в., поднимается вверх и по истечении неск. минут достигает высоты 10—15 км. После этого облако Я. в. расплывается на сотни и более км. Радиоактивные ч-цы выпадают на поверхность Земли, образуя т. н. радиоактивный след Я. в. Особенно опасен приземный Я. в., когда огненный шар, касаясь поверхности Земли, поднимает вверх пыль, радиоактивные ч-цы прилипают к ч-цам земли и выпадают вблизи эпицентра Я. в. в концентрации, летальной для человека.

При Я. в. образуется мощный поток нейтронов и γ-лучей (1% всей выделяющейся энергии). Если Я. в. произведён на высоте 1 км, радиация может достигнуть поверхности Земли (атмосфера ослабляет поток вдвое на расстоянии 150 м) и создать летальную дозу. В зависимости от конкретного устройства отд. факторы поражения могут быть усилены или ослаблены в неск. раз. Напр., в случае взрыва т. н. нейтронной бомбы (разновидности термоядерной бомбы с энерговыделением $\sim$1 кт тротилового эквивалента) усилено нейтронное излучение.

● См. лит. при ст. *Ядерный реактор*. *Л. П. Феоктистов.*

ЯДЕРНЫЙ КВАДРУПО́ЛЬНЫЙ РЕЗОНА́НС (ЯКР), резонансное поглощение эл.-магн. энергии в кристаллах, обусловленное квант. переходами между энергетич. уровнями, образующимися в результате вз-ствия ядер, обладающих электрич. квадрупольным моментом, с *внутрикристаллическим полем*. ЯКР — частный случай *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) в кристаллах. Т. н. «чистый» ЯКР наблюдается в отсутствие постоянного магн. поля. Вз-ствие *квадрупольного момента ядра* с неоднородным внутр. электрич. полем $\boldsymbol{E}$ кристалла приводит к появлению энергетич. состояний, соответствующих разл. ориентациям яд. спина I относительно кристаллографич. осей. Радиочастотное магн. поле вызывает вынужденные магн. дипольные переходы между этими состояниями, что обнаруживается как резонансное поглощение эл.-магн. энергии. Т. к. энергия квадрупольного вз-ствия изменяется в широких пределах в зависимости от св-в ядра и структуры кристалла, то частоты ЯКР лежат в диапазоне от сотен кГц до тысяч МГц.

При исследовании ЯКР измерения в отсутствие постоянного магн. поля $\boldsymbol{H}$ дополняются измерениями в поле $\boldsymbol{H}$. В зависимости от соотношения между энергией квадрупольного вз-ствия ядра с полем $\boldsymbol{E}$ и энергией магн. вз-ствия с полем $\boldsymbol{H}$ говорят о квадрупольном расщеплении линий ЯМР или о зеемановском расщеплении линий ЯКР.

Метод ЯКР применяется для определения квадрупольных моментов ядер, исследования симметрии и строения кристаллов, степени упорядоченности макромолекул и характера хим. связи. Если в случае ЯМР структура кристаллов определяет только уширение и расщепление линий, то в случае ЯКР структура кристалла определяет сами резонансные частоты. Для ЯКР характерна сильная зависимость ширины линий от количества *дефектов* в кристалле. Измерение ширины линий позволяет исследовать внутр. напряжения, присутствие примесей и явления упорядочения в кристаллах.

● Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Гречишкин В. С., Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах, М., 1973; Семин Г. К., Бабушкина Т. А., Якобсон Г. Г., Применение ядерного квадрупольного резонанса в химии, Л., 1972.

ЯДЕРНЫЙ МАГНЕТО́Н, см. *Магнетон*.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС (ЯМР), избирательное поглощение эл.-магн. энергии в-вом, обусловленное *ядерным парамагнетизмом*. ЯМР — один из методов *радиоспектроскопии*, наблюдается, когда на исследуемый образец действуют взаимно перпендикулярные магн. поля: сильное постоянное $\boldsymbol{H}_0$ и слабое радиочастотное $\boldsymbol{H}_1$ (10^6—10^7 Гц). Являясь квант. эффектом, ЯМР, как и др. виды *магнитного резонанса*, допускает классич. объяснение нек-рых своих особенностей. Большинство ат. ядер имеют собств. момент количества движения $\boldsymbol{J}=\boldsymbol{I}\hbar$, где $\boldsymbol{I}$ — ядерный *спин*. Спин обусловливает дипольный магн. момент ядра:

$$\mu=\gamma\,\boldsymbol{J}=\gamma\hbar\boldsymbol{I}=g\beta\boldsymbol{I}. \qquad (1)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение (для протона $\gamma_p=2{\cdot}675$ рад$\cdot$с$^{-1}$), g — безразмерная величина, определяемая структурой ядра (яд. g-фактор), по порядку равная неск. ед.; $\beta=e\hbar/m_pc$ —

ядерный *магнетон* (m_p и e — масса и заряд протона). Магн. момент ядра μ примерно в 10^3 раз меньше электронных моментов. В магн. поле $\boldsymbol{H}_0$ на магн. диполь действует вращающий момент, равный $[\mu \boldsymbol{H}_0]$, и вектор μ прецессирует вокруг направления $\boldsymbol{H}_0$ с частотой

$$\omega_0 = \gamma H_0 \qquad (2)$$

под неизменным углом φ. Такая прецессия создаёт переменный магн. момент $\mu \sin\varphi$, вращающийся в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}_0$ (рис. 1). Поле $\boldsymbol{H}_1$, вращающееся в той же плоскости с частотой ω, взаимодействует с моментом μ; вз-ствие становится заметным, если частота ω близка к ω_0, а направления вращения μ и поля $\boldsymbol{H}_1$ одинаковы. При $\omega = \omega_0$ наступает резонанс, если даже под действием очень слабого поля $\boldsymbol{H}_1$ проекция магн. момента диполя на $\boldsymbol{H}_0$ изменяется по величине.

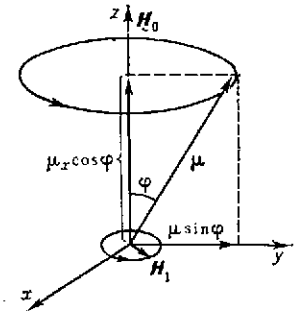


Рис. 1. Прецессия магн. момента μ ядра в поле $\boldsymbol{H}_0$; φ — угол прецессии.

Согласно квант. модели, состояния яд. спина I и маги. момента μ в поле $\boldsymbol{H}_0$ квантованы, т. е. компонента M_I спина I вдоль поля $\boldsymbol{H}_0$ может принимать одно из $(2I+1)$ целочисленных значений, и условие:

$$\mathcal{E}_H = -\mu \boldsymbol{H}_0 = -\mu H_0 \cos\varphi = -g\beta H_0 M_I \qquad (3)$$

определяет систему из $(2I+1)$ равноотстоящих уровней энергии, обусловленных вз-ствием яд. маги. момента с постоянным маги. полем $\boldsymbol{H}_0$ (рис. 2; см. *Зеемана эффект*). ЯМР возникает вследствие квант. переходов ядер, индуцированных радиочастотным полем $\boldsymbol{H}_1$, с нижних энергетич. уровней на вышележащие. Переходы сопровождаются поглощением эл.-магн. энергии. Поле $\boldsymbol{H}_1$ может быть линейно поляризованным, его можно разложить на 2 противоположно поляризованных по кругу поля, одно из к-рых и будет возбуждать ЯМР. Частота переходов должна удовлетворять условию:

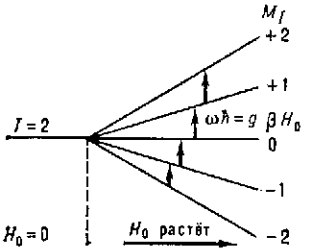


Рис. 2.

$$\omega = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{\hbar} = \frac{g\beta H_0 \Delta M_I}{\hbar}, \qquad (4)$$

где ΔM_I — разность маги. квант. чисел уровней (интенсивный ЯМР наблюдается при $\Delta M_I = 1$). ЯМР впервые наблюдался амер. физиком И. А. Раби в 1937 на изолированных ядрах в *молекулярных и атомных пучках*. В 1946 Э. Пёрселл и Ф. Блох (США) с сотрудниками разработали методы наблюдения ЯМР в конденсированных в-вах, где яд. моменты взаимодействуют между собой и с окружением. Эти два рода вз-ствий восстанавливают тепловое равновесие в образце (нормальное распределение ядер по уровням энергии), нарушаемое полем $\boldsymbol{H}_1$, и тем самым позволяют наблюдать резонансное поглощение в конденсированной среде. Релаксац. процессы связаны с процессами установления и разрушения яд. намагниченности $\boldsymbol{M}$. Прецессирующие в сильном поле $\boldsymbol{H}_0$ магн. моменты μ имеют компоненты как вдоль $\boldsymbol{H}_0$, так и перпендикулярно ему. Суммы тех и других для ед. объёма в-ва определяют продольную (M_z) и поперечные (M_x и M_y) яд. намагниченности.

Вз-ствие спинов между собой (*спин-спиновое взаимодействие*) не может изменить их суммарной энергии и влиять на установление значения M_z. Чтобы изменить M_z, необходим обмен энергией спинов с окружением (*спин-решёточное взаимодействие*). M_x и M_y, напротив, изменяются вследствие спин-спинового вз-ствия и (в идеальном случае) не зависят от спин-решёточного вз-ствия. Скорости изменения M_z, M_x и M_y характеризуют временами продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации. В жидкостях обычно T_1 и T_2 близки друг другу. Кристаллизация приводит к значит. уменьшению T_2 (релаксационные процессы связаны с хар-ками движения молекул). В чистых диамагнитных кристаллах T_1 достигает величины в неск. часов из-за малости *внутрикристаллических полей* и особенностей модуляции этих полей тепловыми колебаниями. Парамагнитные примеси приводят к резкому уменьшению T_1, обусловленному действием магн. полей примесных ионов; для парамагнитных жидких растворов $T_1 \sim 10^{-3}$—10^{-4} с и зависит от концентрации парамагнитных молекул. Релаксац. процессы в *металлах* в основном определяются маги. вз-ствием эл-нов проводимости и ядер. Определяемое этим время T_1 имеет при темп-ре 1—10 К значения от мс до десятков с, она зависит от темп-ры и чистоты образца.

Линия ЯМР имеет лоренцеву форму, определяемую в основном спин-спиновым вз-ствием, и ширину $\Delta\omega$, пропорц. $1/T_2$. В кристаллах спин-спиновое вз-ствие ядер обычно так велико, что линия расщепляется на неск. компонент. На форму линии оказывает влияние электрич. *квадрупольный момент ядер*, взаимодействующий с внутрикристаллич. электрич. полем. В сложных *молекулах* спектр одинаковых ядер атомов, занимающих неэквивалентные положения, состоит из ряда линий. Напр., 6 атомов водорода этилового спирта вызывают появление 3 линий (рис. 3), расстояние между к-рыми значительно больше ширины линий (при частоте 40 МГц и $H_0 = 9350$ Э это расстояние $\delta_H = 24$ Э). Этот, т. н.

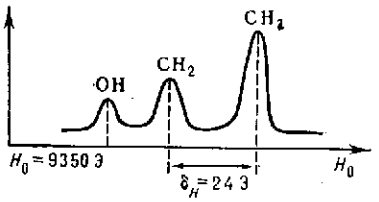


Рис. 3. Спектр ЯМР протонов в чистом этиловом спирте. Расщепление резонансных линий групп OH, CH_2, CH_3 обусловлено непрямым спин-спиновым вз-ствием.

химический сдвиг, возникает как следствие разл. вз-ствия эл-нов неэквивалентных атомов с полем $\boldsymbol{H}_0$. Хим. сдвиг позволяет судить о структуре молекул в-ва. Спектры ЯМР усложнены из-за т. н. непрямого спин-спинового вз-ствия ядер, осуществляемого через посредство спиновых и орбитальных моментов эл-нов. В металлах в результате вз-ствия эл-нов проводимости с ядрами возникает сдвиг частоты (*сдвиг Найта*).

ЯМР наблюдают с помощью радиоспектроскопов (спектроскоп ЯМР). Образец исследуемого в-ва помещают как сердечник в катушку генерирующего контура (поле $\boldsymbol{H}_1$), расположенного в зазоре магнита, создающего поле $\boldsymbol{H}_0$ так, что $\boldsymbol{H}_1 \perp \boldsymbol{H}_0$ (рис. 4). При $\omega = \omega_0$ наступает резонансное поглощение, что вызывает падение напряжения на контуре, в схему к-рого включена катушка с образцом. Падение напряжения детектируется, усиливается и подаётся на развёртку осциллографа. Поле $\boldsymbol{H}_0$ модулируется так, что оно меняется на неск. Э с частотой от 50 Гц до 1 кГц. Этой же частотой осуществляется горизонтальная раз-

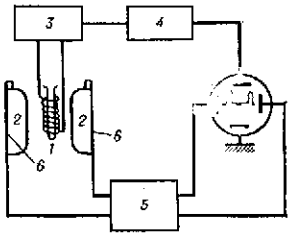


Рис. 4. Схема спектроскопа *ЯМР*: *1* — катушка с образцом; *2* — полюса магнита; *3* — ВЧ генератор; *4* — усилитель и детектор; *5* — генератор модулирующего напряжения; *6* — катушки модуляции поля $\boldsymbol{H}_0$.

вёртка осциллографа. На экране виден повторённый дважды сигнал поглощения. Аппаратура, применяемая для исследований разл. тонких эффектов ЯМР, сложнее, она снабжена автоматич. устройствами для записи спектров и т. п.

ЯМР как метод исследования ядер, атомов и молекул получил многообразные применения в физике, химии, биологии, технике. Исследованы механич., электрич. и магн. св-ва многих ядер, определены (с высокой точностью) нек-рые физ. константы, получены данные о св-вах в-в в жидком и крист. состояниях, о строении молекул, металлов, поведении в-в в живых организмах и т. д. На основе ЯМР разработаны способы измерения напряжённостей магн. полей (см. *Магнитометр*), методы контроля хода хим. реакций и др.

● Абрагам А., Ядерный магнитизм, пер. с англ., М., 1963; Александров И. В., Теория ядерного магнитного резонанса, М., 1964; Поул Дж., Шнейдер В., Бернстейн Г., Спектры ядерного магнитного резонанса высокого разрешения, пер. с англ., М., 1962; ЯМР- и ЭПР-спектроскопия, пер. с англ., М., 1964; Фаррар Т., Беккер Э., Импульсная и Фурье спектроскопия ЯМР, пер. с англ., М., 1973.

В. Н. Лазукин.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС АКУСТИЧЕСКИЙ, см. *Акустический ядерный магнитный резонанс.*

ЯДЕРНЫЙ ПАРАМАГНЕТИЗМ, *парамагнетизм* веществ, обусловленный *магнитными моментами* ат. ядер. В постоянном магн. поле $\boldsymbol{H}_0$ существование магн. моментов у ядер приводит к слабому парамагнетизму в виде небольшой добавочной яд. *намагниченности* $\boldsymbol{J}_я = \chi_я \boldsymbol{H}_0$, где $\chi_я$ — яд. *магнитная восприимчивость* (на 1 моль), зависящая от темп-ры (*Кюри закон*). Яд. намагниченность $\boldsymbol{J}_я$ в 10^6—10^8 раз меньше, чем в случае электронного парамагнетизма. Я. п. впервые обнаружен в 1937 Л. В. Шубниковым и Б. Г. Лазаревым (СССР) в твёрдом водороде. Изучается методом *ядерного магнитного резонанса.*

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР, устройство, в к-ром осуществляется управляемая *ядерная цепная реакция*, сопровождающаяся выделением энергии. Первый Я. р. построен в декабре 1942 в США под руководством Э. Ферми. Первый европейский Я. р. создан в декабре 1946 в Москве под руководством И. В. Курчатова. К 1982 в мире работает ок. тысячи Я. р. разл. типов. Осн. частями любого Я. р. являются: активная зона, где находится *ядерное топливо*, протекает цепная реакция яд. деления и выделяется энергия; отражатель нейтронов, окружающий активную зону; теплоноситель; система регулирования цепной реакции; радиац. *защита* (рис. 1).

Осн. хар-ка Я. р.— его мощность. Мощность в 1 МВт соответствует цепной реакции, в к-рой происходит $3 \cdot 10^{16}$ актов деления в 1 с. Состояние Я. р. характеризуется эффективным коэфф. размножения нейтронов $K_{эф}$ в активной зоне или реактивностью $\rho = (K_{эф}-1)/K_{эф}$. Если $K_{эф}>1$, то цепная реакция нарастает во времени, Я. р. находится в надкритичном состоянии и его реактивность $\rho>0$; если $K_{эф}<1$, то реакция затухает, реактор подкритичен, $\rho<0$; при $K_{эф}=1$, $\rho=0$, реактор находится в критич. состоянии, идёт стационарный процесс и число делений постоянно во времени. При пуске Я. р. в активную зону обычно вносят источник нейтронов (Ra+Be, ^{252}Cf и др.), хотя это не обязательно, т. к. спонтанное деление ядер урана и *космические лучи* дают достаточное число начальных нейтронов для развития цепной реакции при $K_{эф}>1$.

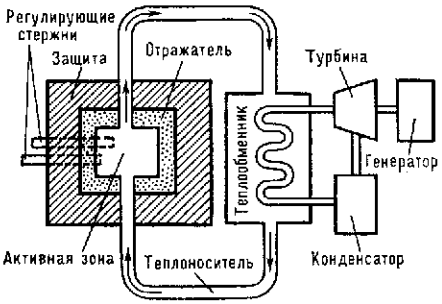


Рис. 1. Схема энергетич. яд. реактора.

В качестве делящегося в-ва в Я. р. применяют ^{235}U, ^{239}Pu, ^{233}U. Если активная зона, кроме яд. топлива, содержит замедлитель нейтронов (графит, вода и др. в-ва, содержащие лёгкие ядра; см. *Замедление нейтронов*), то осн. часть делений происходит под действием *тепловых нейтронов*. В Я. р. на тепловых нейтронах может быть использован природный уран (такими были первые Я. р.). Если замедлителя в активной зоне нет, то осн. часть делений вызывается быстрыми нейтронами с энергией $\mathcal{E}_n > 10$ кэВ (быстрый реактор). Возможны также Я. р. на промежуточных нейтронах с энергией 1—1000 эВ.

По конструкции Я. р. делятся на гетерогенные, в к-рых яд. топливо распределено в активной зоне дискретно в виде блоков, между к-рыми находится замедлитель нейтронов (рис. 2), и гомогенные, в к-рых яд. топливо и замедлитель представляют однородную смесь (раствор или суспензия). Блоки с яд. топливом в гетерогенном Я. р. в виде стержней, наз. тепловыделяющими элементами (ТВЭЛами), образуют правильную решётку (наиболее распространённые Я. р.).

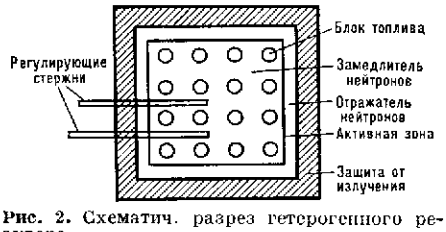


Рис. 2. Схематич. разрез гетерогенного реактора.

Условие критичности Я. р. имеет вид:

$$K_{эф} = K_\infty \cdot P = 1, \qquad (1)$$

где $(1-P)$ — вероятность утечки нейтронов из активной зоны Я. р., K_∞ — коэфф. размножения нейтронов в активной зоне бесконечно больших размеров, определяемый т. н. «формулой четырёх сомножителей»:

$$K_\infty = \nu\varepsilon\varphi\theta. \qquad (2)$$

Здесь ν — ср. число нейтронов, возникающих при делении (табл. 1); ε — увеличение числа нейтронов за счёт деления ядер (гл. обр. ядер ^{238}U) быстрыми нейтронами ($1-\varepsilon \leqslant 0{,}05$); φ — вероятность того, что нейтрон не захватится ядром ^{238}U в процессе замедления; θ — вероятность того, что тепловой нейтрон вызовет деление. Часто пользуются величиной $\eta = \nu/(1+\alpha)$, где α — отношение сечений радиац. захвата $\sigma_з$ к сечению деления $\sigma_д$. Для естеств. урана $\eta = 1{,}32$.

Табл. 1. ЗНАЧЕНИЯ ν И η ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ (по данным на 1977)

	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
ν	2,479	2,416	2,862	2,924
η	2,283	2,071	2,106	2,155

При увеличении энергии $\mathcal{E}_n$ нейтрона, вызывавшего деление, ν растёт по закону: $\nu = \nu_т + 0{,}15\,\mathcal{E}_n$, где $\nu_т$ соответствует тепловым нейтронам.

Условие (1) определяет размеры Я. р. Напр., для Я. р. из естеств. урана (делящееся в-во) и графита (замедлитель) $\nu = 2{,}4$, $\varepsilon = 1{,}03$, $\varepsilon\varphi\theta \approx 0{,}44$, откуда $K_\infty = 1{,}08$. Это означает, что для $K_{эф}>1$ необходимо $P > 0{,}93$, что соответствует размерам активной зоны Я. р. $\geqslant 5$—10 м. Объём энергетич. Я. р. достигает сотен м^3 и определяется гл. обр. возможностями теплосъёма. Минимальное количество делящегося в-ва и минимальные размеры активной зоны, при к-рых в Я. р. возможна цепная реакция, наз. критич. массой и критич. объёмом Я. р. Наименьшей критич. массой обладают Я. р. с топливом в виде растворов солей чистых делящихся изотопов в воде и с водяным отражателем нейтронов. Для ^{235}U критич. масса 0,8 кг, для ^{239}Pu — 0,5 кг, для ^{251}Cf — 10 г. Для уменьшения утечки нейтронов активной зоне придают сферич. или близкую к сферич. форму, напр. цилиндр с высотой порядка диаметра или куб (наименьшее отношение поверхности к объёму).

Вероятность резонансного захвата $(1-\varphi)$ нейтронов ядрами ^{238}U в процессе замедления существенно снижается в гетерогенных Я. р., т. к. число нейтронов с энергией, близкой

к резонансной, резко уменьшается внутри уранового блока и в поглощении участвует только внешний слой блока. Именно гетерогенная структура Я. р. позволяет осуществить цепной процесс на естеств. уране. При этом уменьшается θ, однако этот проигрыш в реактивности существенно меньше, чем выигрыш из-за уменьшения резонансного поглощения.

Выгорание и воспроизводство ядерного топлива. В процессе работы Я. р. в нём накапливаются осколки деления (см. *Деление атомного ядра*) и образуются *трансурановые элементы*, гл. обр. Pu. Накопление осколков вызывает уменьшение реактивности Я. р. Это наз. отравлением Я. р. (в случае радиоактивных осколков) и зашлаковыванием (для стабильных). Отравление вызывает гл. обр. ^{135}Xe, обладающий наибольшим сечением поглощения нейтронов ($2{,}6\cdot10^6$ барн). Его *период полураспада* $T_{1/2}=9{,}2$ ч, выход при делении 6—7%. Осн. часть ^{135}Xe образуется в результате распада ^{135}I ($T_{1/2}=6{,}8$ ч). При отравлении $K_{эф}$ уменьшается на 1—3%. Большое сечение поглощения ^{135}Xe и наличие промежуточного нуклида ^{135}I приводят к двум важным следствиям: 1) к увеличению концентрации ^{135}Xe и, следовательно, к уменьшению реактивности Я. р. после его остановки или снижения мощности («иодная яма»); 2) из-за отравления могут происходить пространственно-временны́е колебания пейтронного потока Ф и мощности Я. р. Колебания возникают тем легче, чем больше Я. р. (неск. м) и чем больше поток нейтронов ($\Phi>10^{13}$ нейтрон/см$^2\cdot$с).

Стабильные ядра, образующиеся при делении, обладают разл. сечениями захвата нейтронов $\sigma_з$, бо́льшими и меньшими, чем сечения захвата делящихся ядер. Концентрация первых (гл. обр. ^{149}Sm, изменяющий $K_{эф}$ на 0,5%) достигает насыщения в течение неск. первых суток работы Я. р. Концентрация вторых и вызываемое ими уменьшение реактивности возрастают линейно во времени.

Образование трансурановых элементов в Я. р. происходит по схемам:

$$^{235}\mathrm{U}\,(n,\gamma)\,^{236}\mathrm{U}\,(n,\gamma)\,^{237}\mathrm{U}\xrightarrow[6{,}7\ \text{сут}]{\beta^-}$$

$$\downarrow\ \text{осколки}$$

$$\longrightarrow\ ^{237}\mathrm{Np}\,(n,\gamma)\,^{238}\mathrm{Np}\xrightarrow[2{,}1\ \text{сут}]{\beta^-}\ ^{238}\mathrm{Pu};$$

$$^{238}\mathrm{U}\,(n,\gamma)\,^{239}\mathrm{U}\xrightarrow[23\ \text{мин}]{\beta^-}\ ^{239}\mathrm{Np}\xrightarrow[2{,}3\ \text{сут}]{\beta^-}$$

$$\longrightarrow\ ^{239}\mathrm{Pu}\,(n,\gamma)\,^{240}\mathrm{Pu}\,(n,\gamma)\,^{241}\mathrm{Pu}\,(n,\gamma)\longrightarrow$$

$$\searrow\ \text{осколки}\qquad\swarrow\ \text{осколки}\qquad\beta^-\downarrow\ 5\ \text{лет}$$

$$^{241}\mathrm{Am}$$

$$\longrightarrow\ ^{242}\mathrm{Pu}\,(n,\gamma)\,^{243}\mathrm{Pu}\xrightarrow[5\ \text{ч}]{\beta^-}$$

$$\longrightarrow\ ^{243}\mathrm{Am}\,(n,\gamma)\,^{244}\mathrm{Am}\xrightarrow[26\ \text{мин}]{\beta^-}\ ^{244}\mathrm{Cm}.$$

Накопление ^{239}Pu (делящееся в-во) в начале происходит линейно во времени. Затем концентрация ^{239}Pu стремится к пост. величине, к-рая определяется отношением сечений захвата нейтронов ^{238}U и ^{239}Pu. Время установления равновесной концентрации ^{239}Pu пропорц. $3/\Phi$ лет (Ф в ед. 10^{13} нейтрон/см$^2\cdot$с). Изотопы ^{240}Pu, ^{241}Pu достигают равновесной концентрации только при повторном сжигании горючего в Я. р. после регенерации яд. топлива.

При выгорании яд. топлива ρ уменьшается (в Я. р. на естеств. уране при малых выгораниях происходит нек-рый рост реактивности). Замена выгоревшего топлива может производиться сразу во всей активной зоне или постепенно по ТВЭЛам так, чтобы в активной зоне находились ТВЭЛы всех возрастов. В табл. 2 приведён состав извлекаемого яд. топлива. Выгружается одновременно вся активная зона после работы Я. р. в течение 3 лет и «выдержки» 3 лет ($\Phi=3\cdot10^{13}$ нейтрон/см$^2\cdot$с); начальный состав: ^{238}U—77 350 кг, ^{235}U—2630 кг, ^{234}U — 20 кг.

Табл. 2. СОСТАВ ВЫГРУЖАЕМОГО ТОПЛИВА (в кг) ДЛЯ ВОДО-ВОДЯНОГО РЕАКТОРА МОЩНОСТЬЮ 3 ГВт

^{238}U 75400	^{235}U 640	^{239}Pu 420	^{236}U 360	^{240}Pu 170
^{241}Pu 70	^{237}Np 39	^{242}Pu 30	^{238}Pu 14	^{241}Am 13
^{234}U 10	^{243}Am 8	^{244}Cm 2	Более тяжёлые изотопы 0,2	Осколки 2821

Общая масса загруженного топлива на 3 кг превосходит массу выгруженного (выделившаяся энергия соответствует массе 3 кг). После остановки Я. р. в топливе продолжается выделение энергии сначала гл. обр. за счёт деления запаздывающими нейтронами, а затем, через 1—2 мин, гл. обр. за счёт β- и γ-излучений осколков деления и трансурановых элементов.

Отношение кол-ва делящихся изотопов Pu, образовавшихся в Я. р., к количеству выгоревшего ^{235}U наз. коэфф. конверсии $K_к$. Табл. 2 даёт $K_к=0{,}25$. Величина $K_к$ увеличивается при уменьшении обогащения ^{235}U исходного топлива и выгорания. Если Я. р. сжигает и производит одни и те же нуклиды, то отношение скорости воспроизводства к скорости выгорания наз. коэфф. воспроизводства $K_в$ (см. *Реактор-размножитель*).

Управление Я. р. Регулирование цепного процесса в Я. р. на тепловых нейтронах осуществляется обычно введением в активную зону или выведением из неё стержней из в-в, сильно поглощающих нейтроны (B, Cd и др.). Если стержни введены глубоко, поглощение нейтронов в них велико и цепной процесс невозможен. Перемещение стержней управляется дистанционно с пульта управления. При небольшом перемещении стержней от положения, соответствующего критич. состоянию ($K_{эф}=1$), цепной процесс будет либо развиваться, либо затухать, т. е. мощность реактора можно регулировать. Регулирование осуществляется также растворением В в замедлителе (H_2O). Для регулирования важно, что часть нейтронов при делении вылетает из осколков с запаздыванием. Доля запаздывающих нейтронов невелика (0,68% для ^{235}U, 0,22% для ^{239}Pu; в табл. 1 ν — сумма числа мгновенных нейтронов ν_0 и запаздывающих $\nu_з$ нейтронов). Время запаздывания $\tau_з=0{,}2-55$ с. Если $K_{эф}-1\leqslant\nu_з/\nu_0$, то число делений в Я. р. растёт ($K_{эф}>1$) или падает ($K_{эф}<1$) с характерным временем $\sim\tau_з$. Без запаздывающих нейтронов это время было бы на неск. порядков меньше, что сильно усложнило бы управление Я. р.

Для компенсации выгорания могут использоваться поглотители, эффективность к-рых убывает при захвате ими нейтронов (Cd, B, редкоземельные элементы), или растворы поглощающего в-ва в замедлителе. Стабильности работы Я. р. способствует отрицат. температурный коэфф. реактивности.

Классификация Я. р. По назначению и мощности Я. р. делятся на неск. групп: 1) экспериментальные реакторы (критич. сборка), предназначены для изучения разл. физ. величин (ν, θ и др.), значение к-рых необходимо для проектирования и эксплуатации Я. р.; мощность таких Я. р. не превышает неск. кВт; 2) исследовательские реакторы, в к-рых потоки нейтронов и γ-квантов, генерируемые в активной зоне, используются для исследований в яд. физике, физике тв. тела, радиац. химии, биологии, для испытания материалов, предназначенных для работы в интенсивных нейтронных потоках (в т. ч. деталей Я. р.), для произ-ва изотопов. Мощность исследовательского Я. р. не превосходит 100 МВт; выделяющаяся энергия, как правило, не используется. К исследовательским Я. р. относится *импульсный реактор*; 3) изотопные Я. р., которые используются для получения радионуклидов, в т. ч. ^{239}Pu; 4) энергетические Я. р., в к-рых энергия, выделяющаяся при делении ядер, используется для выработки электроэнергии, теплофикации, опреснения мор. воды, в силовых установках на кораблях и т. д. Мощность (тепловая) совр. энергетич. Я. р. достигает 3—5 ГВт. Я. р. различаются также по виду яд. топлива (естеств. уран, слабо обогащённый, чистый делящийся изотоп), по его хим. составу (металлический U, UO_2, UC

и т. д.), по виду теплоносителя (H_2O, газ, D_2O, органич. жидкости, расплавленный металл), по роду замедлителя (С, H_2O, D_2O, Be, BeO, гидриды металлов, нет замедлителя). Наиболее распространены гетерогенные Я. р. на тепловых нейтронах с замедлителями из H_2O, С, D_2O и теплоносителями из H_2O, газа, D_2O. В ближайшие десятилетия будут интенсивно развиваться быстрые реакторы — размножители, в к-рых «сжигается» ^{238}U.

● Вейнберг А., Вигнер Е., Физическая теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1961; Крамеров А. Я., Шевелев Я. В., Инженерные расчеты ядерных реакторов, М., 1964; Бать Г. А., Кочетов А. С., Кабанов Л. П., Исследовательские ядерные реакторы, М., 1972; Белл Д., Глесстон С., Теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1974; Гончаров В. В., 30-летие первого советского ядерного реактора, «Атомная энергия», 1977, т. 42, в. 2, с. 83.

Л. Д. Галакин.

ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ, то же, что *фотоядерные реакции*.

ЯДРА ГАЛА́КТИК, компактные массивные сгущения в-ва в центр. области многих галактик (у нек-рых галактик ядер нет, напр. их нет у Большого и Малого Магеллановых Облаков — спутников нашей Галактики). На фотографиях ряда достаточно ярких и массивных галактик видны крупные эллипсоидальной формы центр. сгущения, получившие назв. «балдж» (от англ. bulge — выпуклость). Я. г. располагаются внутри балджа и на его фоне выделяются как более яркое образование. В балджах и Я. г. обнаружены звёзды, газ и пыль. Звёзды расположены с высокой пространств. плотностью, свойственной очень массивным компактным скоплениям. Внутри собственно ядер иногда видны звездообразные ядрышки — керны (часто именно их наз. Я. г.). Размеры кернов составляют неск. парсек, массы — 10^7—10^8 $M_\odot$ (масс Солнца), т. е. в них заключено не более 1/10 000 массы типичной спиральной галактики. Несмотря на малые по сравнению с галактикой размеры и массу, в нек-рых Я. г. протекают грандиозные по энерговыделению процессы. Характерный пример: к галактикам с активными ядрами относится не более 1% от общего числа галактик, но мощность излучения активных Я. г. такова, что в ИК диапазоне (на волне 50 мкм) их излучение сравнимо с мощностью излучения всех остальных галактик, вместе взятых.

Раскрытие природы активности Я. г. и их роли в эволюции галактик — осн. цель изучения Я. г.

К осн. проявлениям активности Я. г. относятся: мощное нетепловое излучение, охватывающее диапазоны от метровых радиоволн до рентг. излучения (рис. 1); переменность потока излучения; бурные перемещения облаков газа (со скоростями ~ неск. тыс. км/с, приводящими к значит. уширению спектральных линий); выбросы плазменных струй и сгустков со скоростями, близкими к скорости света (рис. 2).

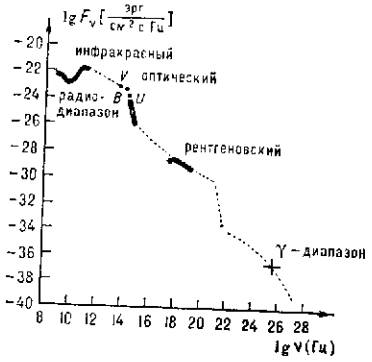


Рис. 1. Зависимость логарифма спектральной плотности потока F_ν от логарифма частоты lgν для радиогалактики Центавр А (подобный спектр характерен для активных ядер галактик).

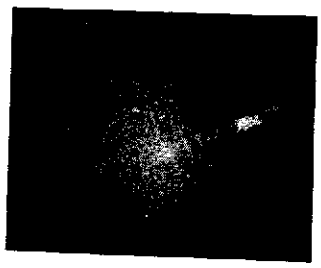


Рис. 2. Фотография радиогалактики Дева А (M87 или NGC 4486) в поляризованном свете. Виден яркий выброс плазмы (длиной ~5·10³ световых лет), состоящий из нескольких сгустков.

К галактикам с активными ядрами относятся т. н. сейфертовские галактики (с очень яркими ядрами), N-галактики и радиогалактики, а также *квазары*.

Данные о мощности излучения Я. г. в нек-рых диапазонах длин волн приведены в таблице.

К галактикам с активными ядрами причисляют ещё объекты типа BL Lacertae — лацертиды, главная особенность к-рых — значит. переменность блеска (на 6—7 звёздных величин, что соответствует изменению их светимости в неск. сотен раз).

Переменность излучения Я. г. с периодом в неск. лет указывает, что ядра имеют размеры ~10^{17}—10^{18} см (см. *Квазары*). Переменность излучения ряда Я. г. с характерным временем от неск. недель до неск. месяцев указывает, что размеры излучающих областей в Я. г. могут составлять 10^{16}—10^{17} см (не превышать десятых долей парсека, т. е. размеров Солнечной системы).

При массе ~10^7—10^8 $M_\odot$ и размерах ~10^{18} см Я. г. могут аккумулировать энергию ~10^{59}—10^{60} эрг. Столь колоссальным может быть лишь запас гравитац. энергии. В связи с этим для Я. г. существенна проблема трансформации гравитац. энергии в излучение и кинетич. энергию облаков плазмы. В астрофизике рассматривают ряд теор. моделей активных Я. г., среди них наиболее обоснованы следующие: 1) Я. г.— массивное компактное звёздное скопление, в к-ром идёт звездообразование и быстрая эволюция массивных звёзд, превращающихся в *нейтронные звёзды* и *чёрные дыры* с выделением значит. гравитац. энергии; 2) Я. г.— вращающееся магнитоплазменное тело с сильным магн. полем, к-рое ускоряет заряженные ч-цы до релятив. скоростей и обусловливает их мощное нетепловое излучение; энергия излучения черпается из кинетич. энергии вращения тела; 3) Я. г.— сверхмассивная чёрная дыра или кратная система чёрных дыр (напр., двойная), на к-рую падает в-во из окружающего пространства; гравитац. энергия аккрецирующего в-ва трансформируется в энергию излучения [для поддержания высокой активности ядра достаточно аккреции ~(1—3)$M_\odot$/год].

Тип объекта	Мощность излучения, эрг/с		
	Вблизи λ=22 мкм, инфракрасный диапазон	λ=2—5 Å, рентгеновский диапазон	Сантиметровый диапазон радиоволн
Квазар 3С 273	$5,1\cdot10^{45}$	10^{46}	$4,5\cdot10^{41}$
Радиогалактика NGC 1275 (Персей А)	$3,8\cdot10^{44}$	$3\cdot10^{44}$	$5,6\cdot10^{40}$
Эллиптич. галактика M87 (радиоисточник Дева А)	$1,4\cdot10^{43}$	$3,3\cdot10^{42}$	~10^{39}
Сейфертовская галактика NGC 4151	$1,36\cdot10^{43}$	$1,7\cdot10^{42}$	~10^{38}
Ядро нашей Галактики *	$5\cdot10^{38}$	$1,4\cdot10^{37}$	~10^{34}

* Ядро нашей Галактики проявляет слабую активность.

Эксперим. данных, позволяющих остановиться на к.-л. одной модели Я. г., пока ещё недостаточно.

● Дибай Э. А., Нестационарные явления в галактиках, М., 1977 (Новое в жизни, науке, технике. Сер. космонавтика, астрономия, № 6); На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979.

ЯДРО́ АТО́МНОЕ, центральная массивная часть атома, состоящая из протонов и нейтронов (нуклонов). Масса Я. а. примерно в $4\cdot10^3$ раз больше массы всех входящих в состав атома эл-нов. Размеры Я. а. составляют ~ 10^{-12}—10^{-13} см. Электрич. заряд положителен

и по абс. величине равен сумме зарядов ат. эл-нов нейтрального атома. Я. а. было открыто англ. физиком Э. Резерфордом в 1911 в опытах по рассеянию α-частиц при прохождении их через вещество. Обнаружив, что α-частицы чаще, чем ожидалось, рассеиваются на большие углы, Резерфорд предположил, что положит. заряд атома сосредоточен в малом по размерам Я. а. (до этого господствовали представления англ. физика Дж. Дж. Томсона, согласно к-рым положит. заряд атома равномерно распределён по его объёму). Идея Резерфорда была принята его современниками не сразу (гл. препятствием была убеждённость в неизбежном падении ат. эл-нов на ядро из-за потерь энергии на эл.-магн. излучение при движении по орбите вокруг Я. а.). Большую роль в её признании сыграла работа дат. физика Н. Бора (1913), положившая начало квант. теории атома (см. *Атом*). В кон. 1913 ученик Резерфорда англ. физик Г. Мозли показал экспериментально, что электрич. заряд Я. а. (в ед. абс. величины заряда эл-на e) равен порядковому номеру Z элемента в периодич. системе элементов. После Мозли факт существования Я. а. утвердился в физике окончательно.

Характеристики ядра

Состав ядра. Ко времени открытия Я. а. были известны только две *элементарные частицы — протон* и *электрон*. В соответствии с этим считалось вероятным, что Я. а. из них состоит. Однако в кон. 20-х гг. протонно-электронная гипотеза столкнулась с серьёзной трудностью, получившей название а з о т н о й к а т а с т р о ф ы: по протонно-электронной гипотезе, ядро азота должно было содержать 21 частицу (14 протонов и 7 эл-нов), *спин* каждой из к-рых равен $^1/_2$. Спин ядра азота должен был быть полуцелым, а, согласно опытным данным (по оптич. молекулярным спектрам), он оказался равным 1. Состав Я. а. был выяснен после открытия англ. физиком Дж. Чедвиком (1932) *нейтрона* со спином (установлено позже) $^1/_2$. Идея о том, что Я. а. состоит из протонов и нейтронов, была впервые высказана в печати Д. Д. Иваненко (1932) и непосредственно вслед за этим развита нем. физиком В. Гейзенбергом (1932). Предположение о протонно-нейтронном составе ядра получило в дальнейшем полное эксперим. подтверждение.

В совр. яд. физике протон (p) и нейтрон (n) объединяются общим названием «нуклон» (N). Общее число нуклонов в Я. а. наз. м а с с о в ы м ч и с л о м A, число протонов равно заряду ядра Z, число нейтронов $N=A-Z$. У ядер-*изотопов* одно и то же Z, но разные A и N, у ядер-и з о б а р одинаковое A и разные Z и N. В связи с открытием н у к л о н н ы х и з о б а р (см. *Резонансы*) выяснилось, что внутриядерные нуклоны, взаимодействуя друг с другом, могут превращаться в нуклонные изобары. В простейшем ядре — *дейтроне*, состоящем из одного протона и одного нейтрона, нуклоны примерно 1% времени должны пребывать в виде нуклонных изобар. Периодически на короткое время ($\sim 10^{-23}$—10^{-24} с) в ядрах появляются мезоны, в т. ч. *пи-мезоны*. Вз-ствие нуклонов сводится к многократным актам испускания π-мезона одним из нуклонов и поглощения его другим. Возникающие обменные мезонные токи сказываются, в частности, на эл.-магн. свойствах ядер.

Взаимодействие нуклонов. Силы, удерживающие нуклоны в ядре, наз. я д е р н ы м и. Они явл. проявлением самых интенсивных из всех известных в физике вз-ствий (см. *Сильное взаимодействие*). Яд. силы, действующие между двумя протонами в ядре, по порядку величины в сто раз интенсивнее электростатич. вз-ствия между ними. Важным свойством яд. сил явл. их *изотопическая инвариантность*, т. е. независимость от зарядового состояния нуклонов: яд. вз-ствия двух протонов, двух нейтронов или нейтрона и протона одинаковы, если одинаковы состояния относит. движения этих пар ч-ц и их спиновые состояния. Интенсивность яд. сил зависит от расстояния между нуклонами, от взаимной ориентации их спинов, от ориентации спинов относительно орбитального момента и радиуса-вектора, проведённого от одной ч-цы к другой. В соответствии с этим различают центральные силы, спин-спиновые, спин-орбитальные и тензорные.

Яд. силы характеризуются определённым радиусом действия, он определяется *комптоновской длиной волны* π-мезонов, к-рыми обмениваются нуклоны в процессе яд. вз-ствия: $r_0=\hbar/\mu c$, где μ — масса π-мезона. Наибольший радиус действия имеют силы, обусловленные обменом π-мезонами. Для них $r_0=1{,}41$ Ф (1Ф$=10^{-13}$ см). Межнуклонные расстояния в ядрах имеют именно такой порядок величины, однако существенный вклад в яд. силы вносит обмен и более тяжёлыми мезонами. Точная зависимость яд. сил от расстояния между двумя нуклонами и относит. интенсивность яд. сил разного типа с определённостью не установлены. В многонуклонных ядрах возможны силы, к-рые не сводятся к вз-ствию только пар нуклонов. Роль т. н. м н о г о ч а с т и ч н ы х с и л в структуре ядер пока не выяснена.

Размеры ядер зависят от числа содержащихся в них нуклонов. Средняя плотность числа нуклонов в ядре (их число в ед. объёма) для всех многонуклонных ядер ($A>10$) практически одинакова. Это означает, что объём ядра пропорц. числу нуклонов A, а его линейный размер пропорц. $A^{1/3}$. Эфф. радиус ядра R даётся формулой:

$$R=aA^{1/3}, \qquad (1)$$

где константа a близка к радиусу действия яд. сил r_0 и зависит от того, в каких физ. явлениях измеряется R. В случае т. н. зарядового радиуса ядра, измеряемого по рассеянию эл-нов на ядрах или по положению уровней энергии μ-*мезоатомов*, — $a=1{,}12$ Ф. Эфф. радиус, определённый из процессов вз-ствий *адронов* с ядрами (нуклонов, мезонов, α-частиц и др.), оказывается неск. больше зарядового: $a=1{,}2$–$1{,}4$ Ф.

Плотность яд. в-ва чрезвычайно велика по сравнению с плотностью обычных в-в и составляет ок. 10^{14} г/см^3. Плотность числа нуклонов в ядре ρ почти постоянна в центральной части ядра и экспоненциально убывает на периферии. Для приближённого описания эмпирич. данных иногда принимают след. зависимость ρ от расстояния r до центра ядра:

$$\rho(r)=\rho_0/(1+\exp[(r-R_1)/b]). \qquad (2)$$

Эфф. радиус ядра R равен при этом R_0+b; величина b характеризует размытость границы ядра и почти одинакова для всех ядер ($b\approx 0{,}5$ Ф). Параметр ρ_0 — удвоенная плотность на «границе» ядра [$\rho_0=2\rho(R_0)$], определяется из условия нормировки (равенства объёмного интеграла от ρ числу нуклонов A). Из ф-лы (1) следует, что размеры ядер варьируются по порядку величины от 10^{-13} см (1Ф) до 10^{-12} см (10 Ф) для тяжёлых ядер. Однако формула (1) описывает рост линейных размеров ядер с увеличением числа нуклонов лишь огрублённо при б. или м. значит. увеличении A. Изменение же размера ядра в случае присоединения к нему одного или двух нуклонов зависит от деталей структуры ядра и может быть иррегулярным. В частности (как показали измерения изотопич. сдвига ат. уровней энергии), иногда радиус ядра при добавлении двух нейтронов даже уменьшается.

Энергия связи и масса ядра. Энергия связи ядра $\mathcal{E}_{св}$ — это энергия, к-рую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отд. нуклоны. Она равна разности суммы масс входящих в него нуклонов и массы ядра, умноженной на c^2.

$$\mathcal{E}_{св}=(Zm_p+Nm_n-M)c^2.$$

Здесь m_p, m_n и M — массы протона, нейтрона и ядра. Замечательной особенностью Я. а. явл. тот факт, что $\mathcal{E}_{св}$ приблизительно пропорц. числу нуклонов в ядре, так что у д е л ь н а я э н е р г и я с в я з и $\mathcal{E}_{св}/A$ слабо меняется при изменении A (для большинства ядер $\mathcal{E}_{св}/A\approx 6$—$8$ МэВ). Это свойство, наз. н а с ы щ е н и е м я д е р н ы х с и л, означает, что каждый нуклон эффективно связывается не со всеми нуклонами ядра (в этом случае энергия связи была бы пропорц. A^2 при $A\gg 1$), а лишь с некрыми из них. Теоретически это воз-

можно, если силы при изменении расстояния изменяют знак (притяжение на одних расстояниях сменяется отталкиванием на других).

Зависимость $\mathcal{E}_{св}$ от A и Z для всех известных ядер приближённо описывается полуэмпирич. массовой ф-лой (впервые предложенной нем. физиком К. Ф. Вейцзеккером в 1935):

$$\mathcal{E}_{св}(A, Z) = \varepsilon A - \alpha A^{2/3} - \beta Z^2 A^{-1/3} - \gamma \frac{(A/2-Z)^2}{A} + \delta(A, Z), \qquad (3)$$

где α, β и γ — постоянные, имеющие размерность энергии. Первое, и наибольшее, слагаемое определяет линейную зависимость энергии связи от A; второй член, уменьшающий энергию связи, обусловлен тем, что часть нуклонов находится на поверхности ядра; третье слагаемое — энергия электростатич. кулоновского отталкивания протонов (обратно пропорц. радиусу ядра и пропорц. квадрату его заряда); четвёртое слагаемое учитывает влияние на энергию связи неравенства числа протонов и нейтронов в ядре и, наконец, пятое слагаемое зависит от чётности чисел A и Z:

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} 33{,}57A^{-3/4}\ \text{МэВ} — \text{чётные } A \text{ и } Z, \\ 0 — \text{нечётное } A, \\ -33{,}57A^{-3/4}\ \text{МэВ} — \\ \text{чётное } A, \text{ нечётное } Z. \end{cases} \qquad (4)$$

Эта сравнительно небольшая поправка оказывается, однако, весьма существенной для ряда явлений, и в частности для деления тяжёлых ядер. Именно она определяет делимость ядер нечётных по A изотопов урана под действием медленных нейтронов (см. *Деление атомного ядра*), что и обусловливает выделенную роль этих изотопов в яд. энергетике (см. *Ядерное топливо*). Оптим. согласие с опытом достигается при $\varepsilon = 14{,}03$ МэВ, $\alpha = 13{,}03$ МэВ, $\beta = 0{,}5835$ МэВ, $\gamma = 77{,}25$ МэВ. Формулы (3) и (4) могут быть использованы для оценки энергий связи ядер, не слишком удалённых от полосы стабильности. Последняя определяется положением максимума $\mathcal{E}_{св}$ как ф-ции Z при фиксированном A. Это условие определяет связь между Z и A для стабильных ядер:

$$Z = A\left(1{,}98 + 0{,}15A^{2/3}\right)^{-1}. \qquad (5)$$

Ф-ла (3) не учитывает квант. эффектов, связанных с деталями структуры ядер, к-рые могут приводить к скачкообразным изменениям $\mathcal{E}_{св}$ вблизи нек-рых значений A и Z (см. ниже). Структурные особенности в зависимости $\mathcal{E}_{св}$ от A и Z существенны в вопросе о предельно возможном значении Z, т. е. о границе *периодической системы* элементов. Эта граница обусловлена неустойчивостью тяжёлых ядер относительно процесса деления. Теор. оценки вероятности спонтанного деления ядер не исключают возможности существования «островов стабильности» сверхтяжёлых ядер вблизи $Z = 114$ и $Z = 126$ (см. *Трансурановые элементы*).

Квантовые характеристики ядерных уровней. Я. а. может находиться лишь в определённых дискр. квант. состояниях, отличающихся друг от друга энергией и др. сохраняющимися во времени физ. величинами. Важнейшие квант. хар-ки яд. состояния — *спин* I и *чётность* P. Спин I (в ед. $\hbar$) — целое число у ядер с чётным A и полуцелое при нечётном A (спин Я. а. равен сумме спинов составляющих его нуклонов). Чётность состояния $P = \pm 1$ указывает на изменение знака *волновой функции* ядра при зеркальном отражении пространства (см. *Пространственная инверсия*). Эти две хар-ки часто объединяют единым символом I^P или $I^{\pm}$. Имеет место след. эмпирич. правило: для осн. состояний ядер (с наименьшей энергией) с чётными A и Z $I^P = 0^+$. Квант. состояние системы имеет определённую чётность P, если система зеркально симметрична (т. е. переходит сама в себя при зеркальном отражении). В ядрах зеркальная симметрия неск. нарушена наличием *слабого взаимодействия* между нуклонами, не сохраняющего чётность (его интенсивность по порядку величины $\sim 10^{-5}\%$ от осн. сил, связывающих нуклоны в ядрах). Однако обусловленное слабым вз-ствием смешивание состояний с разной чётностью мало́ и практически не сказывается на структуре ядер.

Помимо I и P, яд. состояния характеризуются также квант. числами, возникающими вследствие динамич. симметрии яд. вз-ствий. Важнейшая из них — *изотопическая инвариантность* яд. сил. Она приводит к появлению у лёгких ядер ($Z \leqslant 20$) квант. числа T, назв. изотопическим спином; T — целое число при чётном A и полуцелое при нечётном (т. к. изотопич. спин нуклона равен $^1/_2$). Разл. состояния ядра могут иметь разный изоспин:

$$T \geqslant (A-2Z)/2. \qquad (6)$$

Опыт показывает, что изоспины осн. состояний ядер минимальны и равны $(A-2Z)/2$. Изоспин характеризует свойства симметрии волновой ф-ции состояния ядра относительно замены $p \rightleftarrows n$. С изоспином связано существование изотопич. яд. мультиплетов, или аналоговых состояний, у ядер с одним и тем же A. Аналоговые состояния, хотя и относятся к разным ядрам (разные Z), но имеют одинаковую структуру и, следовательно, одинаковые I^P и T. Число таких состояний равно $2T+1$. Легчайшее после протона ядро — дейтрон — имеет изоспин $T=0$ и поэтому не имеет аналогов. Ядра $^3_1$H и $^3_2$He образуют изотопич. дублет с $T = ^1/_2$. Для более тяжёлых ядер членами одного изотопич. мультиплета явл. как основные, так и возбуждённые состояния ядер. Это связано с тем, что при увеличении Z растёт кулоновская энергия ядра (она растёт с числом протонов) и, кроме того, при замене $p \rightleftarrows n$ на полной энергии ядра сказывается разность масс протона и нейтрона. Примером изотопич. мультиплета, содержащего как основные, так и возбуждённые состояния, явл. триплет с $T=1$: $^{14}_6$C (осн) — $^{14}_7$N* (энергия возбуждения 2,31 МэВ) — $^{14}_8$O (осн). Полуразность числа нейтронов и протонов T_3 наз. проекцией изоспина. Для членов изотопического мультиплета T_3 принимает $(2T+1)$ значений, отличающихся друг от друга на единицу и лежащих в интервале $-T \leqslant T_3 \leqslant +T$. Величина T_3 для ядер определена так, что для протона $T_3 = -^1/_2$, а для нейтрона $T_3 = +^1/_2$. В физике же *элементарных частиц* протону приписывается положит. значение T_3, а нейтрону — отрицательное. Это чисто условное различие в определениях вызвано соображениями удобства (при избранном в яд. физике определении T_3 эта величина положительна для подавляющего числа ядер). Для тяжёлых ядер изоспин не явл. хорошим *квантовым числом* (состояния с разным изоспином смешиваются гл. обр. электростатич. вз-ствием протонов). Тем не менее ощутимые следы изотопич. симметрии остаются и в этом случае. Она проявляется, в частности, в наличии т. н. аналоговых резонансов (аналоговых состояний, нестабильных относительно распада с испусканием нуклонов).

Кроме I, P и T, яд. состояния могут характеризоваться также квант. числами, связанными с конкретной динамич. моделью, привлекаемой для приближённого описания ядра (см. ниже).

Электрические и магнитные моменты ядер. В разл. состояниях ядро может иметь разные по величине магн. дипольные и электрич. квадрупольные моменты. Квадрупольные моменты ядер могут быть отличны от нуля только в том случае, когда спин $I > ^1/_2$. Яд. состояние с определённой чётностью P не может обладать отличным от нуля электрич. дипольным моментом. Более того, даже при несохранении чётности для возникновения электрич. дипольного момента необходимо, чтобы вз-ствие нуклонов было необратимо по времени (T — неинвариантно). Поскольку по опытным данным T-неинвариантные межнуклонные силы (если они вообще есть) по меньшей мере в тысячу раз слабее осн. яд. сил, а эффекты несохранения чётности также очень малы, то электрич. дипольные моменты либо равны нулю, либо столь малы, что их обнаружение находится вне пределов возможностей совр. яд. эксперимента. Яд. магн. дипольные моменты имеют порядок ве-

личины яд. *магнетона*. Электрич. квадрупольные моменты eQ изменяются в очень широких пределах: от величины порядка $e\cdot10^{-27}$ см^2 (лёгкие ядра) до $e\cdot10^{-23}$ см^2 (тяжёлые ядра); обычно для них указываются просто значения Q, измеренные в см^2 (см. *Квадрупольный момент ядра*). В большинстве случаев известны лишь статич. моменты осн. состояний, поскольку они могут быть измерены оптич. и радиоспектроскопич. методами (см. *Ядерный магнитный резонанс*). Значения статич. электрич. и магн. моментов существенно зависят от структуры ядра, распределения в нём зарядов и токов. Объяснение наблюдаемых величин магн. дипольных и электрич. квадрупольных моментов явл. пробным камнем для любой физ. модели ядра.

Структура и модели ядер

Многочастичная квант. система с сильным вз-ствием, каковой явл. ядро, с теор. точки зрения—объект исключительно сложный. Трудности связаны не только с вычислениями физ. величин, характеризующих ядро, но и с качеств. пониманием свойств яд. состояний, спектра энергетич. уровней, механизма *ядерных реакций*. Тяжёлые ядра содержат много нуклонов, но всё же их число не столь велико, чтобы можно было с уверенностью воспользоваться методами статистич. физики, как в теории конденсированных сред (*жидкости*, *твёрдые тела*). К матем. трудностям теории добавляется недостаточная определённость данных о яд. силах. Поскольку межнуклонное вз-ствие сводится к обмену π-мезонами, объяснение свойств ядра в конечном счёте должно опираться на релятив. квант. теорию элементарных ч-ц, к-рая сама по себе в совр. её состоянии несвободна от внутр. противоречий и не может считаться завершённой. Хотя сравнительно небольшие в среднем скорости нуклонов в ядре ($\sim$0,1 c) неск. упрощают теорию, позволяя строить её в первом приближении на основе нерелятив. *квантовой механики*, яд. задача мн. тел остаётся пока одной из фундаментальных проблем совр. физики. По всем этим причинам до сих пор, исходя из «первых принципов», рассматривалась только структура простейших ядер — дейтрона, ^{3}H и ^{3}He. Структуру более сложных ядер исследуют с помощью моделей.

Оболочечная модель. Каждый нуклон находится в ядре в определённом квант. состоянии, характеризуемом энергией, спином j, его проекцией m на одну из координатных осей и орбитальным моментом $l=j\pm{}^1/_2$; чётность состояния нуклона $p=(-1)^l$. Энергия уровня не зависит от проекции орбитального момента на выделенное направление. Поэтому в соответствии с *Паули принципом* на каждом уровне энергии с моментами j, l может находиться $(2j+1)$ тождеств. нуклонов, образующих «оболочку» (j, l). Полный орбитальный момент заполненной оболочки равен нулю. Поэтому если ядро составлено только из заполненных протонных и нейтронных оболочек, то его спин будет также равен нулю. Всякий раз, когда количество протонов или нейтронов в ядре достигает числа, отвечающего заполнению очередной оболочки, происходит скачкообразное изменение нек-рых характеризующих ядро величин (в частности, энергии связи). Это создаёт подобие периодичности в свойствах ядер в зависимости от A и Z, аналогичной периодич. закону для атомов. В обоих случаях физ. причиной периодичности явл. принцип Паули, согласно к-рому два тождественных *фермиона* не могут находиться в одном и том же состоянии. Однако оболочечная структура ядер проявляется значительно слабее, чем в атомах. В ядрах индивидуальные квант. состояния ч-ц («орбиты») возмущаются вз-ствием («столкновениями») их друг с другом гораздо сильнее, чем в атомах. Более того, известно, что большое число яд. состояний совсем не похоже на совокупность движущихся в ядре независимо друг от друга нуклонов, т. е. не может быть объяснено в рамках оболочечной модели. Наличие таких к о л л е к т и в н ы х состояний указывает на то, что представления об индивидуальных нуклонных состояниях — скорее, методич. базис, удобный для описания нек-рых состояний ядра, чем физ. реальность.

В этой связи в оболочечную модель вводится понятие *квазичастиц*. Ядро уподобляется «конечной» ферми-жидкости (см. *Квантовая жидкость*), а ядро в осн. состоянии рассматривается как вырожденный ферми-газ квазичастиц, к-рые эффективно не взаимодействуют друг с другом, поскольку всякий акт столкновения, изменяющий индивидуальные состояния квазичастиц, запрещён принципом Паули. В возбуждённом состоянии ядра, когда 1 или 2 квазичастицы находятся на более высоких уровнях энергии, они, освободив орбиты внутри ферми-сферы (см. *Ферми поверхность*), могут взаимодействовать как друг с другом, так и с образовавшейся дыркой в нижней оболочке. В результате этого вз-ствия может происходить переход квазичастиц из заполненных состояний в незаполненные, вследствие чего старая дырка исчезает, а новая появляется, что эквивалентно перемещению дырки по спектру состояний. Т. о., согласно оболочечной модели, основывающейся на теории ферми-жидкости, спектр нижних возбуждённых состояний ядер определяется движением 1—2 квазичастиц вне ферми-сферы и вз-ствием их друг с другом и с дырками внутри ферми-сферы. Этим самым объяснение структуры многонуклонного ядра при небольших энергиях возбуждения фактически сводится к квант. проблеме 2—4 взаимодействующих тел (квазичастица — дырка или 2 квазичастицы — 2 дырки). Применение теории ферми-жидкости к Я. а. было развито А. Б. Мигдалом (1965). Трудность теории состоит, однако, в том, что вз-ствие квазичастиц и дырок не мало́, и потому нет уверенности в невозможности появления низкоэнергетич. возбуждённого состояния, обусловленного большим числом квазичастиц вне ферми-сферы.

В др. вариантах оболочечной модели движение квазичастиц по независимым «орбитам» даже в осн. состоянии ядра рассматривается лишь как первое приближение к действительности. Для уточнения вводится эфф. вз-ствие между квазичастицами в каждой оболочке, приводящее к перемешиванию первонач. конфигураций индивидуальных состояний. Это вз-ствие учитывается по методу теории возмущений (справедливой при малости возмущения). Однако при этом эфф. вз-ствие, необходимое для описания опытных фактов, оказывается не слабым. Кроме того, в разных оболочках приходится вводить разные эфф. вз-ствия, что увеличивает число эмпирически подбираемых параметров модели. Упомянутые осн. варианты модели оболочек модифицируются иногда введением дополнит. вз-ствий (напр., вз-ствия квазичастиц с колебаниями поверхности ядра) для достижения лучшего согласия теории и опыта.

Т. о., совр. оболочечная модель ядра фактически явл. полуэмпирич. схемой, позволяющей понять нек-рые закономерности в структуре ядер, но не способной последовательно количественно описать свойства ядер. В частности, не просто выяснить чисто теоретически порядок заполнения оболочек, а следовательно и магич. числа, к-рые служили бы аналогами периодов таблицы Менделеева для атомов. Порядок заполнения оболочек зависит, во-первых, от хар-ра того силового поля, к-рое определяет индивидуальные состояния квазичастиц, и, во-вторых, от смешивания конфигураций. Последнее обычно принимается во внимание лишь для незаполненных оболочек. Наблюдаемые на опыте магич. числа нейтронов (2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126) и протонов (2, 8, 20, 28, 50, 82) отвечают квант. состояниям квазичастиц, движущихся в прямоугольной или осцилляторной потенц. яме со *спин-орбитальным взаимодействием* (именно благодаря ему возникают числа 28, 40, 82 и 126).

Объяснение самого факта существования магич. чисел было крупным успехом модели оболочек, впервые предложенной амер. физиком М. Гёпперт-Майер и нем. физиком Й. Х. Д. Йенсеном в 1949—50. Др. важный результат модели оболочек даже в простейшей форме (без учёта вз-ствия квазичастиц) — получение квант. чи-

сел I^P осн. состояний нечётных ядер и приближённое описание данных о магн. дипольных моментах таких ядер. Согласно оболочечной модели, эти величины для нечётных ядер определяются состоянием (j, l) последнего «неспаренного» нуклона. В этом случае $I=j$, $P=(-1)^l$. Магн. дипольный момент μ (в яд. магнетона х), если

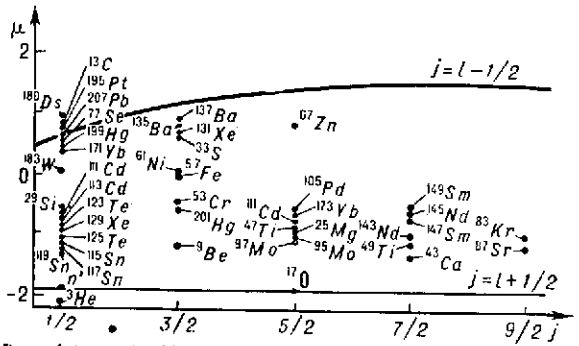


Рис. 1 (слева). Линии Шмидта для ядер с нечётным числом нейтронов (точки — эксперим. данные).

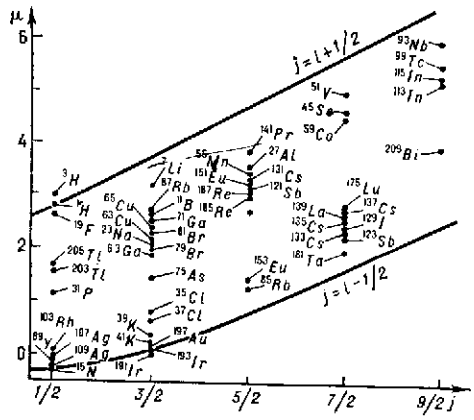


Рис. 2 (справа). Линии Шмидта для ядер с нечётным числом протонов.

неспаренным нуклоном явл. нейтрон, равен:

$$\mu = \begin{cases} \mu_n, & j=l+1/2 \\ \frac{-j}{j+1}\mu_n, & j=l-1/2. \end{cases} \quad (7)$$

В случае неспаренного протона:

$$\mu = \begin{cases} j-\frac{1}{2}+\mu_p, & j=l+1/2 \\ \frac{j}{j+1}\left(j+\frac{3}{2}-\mu_p\right), & j=l-1/2. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь $\mu_n=-1{,}913$ и $\mu_p=2{,}793$ — магн. моменты нейтрона и протона. Зависимости μ от j при данном $l=j\pm1/2$ наз. линиями Шмидта. Магн. дипольные моменты практически всех нечётных ядер, согласно опытным данным, лежат между линиями Шмидта (рис. 1, 2), но не на них, как это требуется простейшей оболочечной моделью. Тем не менее близость эксперим. значений магн. дипольных моментов ядер к линиям Шмидта такова, что, зная $j=I$ и μ, можно в большинстве случаев однозначно определить l. Данные о квадрупольных электрич. моментах Q ядер значительно хуже описываются оболочечной моделью. Существенно, однако, что в зависимости Q от A и Z наблюдается периодичность, отвечающая магич. числам.

Все эти сведения о Я. а. (значения I, P, электрич. и магн. моменты осн. состояний, магич. числа, данные о возбуждённых состояниях) позволяют принять схему заполнения яд. оболочек, приведённую на рис. 3.

Несферичность ядер. Ротационная модель. В области $150<A<190$ и $A>200$ квадрупольные моменты Q ядер с $I>1/2$ чрезвычайно велики — они отличаются от значений, предсказываемых оболочечной моделью в 10—100 раз. В этой же области связь энергии нижних возбуждённых состояний ядер со спином ядра оказывается сходной с зависимостью энергии вращающегося волчка от его момента вращения. Особенно чётко это выражено у ядер с чётными A и Z. В этом случае энергия $\mathcal{E}$ возбуждения уровня со спином I даётся соотношением:

$$\mathcal{E}=\frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}, \quad (9)$$

где J — величина, практически не зависящая от I и имеющая размерность *момента инерции*. Спины возбуждённых состояний в (9) принимают, как показывает опыт, только чётные значения (2, 4, 6. . ., нулевое значение отвечает осн. состоянию).

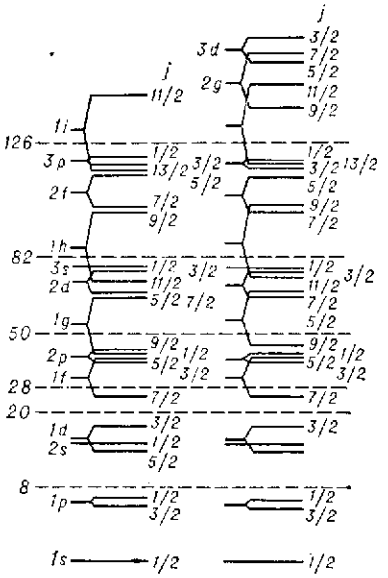


Рис. 3. Эмпирич. последовательность уровней протонов и нейтронов в модели яд. оболочек. Справа от уровней указаны J, слева — спектроскопич. символ (буква отвечает определённому значению l, число — номер уровня с данным l; s, p, d, f, g, h, i соответственно означают $l=0$, 1, 2, 3, 4, 5, 6). Пунктиром отделены состояния, заполнение к-рых даёт магич. числа.

Эти факты послужили основанием для построения ротационной модели несферич. ядра, впервые предложенной амер. физиком Дж. Рейнуотером (1950) и развитой в работах дат. физика О. Бора и амер. физика Б. Моттельсона. Согласно этой модели, ядро представляет собой эллипсоид вращения. Его большая (a_1) и малая (a_2) полуоси выражаются через параметр деформации β ядра след. образом:

$$a_1=\left(1+\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)R, \quad (10)$$

$$a_2=\left(1-\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)R.$$

Электрич. квадрупольный момент несферич. ядра также выражается через β. Параметры β, определённые из данных по квадрупольным моментам (не только статическим, но и динамическим, т. е. по вероятности испускания возбуждённым ядром электрич. квадрупольного γ-излучения), оказываются $\sim0{,}1$, но варьируются в широких пределах (у нек-рых ядер редкоземельных элементов $\beta\sim0{,}5$). От β зависит также момент инерции J ядра. Эксперим. значения J значительно меньше моментов инерции тв. эллипсоида вращения относительно оси, перпендикулярной оси симметрии. Нет также уровней, соответствующих вращению эллипсоида вокруг оси симметрии. Эти обстоятельства исключают возможность буквально отождествить вращение несферич. ядра с квант. вращением симметрич. твердотельного волчка. Принимается схема, аналогичная квантованию движения двухатомной молекулы с идентичными бесспиновыми ядрами: вращат. момент ядер такой молекулы относительно её центра инерции всегда перпендикулярен линии, соединяющей ядра. Из-за свойств симметрии *волновой функции* относительно перестановки ядер, допустимы только чётные значения момента вращения (0, 2, 4 и т. д.), что соответствует значениям J для ротац. состояний несферич. ядер с чётными A и Z. Для ядер с небольшими β наблюдаемые значения J близки к моменту инерции той части эллипсоида вращения, к-рая находится вне вписанного шара. Такой момент инерции могли бы иметь идеальный газ, помещённый в сосуд в форме эллипсоида вращения, или (что то же самое) ч-цы, движущиеся независимо друг от друга в несферич. эллипсоидальной потенц. яме. С ростом β момент инерции ядра в такой модели растёт, быстро достигая значения тв. эллипсоида. Это противоречит опытным данным, согласно к-рым рост J с увеличением β происходит значительно медленнее, так что для реальных ядер значения J лежат

между моментами инерции части эллипсоида, находящегося вне вписанного в него шара и тв. эллипсоида вращения. Противоречие устраняется учётом вз-ствия между ч-цами, движущимися в потенц. яме. При этом, как оказывается, гл. роль играют парные корреляции «сверхтекучего типа» (см. ниже).

Описанная картина структуры несферич. ядра соответствует обобщению оболочечной модели на случай движения квазичастиц в сферически-несимметричном потенциальном поле (*обобщённая модель*). При этом несколько изменяется и схема энергетич. состояний и квант. числа, характеризующие индивидуальные «орбиты» ч-ц. В связи с появлением выделенного направления — оси симметрии эллипсоида, сохраняется проекция момента вращения каждой из ч-ц на эту ось. Момент вращения ч-цы j при этом перестаёт быть определённым квант. числом. Практически, однако, для всех ядер смешивание орбит с разными j мало, так что несферичность ядра в движении ч-ц сказывается гл. обр. на появлении дополнит. квант. числа. Для нечётных ядер спин ядра I получается векторным сложением ротац. момента всего ядра как целого и момента вращения «последнего» нечётного нуклона. При этом энергия ротац. уровня зависит не только от I, но и от проекции полного момента вращения K нечётного нуклона на ось симметрии ядра. Разным K отвечают разные «ротац. полосы». Общая ф-ла, определяющая энергию $\mathcal{E}_K$ ротац. уровня нечётного ядра, имеет вид:

$$\mathcal{E}_K(I)=\frac{\hbar^2}{2J}\cdot\left[I(I+1)+\right.$$
$$\left.+a(-1)^{I+1/2}\cdot(I+1/2)\delta_{K,1/2}\right], \quad (11)$$

где $\delta_{K,1/2}=0$, если $K\neq 1/2$ и $\delta_{K,1/2}=1$ при $K=1/2$; a — эмпирически подбираемая константа, характеризующая «связь» момента вращения ч-цы и ротац. момента ядра. Моменты инерции для чётных и нечётных по A несферич. ядер одного порядка и таковы, что энергия возбуждения первого ротац. уровня у ядер редкоземельных элементов $\sim$100 кэВ ($J\sim 10^{-47}$ г·см^2).

Существ. черта ротац. модели несферич. ядер — сочетание медленного вращения всего ядра как целого с быстрым движением отд. нуклонов в несферич. потенц. поле. При этом предполагается, что вращение всего ядра (т. е. несферич. потенц. ямы) происходит достаточно медленно по сравнению со скоростью движения нуклонов. Более точно это означает, что расстояние между соседними ротац. уровнями должно быть мало по сравнению с расстояниями между уровнями энергии нуклонов в потенц. яме. Т. к. адиабатич. приближение для описания энергетич. спектра нек-рых несферич. ядер оказывается недостаточным, то вводятся неадиабатич. поправки (напр., на кориолисовы силы и др.), что приводит к увеличению числа параметров, определяемых из сравнения теории с опытом.

Данные о ротац. спектрах несферич. ядер многочисленны. У нек-рых ядер известно неск. ротац. полос (напр., у ядра ^{235}U 9 полос, причём отд. ротац. полосы «прослежены» вплоть до $I=25/2$ и более). Есть попытки интерпретировать нек-рые лёгкие ядра как несферические (напр., ^{24}Mg). Моменты инерции таких ядер оказываются примерно в 10 раз меньше, чем у тяжёлых. Ротац. модель несферич. ядер позволяет описать ряд существ. свойств большой группы ядер. Вместе с тем эта модель не явл. последоват. теорией, выведенной из «первых принципов». Её исходные положения постулированы в соответствии с эмпирич. данными о ядрах. В рамках этой модели не объяснён и сам факт возникновения ротац. спектра (вращения ядра как целого).

Сверхтекучесть ядерного вещества — следствие «спаривания» нуклонов аналогично спариванию эл-нов в сверхпроводниках (см. *Сверхпроводимость*). В безграничном ядре (*ядерной материи*) в единую «ч-цу» (куперовскую пару) объединялись бы нуклоны с равными, но противоположными по знаку импульсами и проекциями спина. В реальных ядрах предполагается спаривание нуклонов с одними и теми же значениями квант. чисел (j, l) и с противоположными проекциями m полного момента вращения нуклона. Физ. причина спаривания — притягательное вз-ствие ч-ц, движущихся по индивидуальным «орбитам» оболочечной модели. Впервые на возможность *сверхтекучести* яд. материи указал Н. Н. Боголюбов (1958). Одним из проявлений сверхтекучести яд. материи должно быть наличие энергетич. щели между сверхтекучим и нормальным состояниями в-ва. Величина этой щели определяется энергией связи куперовской пары (энергией спаривания), к-рая для яд. материи (насколько можно судить по разности энергий связи чётных и нечётных ядер) должна составлять примерно 1—2 МэВ. В реальных ядрах наличие энергетич. щели с определённостью установить трудно, т. к. спектр яд. уровней дискретен и расстояние между оболочечными уровнями сравнимо с величиной щели.

Наиболее яркое указание на сверхтекучесть яд. в-ва — отличие моментов инерции сильно несферич. ядер от момента тв. эллипсоида. Теория сверхтекучести яд. в-ва удовлетворительно объясняет как величины моментов инерции, так и их зависимость от параметра деформации β. Теория предсказывает также скачкообразное возрастание J в данной вращат. полосе при нек-ром критическом (достаточно большом) спине ядра I. Это явление, аналогичное разрушению сверхпроводимости достаточно сильным магн. полем, пока отчётливо не наблюдалось. Сверхтекучесть яд. в-ва заметно сказывается на ряде др. свойств ядра: на вероятностях эл.-маги. переходов, на положениях оболочечных уровней и т. п. В целом сверхтекучесть яд. в-ва выражена в реальных ядрах не так ярко, как сверхпроводимость металлов или сверхтекучесть жидкого гелия при низких темп-рах. Причина этого — ограниченность размеров ядер, сравнимых с размером куперовской пары. Менее надёжны и выводы теории сверхтекучести ядер. Гл. препятствием теории и здесь явл. то обстоятельство, что вз-ствие между яд. ч-цами не может считаться слабым (в отличие, напр., от спаривательного вз-ствия эл-нов в металле). Поэтому наряду с парными корреляциями следовало бы учитывать и корреляции большого числа ч-ц (напр., четырёх).

Описанные яд. модели явл. основными, охватывающими гл. свойства большинства ядер. Они, однако, не достаточны для описания всех наблюдаемых свойств осн. и возбуждённых состояний ядер. Так, в частности, для объяснения спектра коллективных возбуждений сферич. ядер привлекается модель поверхностных и квадрупольных колебаний жидкой капли, с к-рой отождествляется ядро (*вибрационная модель*). Для объяснения свойств нек-рых ядер используются представления о «кластерной» структуре ядра. Напр., предполагается, что ядро Li значит. часть времени проводит в виде дейтрона и α-частицы, вращающихся относительно центра масс ядра. Все яд. модели играют роль б. или м. вероятных рабочих гипотез. Последовательное же объяснение наиболее важных свойств ядер на прочной основе общих физ. принципов и данных о вз-ствии нуклонов остаётся пока одной из нерешённых фундаментальных проблем современной яд. физики.

● Ландау Л. Д., Смородинский Я. А., Лекции по теории атомного ядра, М., 1955; Бете Г., Морриссон Ф., Элементарная теория ядра, пер. с англ., М., 1958; Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; Айзенбуд Л., Вигнер Е., Структура ядра, пер. с англ., М., 1959; Гепперт-Майер М., Йенсен И., Элементарная теория ядерных оболочек, пер. с англ., М., 1958; Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, М., 1965; Ситенко А. Г., Тартаковский В., Лекции по теории ядра, М., 1972; Рейнуотер Дж., Как возникла модель сфероидальных ядер, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 120, в. 4, с. 529; Бор О., Вращательное движение в ядрах, пер. с англ., там же, с. 543; Моттельсон Б., Элементарные виды возбуждения в ядрах, пер. с англ., там же, с. 564.
И. С. Шапиро.

ЯНА — ТЕЛЛЕРА ЭФФЕКТ, совокупность явлений, обусловленных вз-ствием эл-нов с колебаниями ат. ядер в молекулах или тв. телах при наличии вырождения электронных состояний. Это вз-ствие приводит либо к

возникновению локальных деформаций, к-рые в твёрдых телах могут способствовать структурным фазовым переходам (статич. Я.—Т.э.), либо к образованию связанных электрон-колебательных состояний (динамич. Я.—Т. э.). Объяснение Я.—Т. э. основано на теореме, сформулированной Г. Яном (H. Jahn) и Э. Теллером (E. Teller) в 1937, согласно к-рой любая конфигурация атомов или ионов (за исключением линейной цепочки), где есть вырожденное основное состояние эл-нов, неустойчива относительно деформаций, понижающих её симметрию. Имеется в виду вырождение, отличное от двукратного спинового (крамерсовского). Я.—Т. э. проявляется в оптич. спектрах, при распространении УЗ в среде, в спектрах электронного парамагн. резонанса и др.

● Ян Г. А., Теллер Э., Устойчивость многоатомных молекул с вырожденными электронными состояниями, в кн.: Нокс Р., Голд А., Симметрия в твёрдом теле, пер. с англ., М., 1970, с. 209—42; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Берсукер И. Б., Полингер В. В., Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах, М., 1982. *К. И. Кугель.*

ЯНГА — МИЛЛСА ПОЛЯ, общее название для совокупности неск. векторных полей, связанных калибровочными преобразованиями (см. *Калибровочная симметрия*); предложены в 1954 кит. физиком Янг Чжэньнином и амер. физиком Р. Миллсом (R. Mills). В отличие от эл.-магн. поля в вакууме для Я.—М. п. не выполняется принцип суперпозиции, т. к. они взаимодействуют друг с другом. В квант. теории поля кванты, соответствующие Я.—М. п., имеют спин 1 и нулевую массу покоя. Однако они могут приобретать ненулевую массу покоя в результате *спонтанного нарушения симметрии*. Примерами квантов Я.—М. п. слу́жат *глюоны* в *квантовой хромодинамике* и *промежуточные векторные бозоны* в теории *слабого взаимодействия*; в этих теориях Я.—М. п. играют роль калибровочных (компенсирующих) полей. *А. В. Ефремов.*

ЯНСКИЙ (Ян), внесистемная единица спектр. плотности потока излучения, применяется в радиоастрономии. Названа в честь американского учёного К. Янского (K. Jansky). 1 Ян = $=10^{-26}$ Вт/(м^2·Гц).

ЯНТАРЬ, смола хвойных деревьев, в осн. палеогенового периода; хим. состав: С—(76—81)%; Н—(10—10,5)%; О—(7,5—13)%; N и S — десятые доли %. Я. аморфен (каркасный полимер). Бывает бесцветным, прозрачным (редко), жёлтым (обычно), молочно-белым, красно-коричневым (окисленный Я.), очень редко в отражённом свете голубым или зелёным. Твёрдость по шкале Мооса 2—2,5; плотность 1000—1100 кг/см^3; $T_{пл}$=300—340 °С; *диэлектрик*, диалектрич. проницаемость ε=2,8, удельное сопротивление ρ достигает 10^{19} Ом·см. В эксперим. физике используется как изолятор.

● Савкевич С. С., Янтарь, Л., 1970; Балтийский самоцвет, Калининград, 1976.

ЯРКОМЕ́Р, фотометрич. прибор для измерения *яркости*. Оптич. схемы Я. с физ. приёмниками излучения показаны в ст. *Фотометр* на рис. *в* и *г*. В Я., построенном по первой из этих схем, изображение светящегося тела (источника И) создаётся в плоскости диафрагмы D, ограничивающей размеры фотометрируемой части этого тела. Постоянство чувствительности такого Я. при перемещении объектива обеспечивается апертурной диафрагмой D_a, неподвижной относительно D. В более простом Я., построенном по второй схеме (рис., *г*), фотометрируемый пучок лучей ограничивают габаритная диафрагма $D_г$ и входной зрачок (см. *Диафрагма* в оптике) приёмника П. Диафрагма $D_г$ располагается вблизи светящего тела или (при фотометрировании больших объектов) на нек-ром удалении от него. Простейшим визуальным Я. (эквивалентная оптич. схема к-рого соответствует рис., *в*) явл. глаз человека. Промышленностью выпускаются фотометры, с помощью к-рых измеряют яркость постоянных и импульсных источников, визуальный фотометр для измерения т. н. эквивалентной яркости, встроенные в фотоаппараты и отд. фотографич. Я. (экспонометры), яркостные пирометры и др.

● См. лит. при ст. *Фотометрия*.

А. С. Дойников.

ЯРКОСТИ КОЭФФИЦИЕ́НТ, отношение *яркости* тела в нек-рой точке и в заданном направлении к яркости (при одинаковых условиях освещения) совершенного отражающего рассеивателя, т. е. рассеивателя, яркость к-рого одинакова во всех направлениях, а *отражения коэффициент* равен 1. Понятие Я. к. относится к излучению, оцениваемому как в энергетических, так и в *световых единицах*; обозначается соответственно β_e, β_v (или в обоих случаях β). *Л. Н. Лазарев.*

ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА (T_b), физич. параметр, применяемый для количеств. характеристики спектральной плотности энергетич. *яркости* любого тела, нагретого до темп-ры T и имеющего сплошной спектр. Спектральной плотностью энергетич. яркости $b(\lambda, T)$ наз. величина энергии излучения в единичном интервале длин волн, испущенной в ед. времени в единичный телесный угол и приходящийся на ед. площади поверхности, перпендикулярной направлению распространения излучения. Я. т. T_b равна такой темп-ре T *абсолютно чёрного тела*, при к-рой $b_{ч.т.}(\lambda, T)$ чёрного тела равна $b(\lambda, T)$ исследуемого тела (в одном и том же интервале длин волн).

Понятие Я. т. применяется в оптич. пирометрии, при изучении косм. источников излучения (Солнца, звёзд, газовых туманностей, планет и др.). В общем случае Я. т. определяется по ф-ле Планка (см. *Планка закон излучения*). В спектральной области, где применим *Рэлея — Джинса закон излучения* (обычно это — диапазон радиоволн), $T_b=\lambda^2F_\lambda/2750\Omega$, где F_λ — поток излучения на волне λ, Ω — угловые размеры источника излучения. Я. т. T_b и термодинамич. темп-ра T связаны соотношением

$$T = T_bC_2/(C_2 + \lambda T_b \ln \alpha_{\lambda,T}),$$

где $\alpha_{\lambda,T}$ — спектральный коэффициент поглощения тела, C_2 = 0,014388 м·К. Для нечёрных тел $\alpha_{\lambda,T}<1$, поэтому всегда $T_b < T$. Для большинства металлов при $T \sim 1000$—3000 К в видимой области спектра значение $\alpha_{\lambda,T}$, лежит между 0,3 и 0,7, поэтому для них T_b меньше T на 50—400 К. Для Солнца на волне λ=450 нм (4500Å) T_b= 6200 К, а на волне 650 нм (6500 Å) — ок. 6000 К. Для Венеры T_b= 600 К (λ = 3,15 см), для Юпитера T_b = 200К (λ = 8 –14 мкм).

ЯРКОСТЬ (L), поверхностно-пространственная плотность *светового потока*, исходящего от поверхности, равна отношению светового потока $d\Phi$ к *геометрическому фактору* $d\Omega dA\cos\theta$:

$$L = d\Phi/d\Omega dA \cos\theta.$$

Здесь $d\Omega$ — заполненный излучением телесный угол, dA — площадь участка, испускающего или принимающего излучение, θ — угол между перпендикуляром к этому участку и направлением излучения. Из общего определения Я. следуют два практически наиболее интересных частных определения: 1) Я.— отношение силы света dI элемента поверхности к площади его проекции, перпендикулярной рассматриваемому направлению: $L = dI/dA\cos\theta$. 2) Я.— отношение освещённости dE в точке плоскости, перпендикулярной направлению на источник, к элементарному телесному углу, в к-ром заключён поток, создающий эту освещённость:

$$L = dE/d\Omega \cos\theta.$$

Я. измеряется в кд·м$^{-2}$ (*нитах*). Из всех световых величин Я. наиболее непосредственно связана со зрительными ощущениями, т. к. освещённости изображений этих предметов на сетчатке глаза пропорциональны Я. этих предметов. В системе *энергетических фотометрических величин* аналогичная Я. величина наз. энергетической Я. и измеряется в Вт·ср$^{-1}$·м$^{-2}$. *Д. И. Лазарев.*

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Все термины расположены в алфавитном порядке. Термины (и их синонимы), представляющие собой самостоятельные статьи, обозначены полужирными цифрами, а термины, описываемые в тексте статей, — двумя цифрами через косую черту: первая указывает номер страницы, вторая—столбец.

А

Аббе призма 707/3
Аберрации оптических систем 7
— электронных линз 7, 878/2
Аберрационное пятно 210/2
Аберрация света 7
Абсолютная температура 7
Абсолютно нейтральная частица 235
— твердое тело 414/3
— черное тело 7, 852/3
Абсолютные практические электрические единицы 7
— системы единиц 7, 110/3
Абсолютный нуль температуры 7
Абсорбционная спектроскопия 8
Абсорбция 8, 701/2
— света 8
Авогадро закон 8
— постоянная 8, 56/2, 59/1
Автоионизация 8, 230/2
Автоионный микроскоп 232
Автоколебания 9, 630/1
Автоколлиматор 9
Автоколлимация 9
Автомодельное течение 10
Автомодуляция 430/2
Авторадиография 10
Автофазировка 10
Автоэлектронная эмиссия 11, 66/3, 75/1, 757/2
Автоэлектронный микроскоп 11, 891/1
Автоэмиттеры 11/2
Агрегатные состояния 11
Адамар-спектрометр 707/1
Адаптация глаза 11
Адгезиометрия 12/1
Адгезия 11
Адиабата 12
Адиабатический процесс 12
Адиабатическое приближение 295/2, 737/3
— размагничивание 12, 369/1
Адиабатная оболочка 12
Адронные струи 12, 129/2, 269/3, 425/2, 680/1
Адронный атом 12
Адроны 12, 678/2
Адсорбционное равновесие 12/3
Адсорбция 8/1, 12, 701/2
Адсорбат 12/2
Адсорбент 12/3
Аккомодация глаза 13, 515/3
Аккреция 13, 34/3
Аксиального тока частичное сохранение 13
Аксиоматическая теория поля 13
Активационный анализ 13, 605/2
Активная среда 14, 271/1, 277/3
Акустика 14
— движущихся сред 15, 35/3
Акустическая активность 323/2
Акустические оси кристалла 323/2
— течения 15
Акустический парамагнитный резонанс 15, 123/3
— ядерный магнитный резонанс 16
Акустическое сопротивление 216
Акустооптика 16
Акустооптическая дифракция 173
Акустоэлектрический эффект 16, 123/2
Акустоэлектроника 17
Акустоэлектронное взаимодействие 16/3, 17, 323/2
— —, ионное взаимодействие 17/3
— —, потенциал-деформационное взаимодействие 17/3
— —, пьезоэлектрическое взаимодействие 17/3
— —, фононное «эхо» 18/2
Акцептор 18, 564/2
Алгебра токов 13/2, 18, 69/2, 287/2
Алмаз 18
Альбедо 19
— видимое 19/1
— истинное 19/1
Альвареса схема 795/1
Альфа-распад 19
Альфа-спектрометр 19
Альфа-частица 19
Альфеновская скорость 19/3
Альфеновские волны 19, 365/1, 380/3, 538/3, 620/1
Амбиполярная диффузия 19, 176/1, 185/1, 221/2
Аморфное состояние 20
Амичи призма 707/3
Аморфные полупроводники 20, 525/2
Ампер 20
Ампера закон 20
— теорема 21
Ампер-весы 762
Амперметр 21
Амплитрон 361/2
Амплитуда вероятности 21, 83
— колебаний 21
— процесса в квантовой теории поля 22
— рассеяния в квантовой теории столкновений 22
Амплитудная модуляция 22, 428/1
Анаглифов цветных метод 22
Анализатор в оптике 22
Аналоговые резонансы 924/3
— состояния 915/1, 924/2
Анаморфирование 22
Анаморфная насадка 22, 35/1
Анастигмат 22
Анахромат 22
Ангстрем 22
Андерсона переход 802/1
Анизометр магнитный 22
Анизотропия 23
Аннигиляция пары 23, 48/2
Анод 24
Анодное падение 24
Аномальный магнитный момент 163/2
Антенна 24, 194/1
—, диаграмма направленности 25/3
—, типы 27/2
Антенная решетка 28, 84/2
Антибарионы 29
Антивещество 29, 32/1
Антизапирающий контакт 29
Антикварк 29
Антинейтрино 29, 449/3
Антинейтрон 29, 31/3
Антисегнетоэлектрик 29
Антиферромагнетизм 29, 358/3
Антиферромагнетик 31
Антиферромагнитная точка Кюри 448
Антиферромагнитный резонанс 31, 378/1
Антиформанты 648/3
Античастицы 31, 163/2
Апертура 32, 216/2
Аппаратная функция 32, 704/1
— — оптического прибора 32/3
Ареометр 32
«Аромат» кварка 33, 899/2
Арсенид галлия 33
Архимеда закон 33, 121/2, 534/2
— число 33, 534/2
Архитектурная акустика 33, 627/2
Асимптотическая свобода 33, 268/1, 269/2 680/1
Астеризм 33
Астигматизм 7/1, 33, 35/1, 42/3, 515/3
— глаза 34, 515/3
Астрономическая единица 34
Астрофизика 34
Асферическая оптика 35
Атмосфера 35
— техническая 35/2
— физическая 35/2
Атмосфера Земли 35
Атмосферики 35, 218/2
Атмосферная акустика 35
Атмосферный волновод 35
Атом 36
— , заполнение электронных оболочек 38/2
— , квантовые переходы 39/2
— , — состояния атома водорода 37/2
— , хим. и физ. св-ва 39/2
— , энергия и ее квантования 36/2
Атомная единица массы 40
— — —, углеродная шкала 40/1
— — — унифицированная 40/1
— — — физическая 40/1
— — — химическая 40/1
— масса 40
— физика 40
— энергия 913
Атомные радиусы 40
— — Ван-дер-Ваальсовы 41/1
— — ионные 40/3
— — ковалентные 41/1
— — металлические 40/3
— спектры 41
— часы 274
Атомный номер 42
— фактор 42, 172/2
— — магнитный нейтронный 42/2
— — нейтронный ядерный 42/2
— — рентгеновский 42/2
— — электронный 42/2
Атто . . . 42
Афокальная линза 348/1
Ахиезера механизм 123/1
Ахромат 42, 840/1
Аэрогазодинамика 103/1
Аэродинамика 42
Аэродинамическая труба 43
— — дозвуковая 43/2
— — сверхзвуковая 43/2, 103/2
Аэродинамические измерения 44
Аэродинамические коэффициенты 46
— сила и момент 42/3, 46
Аэродинамический нагрев 46
— —, теплозащита 47/2
Аэродинамическое сопротивление 46/2, 47, 84/2
— — волновое 47/3
— — донное 47/3
— — на трение и вихреобразование 47/3
Аэростатика 47

Б

Бабине теорема 144/3
Баллистический гальванометр 48, 107/1
Бальмера серия 39/2, 708/1
Бар 48
Барионный заряд 48, 897/2

Барионы 48
Баркгаузена эффект 48, 364/1
Барнетта эффект 48, 382/1
Бародиффузия 175/2
Баротропное явление 49
Барьер деления 147/2
Бастер 13/1, 34/3, 456/2
Бегущая волна 49
Бегущие слои 49
Безызлучательный квантовый переход 49
Безэлектродный разряд 49, 220/2, 864/1
Бекке метод 49
Беккерель 49
Беккереля ф-ла 822/3
Бел 49
Белые карлики 13/1, 49, 197/2, 198/1, 312/3, 370/3
Белый свет 50
Белый шум 50
Беннетта соотношение 532/3
Бергмана серия 708/1
Бернулли уравнение 50, 116/3, 445/3
Бесстолкновительное затухание 344
Бесщелевые полупроводники 50, 203/3, 736/3
Бета-распад 50
— позитронный 51/1
— свободного нейтрона 50/1
— , электронный захват 50/1
Бета-спектрометр 51, 108/3
Бетатрон 52, 220/1, 769/1
Бетатронные колебания 792/3
Бета-частицы 52
Биения 52
Бинауральный эффект 52
Бинодаль 52/3
Бинокль 52
Био закон 53
— — вращательной дисперсии 168/2
— число 427/2, 558/1
Биологические кристаллы 53
Биолюминесценция 54
Био — Савара закон 21/1, 54
Бирадиаль 309/1, 325/2
Бит 54
Бланкет термоядерного реактора 760/1
Блеск 54
Ближний порядок 20/1
Близкодействие 54, 72/3
Блистеринг 246/2
Блоха закон 54, 810/1
— теорема 203/1
Блоха — Грюнайзена формула 55
Блюмляйна линия 680/3
Бозе-газ 55, 97/3, 98/1
Бозе-жидкость 55
Бозе-частица 55
Бозе—Эйнштейна конденсация 55, 97/3, 98/1
— — распределение 55, 286/1
— — статистика 55/1, 55, 260/3, 286/1
Бозон 55, 260/2
Бойля кривая 55/3
— температура 55/3
— точка 55, 102/2
Бойля — Мариотта закон 55, 212/1
Болометр 56
Больцмана постоянная 56, 59/1
— распределение 56, 218/3
— статистика 56
Бора магнетон 163/2, 360/3
— постулаты 57
— радиус 37/3, 57
Бора—Ван Левен теорема 57
Боода метод 73/2, 194/2
Борна —Оппенгеймера приближение 400/3
Борновское приближение 57, 623/2
Брэве решетки 57, 58/3, 322/2
Броуновское движение 58
Брейта—Вигнера ф-ла 58, 454/2, 623/1
Бридер 626
Бриллюэна зона 58
Броуновское движение 58, 174/3, 431/1
Брус 59
Брегга — Вульфа условие 59, 146/1, 170/3
— — —, дифракционные максимумы 59/2
Брэкета серия 708/1
Брюстера закон 59
— угол 59/3, 60, 513/1, 583/3, 833/2
Бугера —Ламберта — Бера закон 60, 226/3, 527/3, 555/2
Букингема ф-ла 401/1, 403/2
Буравчика правило 54/3, 60
Бурштейна — Мосса эффект 60
Буссинеска ф-ла 771/1
Быстрые нейтроны 60, 455/2
Вэр 60
Бюргерса вектор 163/3

B

Вавилова закон 60
Вайнберга угол 60/1, 695/1
Вакансион 60, 272/2
Вакансия 60, 152/2
Вакуум 60
— физический 61
Вакуумметр 61
Вакуумная спектроскопия 63
Вакуумный насос 64
— пробой 66, 564/3
Валентная зона 66
Валентность 67
Ван Флека парамагнетизм 517/3, 714/3
Ван-де-Граафа генератор 894/2
Ван-дер-Ваальса уравнение 67, 102/2
— — приведенное 67/2
Ван-дер-Ваальсовы силы 67
Ван-дер-Поля генератор 9/1
— ур-ние 583/1
Ванье — Мотта экситон 861/2
Вар 67
Вариктор 882/3
Вариантность 67, 115/2
Вариационные принципы механики 67, 110/2
— — — дифференциальные 68/1
— — — интегральные 68/1
Вариньона многоугольник 423
— теорема 68, 438/2
Варметр 68
Ватт 68
Ватт на квадратный метр 68
Ваттметр 68
Ватт-час 69
Вебер 69
Веберметр 69, 820/3
Вейса индексы 218/3
Вектор состояния 83, 261/2
Векторного тока сохранения 69
Векторное поле 69
Векторной доминантности модель 873/3
Векторный потенциал 580/1, 580/2
«Великий синтез» 69
«Великое объединение» 48/2, 69, 186/3, 239/1, 695/3
Вентури трубка 70, 769/2
Венцеля— Крамерса — Бриллюэна метод 247
Верде закон 70/1
— постоянная 70, 803/1
Вероятность квантового перехода 70
— термодинамическая 70
Вес 70
Весы 70
Вечный двигатель 72
Вещество 72
Взаимности принцип 27/1, 72
Взаимодействие 72
— , близкодействие 72/3
— , дальнедействие 72/3
Взвешивание 73, 194/2
Взрыв 73
— тепловой 73/3
— цепной 74/1
Взрывная волна 73/3, 74
Взрывная электронная эмиссия 11/1, 66/3, 75, 185/3, 881/3
Взрывомагнитные генераторы 371/1
Вибрационная модель 927/3
Вибрационные спектры 297
Вибрационный электроизмерительный механизм 75
Вигнеровская кристаллизация 75
Видемана эффект 75
Видемана — Франца закон 75, 185/2, 190/1, 411/3
Видеоимпульс 218/1
Видимое излучение 75
Видимой речи прибор 75
Видность 76, 703/2
Визуализация звуковых полей 76, 133/3, 199/1
— изображений 76
Виллари точка 76/3
— эффект 76, 384/3
Вильсона камера 77, 174/2
Вина закон излучения 77, 544/2
— — смещения 77
Винтовое движение 77
— —, мгновенная ось 77/3
Виньетирование 77
Вириал *Клаузиуса* 77/3
Вириала теорема 77
Вириальное ур-ние состояния 102/2
Виртуальные перемещения 81
— переходы 78
— состояния 78
— частицы 78, 266/1
Вискозиметр 78
Вискозиметрия 78
Вихревое движение 78
Вихревые токи 79, 128/2
Вициналь 79, 328/3
Вицинальные ямки 79/3
Власова ур-ние 79, 538/1
Вмороженность магнитного поля 365/2
Внесистемные единицы 79
Внутреннее трение 79
— — в жидкостях и газах 99
Внутренняя четкость 80
— энергия 80
Внутрикристаллическое поле 80, 323/1
Водородная связь 81
Водородный цикл 81, 137/3
Водородоподобные атомы 81, 215/2
Возбуждение атома или молекулы 81
Возбужденная проводимость 81
Возбужденное состояние 81
Возгонка 81
Воздух 81
Возможные перемещения 81
Возможных перемещений принцип 68/2, 81/3, 81, 142/2
Возмущений теория 82, 267/1, 270/1
Волластона призма 575/1, 578/1
Волновая механика 252, 253/3
— оптика 82
— функция 83, 256/1
Волновод 83
— акустический 83
— оптический 665
Волноводная антенна 84
Волновое сопротивление 84
— уравнение 84, 580/3
— число 85
Волновой вектор 85, 247/3
— пакет 85, 256/3, 465/3, 847/1
— —, расплывание 85/2
— фронт 85
Волны 85
— , дифракция 87/1
— , общие хар-ки 86/1
— , отражение и преломление 87/3
— , поляризация 87/2
Волны *де Бройля* 85/2, 88, 98/1, 256/2, 312/2
— — — , волны вероятности 89/1
— — — , дифракция эл-нов 88/3
— на поверхности жидкости 89, 242/2
Волоконная оптика 89
Вольт 90
Вольта правило 310/1
Вольт-амперная хар-ка 90
Вольтметр 90
Восстановления коэффициент 90
Вращательная дисперсия 91/1, 168/2, 495/1
Вращательное движение 90, 282/1
— — , мгновенная ось вращения 90/3
Вращательные спектры 90
Вращающий момент 91
Вращение плоскости поляризации 91
Времени измерение 91
Временное сопротивление 92, 593/3
Время жизни 92
Время-пролетный масс-спектрометр 92, 395/1
Вселенная 315/1
—, замкнутая модель 315/2, 316/2
—, открытая модель 315/2, 316/2
Всемирного тяготения закон 772/1
Встречных пучков системы 92
— — — , электронное охлаждение 93/2
Вторая вязкость 482
Вторичная электронная эмиссия 94
Вторичное квантование 94, 250/2, 264/2
Второе начало термодинамики 94, 244/3, 289/1, 751/2
Второй звук 95
Выносливости предел 96
Вынужденное излучение 96
— рассеяние света 96
Вынужденные колебания 96
Выпрямительный электроизмерительный прибор 97
Вырождение в квантовой механике 97
Вырождения темп-ра 55/1, 97
Вырожденный газ 97, 141/2
— полупроводник 98
Высокие температуры 98
Высоковольтный ускоритель 98
Высококоэрцитивные материалы 372/1
Высокочастотный разряд 99, 864/1
— — , дуга 99/2
— — , корона 99/2
— — , положительный столб тлеющего разряда 99/2
— — , факельный разряд 92/2
Высота звука 99
Выстраивание 496/1
Выстроенность 576/3
Вязкая жидкость 474
Вязкость 99

— динамическая 99/3
— кинематическая 99/3
— , *Ньютона* закон вязкого течения 99/3
— , *Пуазейля* закон 100/3, 343/3, **596**
Вязкоупругость **100**

Г

Газ **100**
— , молекулярно-кинетическая теория 101/2
— , реальный газ 102/2
Газовая динамика **103**
— постоянная 56/2, **103**
Газовый лазер **103**
— — ионный 104/3
— — молекулярный 105/1
— — на нейтральных атомах 104/1
— — — парах металлов **105**
— термометр **105**
Газодинамический лазер **105**
Газопроницаемость **106**
— , диффузионный поток 106/1
— , ламинарное течение 106/1
— , молекулярная эффузия 106/1
Газоструйные излучатели **106**, 107/2
Гал **106**
Галилея окуляр 485/2
— преобразования 106/3
— принцип относительности 15/1, **106**, 220/3
Гальваномагнитные явления **106**
— — поперечные 107/1
— — продольные 107/1
Гальванометр 107/1
Гальтона свисток **107**
Гамильтона ур-ния **241**
— ф-ция **107**, 115/3, 241/3, 580/3
Гамильтониан **107**, 580/3
Гамма **108**
Гамма-излучение **108**
— , Комптон-эффект 108/2
— , рождение пар 108/1
— , тормозное излучение 108/1
— , фотоэффект 108/1
Гамма-квант **108**
Гамма-спектрометр **108**
Гамма-эквивалент источника **109**
Ганна домен 109/3
— эффект **109**, 136/1, 566/3
Гармоника 474/3
Гармонические колебания **110**
Гармоническое приближение 295/3
Гартмана генератор 106/2, 110
Гаусс **110**
Гаусса принцип **110**, 114/2
— система единиц 110/3
— — —, симметрическая система СГС 110/3
— теорема **110**, 334/3, 894/1
Гаюи закон **111**
Гейгера счетчик **111**, 150/3, 235/1
— — несамогасящийся 111/2
— — самогасящийся 111/2
Гей-Люссака законы **111**, 209/3
Гекто ... **111**
Гелий жидкий **111**
— —, нормальная компонента 112/1
— —, сверхтекучая компонента 112/1
Геликон **112**
Гелл-Мана — Нишиджимы ф-ла 122/2, 727/1, 897/2
Гельмгольца резонатор **112**, 631
— ур-ние 85/1
— энергия **112**, 116/1
Генератор измерительный **112**
— —, синтезатор частоты 113/1
Генки — Мизеса условие 547/3
Генри **113**
Генриметр **219**
Геоакустика **113**
Геодезическая линия 423/1, 773/3
Геомагнетизм **200**
Геометрическая акустика **113**
— оптика **113**, 353/1, 489/3
Геометрические аберрации 7/1
Геометрический фактор **113**
Геофон **114**
Германий **114**
Герц **114**
Герца диполь **114**
— принцип 24/3, 68/2, **114**
Гетерогенная система **114**, 134/3
Гетеродесмические структуры 327/2
Гетеролазер 221/1, 571/2
Гетеропереход **114**, 134/3
— анизотипный 114/2
— изотипный 114/2
—, эпитаксия 114/3
Гетероструктура 114/2
Гетерохромная фотометрия **114**
Гиббса — Богуславского соотношение 357/2
Гиббса большое каноническое распределение **114**, 115/2, 418/3, 838/3
— большой канонический ансамбль 114/3, 115, 722/3
— правило фаз **115**, 156/2, 333/1
— распределение **115**
— теорема 242/1
— термодинамический потенциал **116**
— энергия **116**
Гибкий эндоскоп 89/3
Гига ... **116**
Гигантский резонанс **116**, 831/3, 915/1
— — дипольный 116/1
Гигроскопичность **116**
Гидравлика **116**
Гидравлический удар 116/3, **117**, 236/3
Гидравлическое сопротивление **117**, **119**
Гидроакустика **117**
Гидроаэромеханика 42/3, 47/3, 102/1, **118**
Гидродинамика **118**
Гидродинамический излучатель **119**
Гидродинамическое сопротивление **119**
Гидролокатор **120**
Гидролокация **120**
Гидромагнитное динамо **161**, 366/1
Гидромеханика **121**
Гидростатика **121**
Гидростатические весы 121/3
Гидростатический парадокс **121**
Гидростатическое взвешивание **121**
Гидрофилизация 121/3
Гидрофильность и гидрофобность **121**
Гидрофобизация 121/3
Гидрофон **122**
Гильберт **122**
Гиперзаряд **122**, 212/2, 897/2
Гиперзвук 96/3, **122**, 198/1
—, взаимодействие со светом 123/3
—, излучение и прием 122/3
—, природа 122/2
—, распространение 123/1
Гиперзвуковое течение **124**
Гипероны **124**
Гиперядра 124/3, **125**
Гири **125**
Гиромагнитная частота **845**
Гиромагнитное отношение **382**
Гиромагнитные явления **382**
Гироскоп 90/3, **125**
— астатический 125/3
— тяжелый 125/3
Гироскопические устройства 127/1
Гиротропная среда 72/2, **127**
Гистерезис **127**
— магнитный 128/1, 359/1
— сегнетоэлектрический 128/2
— упругий 128/3
Главные плоскости оптической системы 244/1
Глана призма 575/1
Глана — Томпсона призма 575/1
Глубина изображаемого пр-ва **129**
— резкости **129**
Глубоко неупругие процессы **129**
— неупругое рассеяние **129**
Глюоны **129**, 279/2, 522/2, 901/1
Год **129**
— тропический 129/2
Годограф **129**
Голдстоуновский бозон 13/2, 61/3, **129**, 717/1
Голограмма 129/3
— амплитудная 131/1
— двухлучевая 131/1
— динамическая 131/1
— объемная 130/3, 132/2
— однолучевая 131/1
— отражательная 131/1
— плоская 131/1
— сфокусированного изображения 130/3
— фазовая 131/2
— *Фраунгофера* 130/3
— *Френеля* 130/3
— *Фурье* 130/3
Голография **129**
— акустическая **133**
—, источники света 132/2
—, опорная волна 129/3
—, предметная волна 129/3
Голономные системы **134**
Гомеополярная связь **291**
Гомогенная система 114/2, **134**
Гомодесмические структуры 327/2
Гомопереход **134**
Гомохронности критерий 558/1
Гомоцентрический пучок лучей **134**
Гон **138**
Гониометр **134**
Гониометрия 328/2
Горение **134**, 152/1
— гетерогенное 135/2
— гомогенное 135/1
«Горячая» Вселенная 315/2
Горячие дырки **135**
— электроны **135**, 566/3
Гравитационная масса **136**
— неустойчивость **136**
— постоянная **136**, 772/2
Гравитационное вз-ствие 70/3, **136**, 772, 897/1
— излучение **137**
— поле **137**
— смещение **137**
Гравитационные волны **137**
Гравитационный коллапс 32/1, 50/1, **137**, 138/1, 910/2
— потенциал 772/2
— радиус **137**
Гравитация **772**
Гравитино 732/2
Гравитон **138**, 732/2, 775/1, 901/2
Град **138**
Градиентная инвариантность 580/3
Градуировка **138**
Градус **138**
— угловой **138**
Грамм **138**
Грамм-атом **138**
Грамм-молекула **138**
Грасгофа число **138**, 558/1
Графит **138**
Графическая статика **138**
Громкость звука **138**, 198/2
Грина ф-ция 721/2
Грина — Кубо ф-ла 284/1
Групповая скорость 88/2, **138**
Грэй **139**, 180/3
Грюнайзена закон **139**
Гука закон **139**
— — обобщенный 788/1
Гюгоньо адиабата **139**, 778/3
— ур-ние **139**
Гюйгенса окуляр 485/2
Гюйгенса — Френеля принцип **139**, 170/1, 204/1, 804/1

Д

Давление **140**
— высокое 140
— — динамическое 140/2
— — квазигидростатическое 140/2
— — статическое 140/2
— звука **142**
— звукового излучения **142**, 199/1
— света **665**
Д'Аламбера оператор 84/3
— принцип 67/3, 138/3, 142
Д'Аламбера — Лагранжа принцип 68/2, 81/3, **142**
Д'Аламбера — Эйлера парадокс **142**
Дальний и ближний порядок **142**, 191/3
Дальнодействие 72/3, **143**
Дальномер оптический **669**
Дальтона законы **143**
Дарси — Вейсбаха ф-ла **143**, 445/2
Дважды магические ядра 356/2
Двойник полисинтетический 143/2
Двойникование **143**
Двойное лучепреломление **144**, 145/1, 280/2, 317/1, 573/1, 827/3
Двойной акустомагнитный электронно-ядерный резонанс 144/2
— электронно-ядерный резонанс **144**
Двойственности принцип **144**
Двумерные проводники **144**, 218/3
Двуосные кристаллы **145**
Двух тел задача **145**
Двухжидкостная гидродинамика 251/3
Дебаевский радиус экранирования **145**
Дебаеграмма **145**, 146/2
Дебай **145**
Дебая закон теплоемкости 145, 747/3
— температура 55/1, 98/2, **145**
— ф-лы **146**, 178/3
Дебая — Шеррера метод **146**, 640/3
Де-бройлевская длина волны **146**
Де Бройля соотношение 85/2
Девиатор деформации **146**, 546/2
— напряжения **146**
Деионизация **146**
—, время 146/3
Действие **146**
— по *Гамильтону* 146/3

Действие по *Лагранжу* 146/3
Действия и противодействия закон 147/1
Действующих масс закон 838/3
Дейтрон 147
Дека ... 147
Декада 147
Декорирование 147
Декремент затухания 147, 294/1
Деление атомного ядра 147
δ-электроны 911/3
Делящиеся изомеры 148, 211/1
Дельбрюковское рассеяние 270/2
Дембера эффект 148, 176/1
— —, диффузионная фотоэдс 148/3
Демодуляция 149
— света 149
Деполяризация света 148
— — вращательная 148/3
— — концентрационная 148/3
Десорбция 8/1, 12/3, 148
Детального равновесия принцип 149
Детектирование 149
— света 149
Детекторы частиц 149
Детонационная волна 152/1
Детонация 151
Дефект массы 40/1, 152, 393/2
Дефектон 152
Дефекты 152, 272/2
— динамические 152/3
— объемные 152/3
— поверхностные 152/3
— статические 152/3
Деформация 152
— механическая 152
— — вязкоупругая 153/1
— — малая 153/1
— — пластическая 153/1, 547/3
— — простая 545/3
— — упругая 153/1, 547/3
— — упругопластическая 153/1
Де Хааза—ван Альфена эффект 123/3, 153, 157/2, 344/2, 412/1
Деци ... 153
Децибел 153
Джозефсона эффект 153, 660/2
Джоржи система единиц 154
Джоуля закон 80/3, 154
Джоуля — Ленца закон 154
Джоуля — Томпсона эффект 154, 185/2, 215/2
Диагностика плазмы 155, 539/1
— —, активные методы 155/1
— —, пассивные методы 155/1
Диаграмма направленности 156
— равновесия 156
— состояния 156
Диамагнетизм 156, 358/2
— плазмы 157, 537/1
Диамагнетик 157
Диамагнитная восприимчивость 157/1, 157/2
Диаскопическая проекция 157
Диафрагма в оптике 157
— — — апертурная 157/3
— — — поля зрения 158/1
— — электронной и ионной оптике 158
Дигидрофосфат калия 158
Дилатометр 158, 598/1
Дилатометрия 158
Дина 158
Динамика 158
— разреженных газов 159
— ракет 161
Динамитрон 161
Динамическая вязкость 99/3
— поляризация ядер 161
Динамический масс-спектрометр 396/2
Динамо-эффект 161, 200/1, 370/2
Диоптрика 161
Диоптрия 161
Диполь 161
— магнитный 162/2
Дипольное излучение 162
Дипольный момент 162
Дирака монополь 163, 377/2
— ур-ние 29/3, 32/2, 163, 523/2
Дисклинация 189/2
Дискретные системы 689
Дислокации 163
— винтовые 163/3
— краевые 164/1
Дисперсия закон 165, 203/1, 250/1
Дисперсионные призмы 707
Дисперсионные соотношения 13/1, 166, 318/2, 587/3, 622/3, 678/3
Дисперсия волн 166
— — аномальная 139/2, 166/3
— — нормальная 139/2, 166/3
— — отрицательная 139/2, 166/3
— — положительная 139/2, 166/3
— диэлектрической проницаемости 179/1
— звука 166
— света 167
— — аномальная 167/3
— — нормальная 167/3
— скорости звука 166, 198/2
Диссипативная структура 506/3
Диссипативные системы 168
Диссипация энергии 168
Диссоциация 168
Дистилляция 168
Дисторсия 7/1, 169
Дифрактограмма 145/2
Дифракционная решетка 169
— — вогнутая 169/1
— — голографическая 170/1
— — измерительная 170/1
— — отражательная 169/1
— — плоская 169/1
— — прозрачная 169/1
Дифракционное рассеяние 623/1
Дифракция волн 87/1, 170
— микрочастиц 170
— нейтронов 171/2
— рентгеновских лучей 172
— света 172
— — объемная 173/2
— — *Фраунгофера* 173/1
— — *Френеля* 173/1
— — на ультразвуке 173
— — — — брэгговская 174/1
— — — — *Рамана — Ната* 173/3
— — — — резонансная 173/3
— электронов 170/3, 253/2
Дифференциальный метод измерения 174
Диффузионная камера 174
— теплопроводность 186
Диффузия 19/3, 174, 184/3
—, бародиффузия 175/2
— в газах 174/3
— — жидкостях 174/3
— — твердых телах 175/1
— нейтронов 175
— носителей 175
—, самодиффузия 174/3
—, термодиффузия 175/2
—, электродиффузия 175/2
Диффузное отражение света 513/2
Диффузный разряд 176
Диффузор в гидромеханике 176
Дихроизм 176
— круговой 176/3, 549/1
— линейный 176/3, 549/1
Диэлектрики 176, 203/3
—, поляризация 177/1
—, пробой 177/3
—, электропроводность 177/2
Диэлектрическая восприимчивость 178
— проницаемость 178
— — дифференциальная 179/2
— — комплексная 409/1
— — реверсивная 179/2
Диэлектрические потери 178/3, 179
Диэлектрический детектор 179
Длина волны 179
— свободного пробега 180
Длинные линии 348
Добротности измеритель 334
Добротность 147/2, 180, 297/2
Дове призма 511/3
Доза 180
— поглощенная 180/2
— эквивалентная 180/3
— экспозиционная 180/3
Дозвуковое течение газа 181/1
Дозиметрические приборы 181
Дозиметрия 181
—, микродозиметрия 181/3
Дозиметры 181
Дольные единицы 182
Домены 122/1, 182, 810/1
— *Ганна* 183/1
— сегнетоэлектрические 182/3
— ферромагнитные 182/2
Донное сопротивление 183
Допор 183, 564/2
Донорно-акцепторная связь 183
Доплера эффект 14/2, 88/2, 183, 318/2
— — аномальный 183/3
— — двойной 184/1
— — параметрический 184/1
— — поперечный 183/3, 318/2
— — продольный 183/3
— — сложный 183/3
Доплеровское лоцирование объектов 149/3
Дополнительности принцип 184
Дополнительные цвета 184, 842/2
Дрейф заряженных частиц 184
— — — градиентный 184/3
— — — электрический 184/3
— носителей заряда 185
Дрейфовая камера 185, 590/2
Дробовой шум 185
— эффект 185
Дросселирование 102/2, 154/2, 185
Друде ф-лы 185
Дуализм корпускулярно-волновой 312
— света 253/2
Дублеты 185
Дуговой разряд 20/1, 185, 864/1
Дуоплазмотрон 232/1
Дырка 186, 564/1
—, подвижность 186/3
— эффективная масса 186/3
Дырочная проводимость 186
Дюлонга и *Пти* закон 145/3, 186
Дюфура эффект 186, 283/2

Е

Единая теория поля 186
Единицы физических величин 187
— — — внесистемные 187/1
— — — дольные 187/1
— — — кратные 187/1
— — — основные 187/1
— — — производные 187/1
— — — системные 187/1
Емкости измеритель 187
Естественные системы единиц 187
Естественный свет 187

Ж

Жесткопластическое тело 188
Жесткость 188
Же-четность 193
Жидкие диэлектрики 188
— кристаллы 188, 191/1
— — диотропные 189/3
— — лиотропные 189/3
— —, мезофазы 188/2
— — нематические 188/2
— — смектические 188/3
— — термотропные 188/2, 189/3
— — холестерические 188/3
— металлы 190
— полупроводники 190
Жидкостный лазер 190
— термометр 190
Жидкость 191
—, жидкий кристалл 191/1
—, квантовая 191/1
— нормальная 191/1
— простая 192/1
— сложная 192/2
Жуковского теорема 192, 388/1, 359/2
Жюрена ф-ла 243/1
g-фактор 193, 344
G-четность 193, 212/3

З

Заглушенная камера 193, 199/1
Задержка текучести 194
Зажигания потенциал 193
Закон $^3/_2$ 54
Замедление времени 508/1
— нейтронов 193
— —, термализация 193/3
Замедляющая структура 193, 279/2
Замещения метод измерений 73/2, 194
Запаздывание текучести 194
Запаздывающие нейтроны 148/1, 917/2
— потенциалы 194, 580/3
Запас прочности 194
— устойчивости 195
Запирающий слой 195
Запрещенная зона 195, 564/3
Запрещенные линии 195
Заряда сохранения закон 195
Зарядовая четность 195, 195/1
Зарядовое сопряжение 193/2, 195/3, 196
Заряженный ток 196, 694/1
Затухание звука 196, 198/2
— колебаний 196
Защита 196
«Звездный ветер» 699/3
Звезды 197
—, белые карлики 197/2

— нейтронные 197/2
— нормальные 197/2
Звук 198
Звука анализ 198
Звуковое давление 198
— —, уровень 199/1
— поле 199
Звуковой ветер 15
Звуколюминесценция 199, 237/2
Зеебека эффект 199, 756/2
Зеемана эффект 39/3, 42/1, 97/2, 199, 279/1
— — аномальный 199/3
— — нормальный 199/3
— — простой 199/3
— — сложный 199/3
Земной магнетизм 200
Зеркало акустическое 200
— оптическое 200
Зеркальная симметрия 196/1
Зеркальное отражение света 512/3
Зеркальной симметрии правило 345
Зеркально-линзовые системы 201
Зеркальные антенны 26/2, 201
— ядра 202
Зиверт 181/1, 202
Зона акустической тени 202
— молчания 202
Зонд акустический 202
Зонная пластинка 172/3, 202, 204/2
— теория 203
— —, дисперсионная кривая 203/1
— —, одноэлектронное приближение 203/1
Зоны *Френеля* 204
Зрительная труба 204
Зуб текучести 582/3

И

Иваненко — Гейзенберга предположение 923/1
Идеальная жидкость 204
— плазма 535/3
Идеально-пластическое тело 204
Идеальный газ 81/2, 101/2, 205, 312/3
— — квантовый 205/1
— — классический 205/1
— — реальный 205/1
— кристалл 205
Изгиб бруса 205
Изгибные волны 205
Изинга модель 721/3
Излучатели звука 206
Излучательный квантовый переход 206
Излучение 206
— вынужденное 208/1
— движущегося заряда 206/3
—, квантовая теория 207/2
—, классическая теория 206/2
— магнитное дипольное 207/1
— релятивистских ч-ц 207/1
— электрическое дипольное 206/3
— — квадрупольное 207/1
Излучение плазмы 538/3
Измерение 208
Измерительная система 208
Измерительный прибор 209
Измерительный усилитель 209/2
Изобара 209
Изобарический процесс 209
Изобарно-изотермический потенциал 115/3, 116
Изобарный процесс 209
Изобары 209
Изображение оптическое 209
— — действительное 210/1
— — мнимое 210/1
Изолюкс 210
Изомерия атомных ядер 210
— — —, острова изомерии 211/1
— молекул 211
— — инверсионная 211/2
— — конформационная 211/2
— — оптическая 211/1
— — структурная 211/1
Изоспин 213
Изотерма 212
Изотермический процесс 212
Изотермическое намагничивание 389/1
Изотопическая инвариантность 124/2, 193/2, 202/2, 212, 213/1, 593/2
Изотопический мультиплет 212/1, 678/2, 897/3
— спин 212/2, 213, 897/2, 924/2
— эффект 213
Изотопная хронология 213
Изотопное разбавление 213/2
Изотопные индикаторы 213, 215/1
Изотопов разделение 175/2, 213
— —, газовая диффузия 213/3, 914/1
— —, дистилляция 214/2
— —, изотопный обмен 214/2
— — лазерное 214/3
— —, масс-диффузия 213/3
— —, термодиффузия 214/1
— —, центрофугирование 214/2, 914/1
— —, электролиз 214/2
— —, электромагнитный метод 214/2
Изотопы 36/2, 40/1, 215
Изотропия 215
Изофот 215
Изохора 215
Изохорный процесс 215
Изохрома 224/1
Изоэлектронный ряд 36/1
Изоэнтальпийный процесс 215
Изоэнтропа 12/1
Изоэнтропийный процесс 12/2, 215
Иллюзии оптические 215
Ильюшина постулат изотропии 546/2
Иммерсионная система 215
Иммерсионный метод 49/2, 216, 325/3
Импеданс акустический 216
— — удельный 216/3
— характеристический 216
— — поверхностный 217/1
— — среды 217/1
Импульс 298
— акустический 217
— — заполненный 217/1
— силы 217
— электромагнитного поля 217
Импульсная модуляция 217, 429/1
Импульсный разряд 217
— реактор 218
Импульсный сигнал 217/1, 217/3, 218
— —, скважность 218/2
Инвариантность 218
Инверсионный слой 218
Инверсия населенностей 96/1, 103/3, 218, 271/1
Инвертомеры 211/2
Индексы кристаллографические 218, 328/2
— — *Нейса* 218/3
— — *Миллера* 218/3
Индикатриса 219
— в оптике 219
— рассеяния 219/1
Индуктивное сопротивление 219
Индуктивности измеритель 219
Индуктивность 219
— взаимная 220, 220/2
Индукционные ускорители 220
Индукционный измерительный механизм 220
— разряд 220
— ток 220
Индукция взаимная 220
Индуцированное излучение 96
Инертная масса 220
Инерциальная система отсчета 106/2, 220
Инерции закон 221
Инерция 221
Инжекционный лазер 221, 570/1
Инжекция носителей 221
Инклюзивный процесс 221
Инкремент 294/1
Инстантон 221, 680/1
Интегральная оптика 221
— схема 422/2, 568/3
Интенсивность деформации 222
— звука 198/2, 222
— излучения 222
— лучистого потока 222
— напряжения 222
Интенсивные параметры 222
Интервал четырехмерный 222
— времениподобный 222/3
— нулевой 222/3
— пространственноподобный 222/3
Интерференционная картина 222
— микроскопия 222
Интерференционного контраста метод 222
Интерференция волн 223
— поляризованных лучей 223
— света 224
— — двухлучевая 224/3
— — многолучевая 224/3
— — стационарная 224/2
— состояний 225, 252/2
Интерферометр 225
— *Жамена* 225/3
— *Майкельсона* 225/2
— — звездный 226/1
— *Фабри — Перо* 226/1, 429/3
Инфразвук 35/3, 198/1, 226
Инфракрасная спектроскопия 226
Инфракрасное излучение 227
— —, источники 227/2
— —, оптические св-ва в-в 227/1
— —, приемники 227/3
Ион 228
Ионизационная камера 19/2, 150/1, 228
— —, вольт-амперная хар-ка 228/1
Ионизационные волны 228
Ионизационный потенциал 229
Ионизация 229
—, автоионизация 230/2
— многократная 229/2
— многофотонная 230/1
— ступенчатая 229/3
— термическая 230/1, 230/2
— ударная 229/2, 230/2
—, фотоионизация 230/1
Ионизирующее излучение 230
Ионная имплантация 231
— связь 67/1, 230, 431/2
— эмиссия 230
— — термоионная 230/3
— —, фотодесорбция 230/3
Ионное внедрение 231
— легирование 231
Ионно-ионная эмиссия 231/1, 231
Ионно-электронная эмиссия 231
Ионные кристаллы 231
— приборы 231
— пучки 231
Ионный источник 232
— микроскоп 232
— проектор 232
Ионолюминесценция 233
Иоффе эффект 735/3
Ипсилон-частицы 129/2, 233, 269/3
Ирисовая диафрагма 233
Иршоу теорема 233
Искра 234
Искровая камера 151/3, 233, 235/1
Искровой разряд 234, 864/2
— — скользящий 234/3
— счетчик 234
Испарение 235, 522/1
Истинно нейтральная частица 235, 897/2
Истинное намагничивание 521
Источники оптического излучения 235
— света 235

К

Кавитация 236, 458/3
— акустическая 237/2
— гидродинамическая 236/1
— искусственная 237/1
Калибровка 237
Калибровочная инвариантность 580/3
— симметрия 218/2, 237, 265/2, 873/1, 900/3
Калибровочные поля 238/2, 239, 872/3, 900/3
— — неабелевые 238/3
— преобразования 238/1
Калорийность 749
Калориметр 239
— адиабатический 240/2
— изотермический 240/2
— ионизационный 240
— с пост. теплообменом 240/2
Калориметрия 240
Калория 241
Камера-обскура 241
Каналирование заряженных ч-ц 231/1, 241
Кандела 241
Канонические ур-ния механики 241
Канонический ансамбль *Гиббса* 242
Каноническое распределение *Гиббса* 56/2, 242, 389/3, 418/3, 720/1
Каоны 290
Капельная модель ядра 148/1
Капиллярная конденсация 13/1, 242, 243/2, 701/2
— контрактация 243/2
Капиллярное давление 242, 344/3
Капиллярные волны 242, 552/3
— явления 242
Капиллярный гистерезис 243/2
Капицы закон 243, 383/2
— скачок темп-ры 243
Капля 242/3, 243
Кардинальные точки 243, 347/3
— —, главные точки 244/1
— —, задний фокус 243/3
— —, передний фокус 244/1
Кармана теория 771/1
Карно теорема в термодинамике 244
— — теории удара 244
— цикл 244
Карцинотрон 344/1

Касательное ускорение 244
Каскадный генератор 98/3, 244
— -- *Кокрофта — Уолтона* 244/3
— — *Халперна* 245/1
Катодиоптрика 245
Катодиоптрические системы 201
Катод 245
Катодное падение 245
— пятно 185/3, 245, 864/1
— распыление 231/1, 245
— —, фигуры травления 246/1
— темное пр-во 246
Катодные лучи 246
Катодолюминесценция 246
Катоптрика 246
Каустическая поверхность 246
Качественный спектральный анализ 246
Квадруполь 246
Квадрупольное вз-ствие 247
— излучение 247
Квадрупольные линзы 885/1
Квадрупольный конденсатор 247, 395/2
— масс-спектрометр 247
— момент ядра 247
Квазары 247, 922/2
Квазиволновой вектор 247
Квазиимпульс 247
Квазиклассическое приближение 247
Квазинейтральность плазмы 19/3, 248
Квазиодномерные проводники 248
— —, переход *Мотта* 248/3
— —, — *Пайерлса* 248/3
Квазиоптика 249
Квазистатический процесс 249, 477/2, 602, 751/1
Квазистационарное состояние 249, 723/1
Квазистационарный ток 249, 526/1
Квазиупругая сила 249
Квазиупругое рассеяние 249
Квазичастицы 249, 263/3
Квазиэргодическая гипотеза 906/1
Квазиядра 250
Квант действия 147/1, 253/1, 544
— магнитного потока 250
— света 826/1
Квантование пространства-времени 250, 593/1
-- пространственное 251
Квантовая диффузия 251, 737/3
— жидкость 55/1, 111/3, 191/1, 251
— когерентность 252
— механика 252
— оптика 252
— радиофизика 271/2
— статистика 103/1, 263
— теория многих частиц 250/2, 263
— — поля 264
— химия 268, 431/2
— хромодинамика 238/2, 269, 901/1
— электродинамика 217/2, 270
— электроника 270
Квантовые кристаллы 272, 276/1
— магнитометры 200/1
— стандарты частоты 272, 276/1
— часы 91/3, 274
— числа 275
— —, главное 37/3, 259/2, 275/2
— —, магнитное 37/3, 259/2, 275/2
— —, орбитальное 37/3, 259/2, 275/2
— —, полный момент количества движения 275/3
— —, проекция полного момента 275/3
Квантовый генератор 276
— гироскоп 276
— — лазерный 276/1
— — электронный 276/3
— — ядерный 276/2
— переход 277
— — безызлучательный 277/2
— — излучательный 277/2
— усилитель 277
— — бегущей волны 278/3
— — многорезонаторный 278/2
— — однорезонаторный 278/2
Квантометр 279, 706/2
Кварки 279, 671/3, 898/1
Кварц 279
Кварцевые часы 91/2, 279
КДР 158/2
Кельвин 279
Кельвина ур-ние 279
— шкала 280, 742/3
Кеплера закон 159/1, 280
Керма 180/3, 280
Керра постоянная 280
— эффект 280, 429/3
— — магнитооптический 281/1, 382/3
— — оптический 281/1
— ячейка 280/3, 281, 498/3
К-захват 281
Кикоина — Носкова эффект 176/1, 281
Кикучи-электронограмма 891/3
Кило... 281
Киловат 281
Килограмм 281
Килограмм-метр в секунду 281
Килограмм-сила 281
Килопонд 281/2
Кинематика 281
Кинематическая вязкость 99/3
Кинетика 282
— физическая 282, 721/3
Кинетическая теория газов 284
— энергия 285
Кинетические коэфф. 284/3, 285
Кинетический момент 437
— потенциал 337
Кинетическое уравнение *Больцмана* 283/1, 285, 389/3, 722/1
Кинетостатика 286
Кипение 235/2, 286, 522/1
— переходное 286/3
— пленочное 286/3
— пузырьковое 286/3
Киральная симметрия 13/2, 18/2, 287, 679/3
Киральность 839
Кирхгофа закон излучения 287
— правила 287, 368/2
Кистевой разряд 234/3, 288
Клапейрона ур-ние 55/3, 67/1, 103/3, 288
Клапейрона — Клаузиуса ур-ние 288
Клапейрона — Менделеева ур-ние 288
Классическая механика 288
Классы кристаллов 288
— точности 288
Клаузиуса неравенство 288, 904/2
— равенство 904/1
Клаузиуса — Моссотти ф-ла 289, 344/3
Клейна — Гордона ур-ние 85/1
Клейна — Гордона — Фока ур-ние 289
Клин фотометрический 289
Клистрон 289
К-мезоны 290
—, сильное вз-ствие 290/1
—, слабое вз-ствие 290/2
Кнудсена число 159/3
Ковалентная связь 67/1, 183/2, 261/1, 291, 327/1, 431/2
Ковариантность 291
Когезия 11/3, 552/1
Когерентность 291
— временная 292/2
— пространственная 292/2
Кокрофта — Уолтона генератор 244/3, 292
Колебаний и волн теория 292
Колебания 293
—, возбуждение 294/3
—, динамика 294/2
—, кинематика 293/3
Колебания кристаллической решетки 295
Колебательная система 297
— скорость 297
Колебательное смещение 297
Колебательные спектры 297
Колебательный контур 297
— —, добротность 297/2
— —, избирательность 297/2
— —, резонансная хар-ка 297/2
Колера правило 297, 383/3
Количественный спектральный анализ 298
Количество движения 298
— облучения 902
— освещения 861
Коллективная линза 298
Коллективные вз-ствия 298
— методы ускорения 298
Коллиматор 9/3, 299
Колмогорова гипотезы 771/2
Колориметр 299
— визуальный 299/2
— фотоэлектрический 299/3
Колориметрия 300
Кома 7/1, 303
Комбинационное рассеяние света 303, 615
Комбинационные тона 304
Комбинационный лазер 424/3
Комбинированная инверсия 304
Коммутационные соотношения 264/3, 529
Компаратор 305
Компарирование 305
Компенсатор оптический 305
— — интерферометрический 305/2
— — поляризационный 305/2
Компенсационный метод измерений 305
Компенсированный полупроводник 20/2, 305
Компенсирующие поля 239
Комплексная амплитуда 85/1, 294/1, 306
Комплексных угловых моментов метод 627
Компоненты 306
Комптона эффект 82/2, 108/2, 217/2, 253/2, 306
— — обратный 307/2
Комптоновская длина волны 307
Комптоновский лазер 343/1
Конвекционный ток 307, 865/1
Конвекция 138/2, 307
Конверсионные эл-ны 308
Конверсия внутренняя 308
— — парная 308/1
Конденсация 308
— капельная 308/2
— пленочная 308/2
Конденсированное состояние 11/2, 308
Конденсор 201/3, 308
Кондо темп-ра 309/1
— эффект 309
Коническая рефракция 309
Коноскопия 309, 325/3
Консервативная система 68/2, 309, 581/1
Константа вз-ствия 309
— связи 309, 897/1
Контактная разность потенциалов 309
Контактные напряжения 310
Контрагированный разряд 176/1, 186/2, 310, 653/2
Контраст 210/2, 310
Конформеры 211/2, 432/2
Концентратор акустический 310
Концентрация 311
— напряжений 311
Координационная связь 183
Координационное число 311
Координационный порядок 143/1
Кориолиса сила 311, 507/2
— ускорение 311
Корню поляриметр 578/1
— призма 707/3
Корона высокочастотная 311
Коронный разряд 288/1, 311, 864/2
Корпускула 312
Корпускулярная оптика 312
Корпускулярно-волновой дуализм 72/2, 89/1, 253/2, 312
Корреляционные ф-ции 263/1
Корринга правило 368/2
Кортевега — де Фриса ур-ние 698/2
Космическая магнитогидродинамика 365/1
— плазма 19/3, 34/3, 312
Космические лучи 34/2, 313
— —, вариации 314
— — галактические 313/1
— — солнечные 314/2
— скорости 314
Космология 315
Костера — Кронига эффект 484
Коттона эффект 316, 549/1
Коттона — Мутона постоянная 317/1
— эффект 144/1
Котта правило 768/2
Коэрцитивная сила 48/3, 317, 359/1
Коэрцитивное поле 317
Коэрцитиметр 317
Коэффициент полезного действия 317
— температуропроводности 743
Краевой угол 318
Крамерса — Кронига соотношения 318, 446/3, 587/3
Красное смещение 184/2, 318
«Красота» 318
Кратность вырождения 97/2
Кратные единицы 318
Краудион 152/2
Кремний 318
Кривизна поля 7/1, 318
Криогенные темп-ры 467
Криостат 756/1
Кристаллизационные волны 272/2
Кристаллизация 319
—, гетерогенное зарождение 319/2
—, гомогенное зарождение 319/2
—, массовая кристаллизация 322/1
—, образование дефектов 321/3
Кристаллиты 322
Кристаллическая решетка 111/1, 322
Кристаллические блоки 322
Кристаллический счетчик 19/1, 322
Кристаллическое поле 322
Кристаллоакустика 323
Кристаллография 323
— геометрическая 323/3
— структурная 323/3
Кристаллооптика 324
Кристаллофизика 324/2, 325
Кристаллофосфоры 326
Кристаллохимические радиусы 326/3
Кристаллохимия 326

Кристаллы **327**
— , структура 329/1
— , геометрия 328/2
— , монокристаллы 328/2
— , поликристаллы 328/1
Критическая масса 917/3
— опалесценция 331/1
— темп-ра 98/2, 235/2, **330**, 333/1
— точка 156/2, 235/2, **330**
Критические индексы 331/3
— явления **330**
Критический ток **332**
Критическое давление **332**
— магнитное поле **332**
— состояние **333**
Кроссинг-симметрия **525**, 678/3
Кроссмодуляция 620/2
Круговая поляризация 575/3
— частота 849/1
Круговой дихроизм **316**
— процесс **333**
Крутильные весы 136/3, **333**
— колебания **333**
Кручение **334**
Кубик фотометрический **334**, 356/2
Кулон **334**
Кулона закон **334**
Кулоновский логарифм 537/1
Кулоновское возбуждение ядра **334**
Куметр 187/2, **334**
Кумулятивный эффект **335**
Кумуляция **335**
Купера эффект **335**, 659/2, 805/1
Куперовская пара 55/1, 154/1, 251/3, 335/2, 664/1, 927/2
Кюри **335**
— закон **335**, 336/3, 358/2
— правило 336/1
— принцип **336**
— темп-ра **336**
— точка **336**
Кюри — Вейса закон 335/3, **336**, 358/2, 809/1

Л

Лаваля сопло 700/3
Лавеса фазы 408/3
Лавинный разряд **336**
Лагранжа ур-ние 142/2, 159/2, **336**
— ф-ция **337**
Лагранжиан **337**
Ладдетрон 895/1
Лазер **337**
— , режим гигантских импульсов 340/1
— , — свободной генерации 340/1
Лазерная искра **668**, 864/2
— плазма **340**
— спектроскопия **341**
— химия **341**
Лазерное разделение изотопов 214/3, **341**
Лазерный гироскоп 276/1
Лазеры на красителях **342**
— на свободных эл-нах **343**
Лаймана серия 39/2, 708/1
Ламберт **343**
Ламберта закон 159/3, **343**, 513/2
Ламе постоянные **343**, 427/3
Ламинарное течение **343**
Ламна бегущей волны **343**
— обратной волны **344**
Ламповый генератор 9/1, 583/1
Ландау диамагнетизм **344**, 358/3, 737/1
— затухание 231/1, **344**
— — , *Румера* механизм 123/1
— подзоны 383/1
Ланде множитель 49/1, **344**
Ланжевена — Дебая ф-ла **344**, 352/2
Лапласа закон **344**
— оператор 84/3, 345/1, 580/3
— ур-ние **344**
Лармора прецессия 156/3, **345**
— частота 345/1
Ларморовские спирали 536/3
Лауэ метод **345**, 640/1
— условие 172/2
Лауэграмма **345**
Левой руки правило **345**
Левшина правило **345**
Ленгмюра изотерма 12/3
— ф-ла **346**
Ленгмюра — Саха ур-ние **346**
Ленгмюровские волны **346**, 536/3
Ленарда — Джонсона ф-ла 401/1, 403/2
Ленца правило 156/3, 652/2
Лептонный заряд **346**, 442/2, 897/2
Лептоны **346**
Ле Шателье — Брауна принцип **346**, 797/3
Ликвидуса кривая 535/1
Линейная передача энергии **347**
— поляризация 575/3
Линейные системы **347**
— — консервативные 347/2
— — неконсервативные 347/2
— ускорители **347**, 795/3
— — высоковольтные 347/2
— — индукционные 342/2
— — резонансные 342/2
Линейчатые спектры **347**
Линза 201/2, **347**
— акустическая **348**
— афокальная 348/1
— , оптическая сила 348/1
— рассеивающая 347/3
— собирающая 347/3
— тонкая 348/1
— , фокусное расстояние 347/3
Линзовая антенна 26/2, **348**
Линии передачи 49/1, 84/3, **348**
— тока **349**
Лиссажу фигуры 294/1, **349**
Литр **349**
Лиувилля теорема 231/3, **349**, 886/1
Лихтенберга фигуры 234/3, **349**
Лобовое сопротивление **47**
Логометр 187/2, **350**
Локальное вз-ствие **350**
— термодинамическое равновесие **350**
Локация **350**
Лоренца группа 510/1
— преобразования 106/3, 220/3, **351**, 509/3
— сила **351**, 352/1
— ур-ния **351**
— условие 380/3
— число 75/2, 185/2
Лоренца — Максвелла ур-ния **351**, 881/2
Лоренц-инвариантность **635**, 510/1
Лоренц — Лоренца ф-ла 289/1, **352**, 648/1
Лоусона критерий **352**
Лошадиная сила **352**
Лошмидта постоянная **352**
Луна **352**
— , увеличение 352/3
Луч **353**
Лучевая оптика **353**
Лучистость **353**
Лучистый перенос **353**
— поток **582**
— теплообмен **353**
«*Лэмба* провал» 498/2
Лэмбовский сдвиг 270/1, **353**, 673/2
Люк **353**
Люкс **353**
Люксембург-горьковский эффект 620/2
Люксметр 353
Люмен 353
Люменометр 353
Люминесцентный анализ 353
Люминесценция **354**
— антистоксова 60/1, 354/3
— краевая 355/1
— метастабильная 354/3
— резонансная 354/2
— рекомбинационная 355/1
— спонтанная 354/3
— стоксова 354/3
— экситонная 355/1
Люминофоры **355**
— , кристаллофосфоры 356/1
— , люминесцирующие стекла 356/2
— , органолюминофоры 356/2
Люммера — Бродхуна кубик **356**
Люммер — Герке пластинка **356**
Лява волны 552/2
Ляпунова методы **356**

М

Магазины электрических величин **356**
Магические ядра **356**
— — , дважды магические 356/3
Магнетизм **357**
— орбитальный 357/3
— «сильный» 358/1
— «слабый» 358/1
Магнетик **360**
Магнетокалорический эффект **360**, 369/1
Магнетон **360**
— *Бора* 270/2, **360**
— ядерный 360/3
Магнетооптика **382**
Магнетосопротивление **361**
Магнетоэлектрический эффект **361**
Магнетрон **361**
Магнит постоянный **361**
— сверхпроводящий **362**
Магнитная анизотропия 22/3, **363**, 809/1
— антенна **363**
— восприимчивость 156/3, 357/2, **363**
— — дифференциальная 364/1
— — начальная 364/1
— — обратимая 364/1
— вязкость **364**
— — в магн. гидродинамике 364/3, 365/2
— — ферромагнетиков 128/2, 364/2
— гидродинамика 119/1, **364**
— индукция **366**
— постоянная **366**
— проницаемость **366**, 370/2
— — вакуума **366**
— симметрия **367**
— — , пространственные группы 367/1
— — , точечные группы 367/1
— структура атомная **367**
— — — антиферромагнитная 367/2
— — — слабоферромагнитная 367/3
— — — ферримагнитная 367/2
— — — ферромагнитная 367/2
— термометрия **368**
— цепь **368**
— — нейтральная 368/2
— — поляризованная 368/2
Магнитного расщепления фактор **344**
Магнитное давление **368**
— насыщение **368**
— — , процесс вращения 368/3
— — , — смещения 368/3
— охлаждение **368**, 517/3
— поле **369**
— последействие 364/2
— сопротивление **371**
— старение 361/3, **371**
— упорядочение 143/1
Магнитно-жесткие материалы **372**
Магнитной индукции поток **378**
Магнитно-мягкие материалы 48/2, 359/1, **371**
Магнитно-твердые материалы 359/1, 361/2, **372**
Магнитные весы **373**
— измерения **373**
— линзы **374**
— ловушки **374**
— — зеркальные 375/1
— — тороидальные 374/3
— материалы **375**
— полупроводники **376**
— страты 229/1
Магнитный гистерезис 128/1
— заряд **376**
— момент **376**
— монополь 70/1, 376/2, **377**
— полюс **377**
— потенциалометр **377**
— поток **378**
— резонанс **378**
— спектрометр **378**
Магнитогидродинамическая турбулентность 771/2
Магнитогидродинамический генератор **379**
Магнитодвижущая сила **380**
Магнитодиэлектрики **380**
Магнитозвуковые волны **380**
Магнитометр **380**
— гальваномагнитный 381/3
— индукционный 381/2
— квантовый 381/2
— магнитостатический 381/1
— электрический 381/1
Магнитомеханические явления **382**
Магнитомеханическое отношение **382**, 713/2
Магнитооптика **382**
Магнитопауза 386/1
Магниторезистивный эффект 107/1, 297/3, **383**
Магниторезонансный масс-спектрометр **383**
Магнитостатика 21/2, **383**
Магнитострикционные материалы **383**
Магнитострикционный преобразователь **384**
Магнитострикция 75/2, **384**
— линейная 385/1
— поперечная 385/1
— продольная 385/1
— , термострикция 385/3
Магнитосфера **386**
Магнитотепловые явления 386
Магнитотормозное излучение **688**
Магнитоупругие волны 16/2, 123/3, **387**, 738/1
Магнитоупругий эффект **76**
Магнитоэлектрический измерительный механизм **387**
Магнон 250/1, **387**, 738/1
Магнон-фононное взаимодействие **387**
Магнуса эффект **387**
Маджи — Риги — Ледюка эффект **388**
Мазер 276/1

Мазер на циклотронном резонансе 343/2
Мазерный эффект в космосе **388**
Майкельсона опыт **388**, 692/2
— эшелон **388**
Макалузо — Корбино эффект 382/3
Макромолекула 53/1, **389**, 431/1
— , конформации 389/2
— , мономеры 389/1
— , паракристалл 389/2
— стереорегулярная 389/2
Максвелл **389**
Максвелла диск 299/3
— распределение 56/3, 284/2, 285/3, **389**
— — , наиболее вероятная скорость 389/3
— — , ср. квадратичная скорость 389/3
— треугольник 300/2
— ур-ния 186/1, 217/2, 238/2, 351/2, **389**
Максвелла — Больцмана распределение 56/3
Малая ядерная энергетика **609**
Малюса закон **391**
Мандельштама — Бриллюэна рассеяние 122/3, 174/2, 191/3, **391**, 625/1
— — вынужденное 392/2
Манометрический термометр **392**
Маскировка звука **392**
Масса 221/1, **392**
— гравитационная 393/1
— инертная 392/3
— покоя **393**, 507/3
Масс-анализатор **393**, 394/2
Массовая сила **482**
Массовое число **393**, 923/1
Масс-сепаратор **393**
Масс-спектрометр **393**
Масс-спектроскопия **396**
Массы избыток **397**
Масштаб изображения **397**
Масштабная инвариантность 332/1, 332/2, **397**, 527/2, 690
Математический маятник 399/1
Материальная точка **397**, 414/2
Матовая поверхность **397**
Матрица плотности 83/2, **397**, **723**
— рассеяния **398**
Маха конус **398**
— угол 398/3
— число 43/2, 44/3, 46/2, 84/2, **398**
Махе **399**
Маятник **399**
— математический 399/1
— — конический 399/2
— — сферический 399/2
— — циклоидальный 399/2, **845**
— физический 399/2
— — , приведенная длина 399/2
— — , центр качаний 399/2
МГД-генератор **379**
МГД-турбулентность 366/2
Мгновенная ось 77/3
М—Д—П-структура **399**
Мега... **400**
Медленные нейтроны **400**, 455/2
Межатомное вз-ствие **400**
— — Ван-дер-Ваальсово 400/2
— — , водородная связь 400/2
— — ионное 400/2
— — ковалентное 400/1
— — металлическое 400/1
Международная практическая темп-рная шкала 105/3
— система единиц **402**
Межмолекулярное вз-ствие 227/1, **402**
— — дисперсионное 403/1
— — , индукционные силы 403/1
— — , ориентационные силы 402/3
— — , силы отталкивания 403/3
Мезогенные кристаллы 188/2
Мезоатом **403**
Мезоморфное состояние 188/2, **404**
Мезонная фабрика **404**
— химия **404**
Мезоны **404**, 795/2
— со скрытым очарованием **404**, 515/1
Мейснера эффект 332/2, 332/3, 358/3, **405**, 657/3
Мельде опыт 521/2
Мембрана **405**
Мениск **405**
Менисковые системы **405**
Менисковый телескоп 406/1
Мера гистерезиса 364/2
Меры **406**
— вместимости **406**
— длины **406**
— угловые **406**
— электрических величин **407**
Мессбауэра эффект **407**
Мессбауэровская спектроскопия **407**
Металлиды **408**
Металлическая связь 327/1, **408**
Металлические соединения **408**
— — , интерметаллиды 408/3
— — , фазы внедрения 408/3
— — электронные 408/3
— стекла 20/2, 359/1, **408**
Металлооптика **409**
Металлофизика **409**
Металлы 203/3, **409**
— , магнитные св-ва 411/3
— , механические св-ва 412/1
— , тепловые св-ва 411/2
— , электрические св-ва 411/1
Метамагнетик **412**
Метамеры 842/2
Метастабильное состояние 67/2, 249/2
— — квантовых систем **413**
Метацентр **413**
Метацентрическая высота **413**
Метглассы **408**
Метр **413**
Метрика пространства-времени **413**
Метрическая система мер 187/1, **413**
Метрический тензор **413**, 774/2
Метрологическая служба **413**
Метрология **413**
Механика **414**
— сплошной среды **416**
— сыпучих сред **416**
— тел переменной массы 161/1, **416**
Механический эквивалент света **417**
— — теплоты **417**
Механокалорический эффект 112/2, **447**, 664/2
Магнострикция **417**
Меченые атомы **213**
Ми резонансы 624/2
— эффект 502/1
Миграция энергии **417**
Миделевое сечение **417**
Микро... **417**
Микроволновая спектроскопия **417**
Микроканонический ансамбль *Гиббса* **418**
Микроканоническое распределение *Гиббса* 45/1, 242/1, **418**, 722/3
Микрон **418**
Микронапряжения **418**
Микропричинности условие **418**, 587/3
Микропроекция **419**
Микроскоп **419**
— , метод интерференционного контраста 420/3
— , — наблюдения в поляризованном свете 420/2
— , — светлого поля 420/1
— , — темного поля 420/1
— , — ультрамикроскопии 420/2
— , — фазового контраста 420/2
— , разрешающая способность 419/3
Микроскопия 419/3, 421
Микросостояние 70/2
Микротрон 421, 795/1
Микрофон 421
Микроэлектроника **422**
— вакуумная 422/2
— интегральная 422/2
— функциональная 422/2
Миллера индексы 218/3
Милли... **422**
Миллибар **422**
Миллиметр водяного столба **422**
— ртутного столба **422**
Миллимикрон **422**
Минковского пространство-время **422**
Мира **422**
Мировая линия **423**
МКГСС система единиц **423**
МКС система единиц **423**
МКСА система единиц **423**
МКСК система единиц **423**
Мнимое изображение 210/1
Многоугольник веревочный **423**
— сил **423**
Многофотонная ионизация 424/2
Многофотонные процессы **424**
Многофотонный фотоэффект 424/2
Множественные процессы **424**
Моделирование 43/1, **426**, 558/1
Модули упругости 23/2, **427**
Модулятор света 429/2
Модуляция **428**
— колебаний **428**
— — амплитудная 428/1
— — импульсная 429/1
— — фазовая 429/1
— — частотная 428/3
— света 149/2, **429**
— — внешняя 429/2
— — внутренняя 429/2
— — пространственная 429/3
Моды 295/3, **430**
Мозли закон **430**
Молекула **430**
— полярная 432/3
Молекулярная акустика 14/2, **433**
— масса **433**
— физика **433**
Молекулярного поля теория 809/3
Молекулярное течение **434**
Молекулярные и атомные пучки **434**
— кристаллы 41/1, **435**
— спектры **435**
— — , вращательные уровни 436/1
— — , колебательные уровни 436/1
— — , электронные уровни 435/3
Молекулярный генератор 274/3, 278/1, **437**
Мольера эффект **437**
Моль **437**
Момент инерции **437**
— количества движения **437**
— силы **438**
Монокристалл **438**
Мономолекулярный слой **438**
Монополь *Дирака* 377/2
Монопольный масс-спектрометр **438**
Монохроматический свет **438**
Монохроматическое излучение **438**
Монохроматор **438**
МОП-транзистор 399/3
Мора весы 121/3
Морзе потенциал 400/3
Мост измерительный 187/2, **439**
Мотта переход 248/3, 802/1
— ф-ла 522/2
Мощность **440**
— звука **440**
МТС система единиц **440**
Музыкальная акустика **440**
Мультиплетное расщепление **762**
Мультиплетность **440**
Мультиполь 247/1, **440**
— магнитный 441/1
— , мультипольный момент 440/3
— электрический 440/3
Мультипольное излучение **441**
Мутные среды **441**
Мэнли — Роу соотношение 521/1
Мю-мезоны **442**
Мюоний **441**
Мюонный атом **441**
— катализ **441**
Мюоны **442**
— , взаимодействие 442/2
— , источники 442/1
— , μ — e-универсальность 442/2
— , проникающая способность 442/3

Н

Наведенная проводимость **443**
Навье — Стокса ур-ние 118/1, 118/3, 192/3, **443**
Наименьшего действия принцип 68/2, 146/3, **443**
— — — *Гамильтона — Остроградского* 443/1
— — — *Мопертюи — Лагранжа* 443/2
— принуждения принцип **110**
— рассеяния энергии принцип 585/3
Наименьшей кривизны принцип **114**
Найквиста ф-ла **443**
Найта сдвиг 919/3
Накачка 339/2, **443**
Наклеп 412/2
Накопитель **443**
Наложения принцип **731**
Намагниченность 377/1, **443**
— остаточная **444**
Намагничивание **444**
Намагничивания кривые **445**
Намагничивающая сила **380**
Нано... **445**
Напор **445**
Направленность акустических излучателей и приемников **445**
Напряжение **445**
Напряженность магнитного поля **446**
— электрического поля **446**, 865/2
Нарушенное полное внутреннее отражение **446**
Населенность уровня **446**
Насыщение ядерных сил 923/3
Насыщенный пар **446**
Неабелевые калибровочные поля 238/3
Небесная механика **446**
Невариационные принципы механики 67/3

Невесомость 447
Неголономные системы 447
***Нееля* точка 336/2, 448**
***Неймана* принцип 326/1, 336/1, 448**
— теорема 262/3
— ур-ние 398/2
Нейтральный ток 196/1, 448, 694/1
Нейтринная астрофизика 448
Нейтрино 51/1, 448
— двухкомпонентное 450/2
— , масса 450/1
— , осцилляции и распад 450/2
— , спиральность 450/2
— , типы 449/2
— , четырехкомпонентное 450/2
Нейтрон 451
— , магнитный дипольный момент 452/1
— , масса 451/3
— , спин и статистика 451/3
Нейтронизация в-ва 448/3, 453
Нейтронная бомба 918/2
— оптика **453**
— радиография **454**
— спектроскопия **454**
— физика **455**, 911/1
Нейтронные звезды 13/1, 34/3, 197/2, 370/3, 456, 910/2
— источники **456**
Нейтроноводы 783/3
Нейтронография 456
Нейтроны деления 147/3
Нелинейная акустика 458
— оптика **458**
— поляризация **462**
— спектроскопия 461/3, **462**
— теория поля **463**
Нелинейное вз-ствие акустических волн 464
Нелинейные системы 464
Нелокальная теория поля 464
Нелокальное вз-ствие 465
Неньютоновская жидкость 192/3
Необратимые процессы 465, 751/1
Неопределенностей соотношение 57/1, 256/2, 262/2, 265/2, 465
Неопределенности принцип 465
Непер 465
Неполяризованный свет 187
Непрерывный спектр 715
Неравновесная плазма 466
Неравновесное состояние 466, 750/3
Неравновесные процессы 466
Неразрывности уравнение 116/3, 118 3, 466
***Нернста* теорема 466**
***Эттингсхаузена* эффект 466, 750/3**
Несамостоятельный разряд 466
Нестатические процессы 466
Несущая способность 466
***Нетер* теорема 466, 682/2**
Неупорядоченные системы 467
Неупругое рассеяние 467
Неупругость 79/3
Низкие темп-ры 467
Низковольтная дуга 469
***Николя* призма 469**
Ниобат лития 469
Нит 469
Нитевидные кристаллы 469, 791/2
Нормальное ускорение 469
Нормальные волны 296/1, 469
— колебания **470**
— — , акустические ветви 296/2
— — , оптические ветви 296/3
— моды **470**
— условия **471**
Нормальный тон 471
— элемент **471**, 582/1, 907/1
Носители заряда 471
— тока **471**
***Ноттингема* эффект 137/3, 471**
Нуклеосинтез 471
Нуклиды 472
Нуклонные изобары 472, 923/1
Нуклоны 472
Нулевая энергия 251/1, 472, 505/1
Нулевой звук 251/3
Нулевой метод измерений 472
— прибор 317/2, **473**
Нулевые колебания 295/2
***Нуссельта* число 473, 558/1**
Нутация 126/1, 473
Ньютон 473
***Ньютона* закон вязкого течения 99/3**
— — тяготения 772/1
— законы механики 158/3, 221/1, **473**
— кольца **473**
— число 426/2, 557/3
Ньютоновская жидкость 192/3, 474
Ньютон-секунда 474

О

«Обдирка» пучка ч-ц 229/3
Обертон 474
Облученность 902
Обменная плотность 261/1
Обменное взаимодействие 30/1, 30/3, 39/2, 261/1, 358/1, 474, 761/3, 809/2
Обобщенная модель 927/3
Обобщенные импульсы 475
— координаты **475**
— силы **475**
Оболочечная модель 925/1
Оболочка 475
Обрачивающая система 476
Оборотный маятник 476
Образцовые средства измерения 476
Обратимости теорема 477
Обратимость в электродинамике 477
Обратимый процесс 477, 751/1
Обратная решетка 477
— связь **477**, 506/3
— — отрицательная 477/3
— — положительная 477/3
Обращение времени 479/1
Обращенный волновой фронт 133/2, 479
Общая теория относительности 480, 507/3, 772/1
Объектив 480
Объем удельный 482
Объемная вязкость 482
— сила **482**
Объемной упругости модуль 427/3, 482
Объемные акустические волны 323/1
Объемный заряд 482, 592
— резонатор 271/1, 278/1, 482
***Оверхаузера* эффект 483**
Однодоменные ферромагнитные ч-цы 483, 810/1
Одноосные кристаллы 483
Одноэлектронное приближение 203/1
Оже-спектроскопия 483
Оже-электрон 484/2
Оже-эффект 484
«Окислительное число» 67/1
Окклюзия 8/1, 485, 701/2
Окна прозрачности 618/2
Октава 485
Окуляр 485
Ом 485
***Ома* закон 485, 526/1, 865/2**
Омегатрон 486
Омический контакт 486
Омметр 486
Ондулятор 486
Ондуляторное излучение 486/3, 487, 688/1
***Онсагера* соотношения взаимности 488/2**
— теорема **488**, 753/3
Опалесценция критическая 488, 625/1
Операторы в квантовой теории 488
Оптика 489
— геометрическая 489/3
— неоднородных сред **493**
— тонких слоев **494**
— физическая 489/3
Оптическая активность 494
— — аномальная 495/1
— — естественная 494/3
— — наведенная 494/3
— — нормальная 495/1
— — удельная 494/3
— анизотропия **495**
— — естественная 495/2
— — наведенная 495/2
— длина пути **495**
— индикатриса 219/1, 324/3, **495**
— левитация 666/2
— локация **495**
— накачка 275/1, **496**
— ориентация **496**
— — , выстраивание 496/1
— ось **496**
— — кристалла 324/3, **496**
— плотность **496**
— связь **496**
— сила **497**
— теорема 467/2, **497**, 622/3, 628/2
— толщина **497**
Оптически активные в-ва 211/2
Оптические антиподы 497/3
— изомеры 497/3
— системы **498**
— стандарты частоты 92/1, **498**
Оптический гироскоп 276/1
— затвор **498**
— квантовый генератор **337**
— контакт **498**
— плазмотрон 341/1
— преобразователь частоты **498**
— пробой **668**
— разряд **668**
— резонатор 96/2, 103/3, 226/2, 339/1, **499**
Оптическое излучение 500
— стекло **500**
— — бесцветное 501/1
— — люминесцирующее 501/1
— — цветное 501/1
Оптоэлектроника 501
— когерентная 501/2
— , оптроника 501/2
Оптрон 501/2
Орбитальный момент 501
Органические полупроводники 501
Орсол 502
Ориентационная поляризуемость 352/2
Ориентационный порядок 143/1
Ориентированные ядра 161/2
Освечивание 502
Освещенность 68/3, 502
Оси инерции 502
Ослабитель света 502
Ослабления показатель 502, 862/1
Осмос 503
Осмотическое давление 503, 839/1
Основное состояние 503
Основной тон 503
Основные и неосновные носители 503
— цвета 300/1, **503**
«Остров стабильности» 765/2, 924/2
Осциллограф электромеханический 504
— — светолучевой 504/1
— электронно-лучевой **504**
Осциллятор 504
— ангармонический 505/1
— квантовый 505/1
— классический 504/3
Осцилляция нейтрона 48/2
Ось вращения 505
— легкого намагничивания **505**
— нейтральная **505**
Отбора правила 42/1, 206/2, 505, 702/1
Отвердевание 506
Отвердевания принцип 506
Открытые системы 506
Открытый резонатор 271/3, 507
Относительная биологическая эффективность 507
Относительное движение 507
— отверстие **507**
— удлинение 153/1
Относительности принцип 507, 508/2
— теория **507**
Отражательная способность 511
Отражательные призмы 511
Отражение волн 512
— света **512**
— — диффузное 513/2
— — зеркальное 512/3
Отражения коэфф. 513
Отрицательное дифференциальное сопротивление 513
Отрицательные кристаллы 513
Отрывное течение 513
Отсчетное устройство 514
«Очарование» 514
«Очарованные» частицы 514
Очки 515
— полароидные **516**

П

Падение тела 516
***Пайерлса* переход 248/3**
Пар 516
Пара сил 516
Параксиальная область 243/3
Параксиальный пучок лучей 347/3, 517
Параллелограмм сил 517
Парамагнетизм 358/2, 517
Парамагнетик 518
Параметр порядка 336/2
— удара **587**
Параметрическая генерация и усиление эл.-магн. колебаний 518
Параметрический генератор 461/3, 519
— резонанс **520**
Параметры состояния 521
Парапроцесс 521
Параэлектрики 521
Параэлектрический резонанс 521
Параобразование 522
Парсек 522
Партоны 33/3, 269/2, 522, 593/3

Парциальная волна 522
Парциальное давление 522
— сечение 522
Паскаль 522
Паскаля закон 121/1, 523
Патерсона ф-лы 641/3
Паули парамагнетизм 517/2
— принцип 38/2, 60/3, 163/2, 254/2, 260/3, 523, 529/2, 530/2
— ур-ние 523
Пашена закон 193/2, 523, 863/2
Пашена серии 39/2, 708/1
Пашена — Бака эффект 199/3
Пекле число 523, 558/1
Пеллетрон 895/1
Пельтье коэфф. 523/3
— теплота 523/3
— эффект 523
Пеннинга разряд 523
— эффект 193/2, 524
Пентапризма 511/3
Первое начало термодинамики 524, 751/1
Переброса процессы 524
Перегрев 524
Перегретый пар 446/3, 524
Перезарядка ионов 229/3, 524
Перезарядки реакция 524
Перезарядный ускоритель 524
Переключения эффект 525
Перекрестная симметрия 525
Перекрестные процессы 528/3
Перемагничивание 525
Переменный ток 525, 865/1
— —, активное сопротивление 526/1
— —, емкостное сопротивление 526/2
— —, индуктивное сопротивление 526/2
— —, полное сопротивление 526/2
— —, реактивное сопротивление 526/2
Перемещение 526
Перенормировка 82/3, 266/3, 526
Перенос излучения 527
— энергии 528
Переноса явления 528
Переносное движение 282/2
Переохлаждение 529
Перестановочные соотношения 264/3, 529
Пересыщенный пар 529
Переходное излучение 151/1, 529
Переходные металлы 529
Период колебаний 530
— полураспада 530, 605/3
Периодическая система 40/2, 530
Пермеаметр 530
Пета... 530
Пецваля условие 319/1
Пикнометр 531
Пико... 531
Пи-мезоны 531
Пинчевые токовые слои 366/2
Пинч-эффект 532
Пионы 531
Пирометрия 533
Пирометры 533
Пироэлектрики 534, 598/2
Пироэлектричество 534
Пито трубка 534
Пито — Прандтля трубка 582, 768/3
Плавание тел 33/2, 534
Плавление 535
Плазма 536
— идеальная 536/3
— изотермическая 536/1
—, квазинейтральность 536/1
— неизотермическая 536/1
— слабоидеальная 536/3
—, степень ионизации 536/1
— твердых тел 539
Плазматрон 543
Плазменная частота 346/2, 536/3
Плазменные двигатели 539
— источники электрической энергии 540
— неустойчивости 375/2, 532/3, 540
— — желобковые 375/2, 540/2
— — магнитогидродинамические 540/1
— ускорители 541
— — тепловые 541/2
— — электромагнитные 541/2
Плазменный катод 542
— фокус 542
Плазмон 543
Плазмотрон 543
Планка закон излучения 544
— постоянная 544
Планковская длина 221/3, 775/1, 834/2
Пластинки 544
— в акустике 545
Пластическая деформация 153/1
Пластический шарнир 545
Пластичности теория 545
Пластичность 547
— кристаллов 548
— — дислокационная 548/2
— — диффузионная 548/1
— — краудионная 548/2
«Пленение цвета» 549, 780
Плеохроизм 76/3, 549
—, круговой дихроизм 549/1
—, линейный дихроизм 549/1
Плечо силы 549
Плоская волна 549
Плоское движение 549
Плоскопараллельная пластинка 549
Плоскопараллельное движение 549
— течение 549
Плоскость поляризации 549
Плотномер 549
Плотность 550
— электрического тока 550
p — n-переход 882
Побочные изображения 550
Поверка 550
Поверхностная ионизация 550, 754/2
— энергия 551
Поверхностно-активные в-ва 551, 696/3
Поверхностное давление 551
— натяжение 551
Поверхностные акустические волны 552
— — — капиллярные 552/3
— — — *Лява* 552/2
— — — псевдорэлеевские 552/3
— — — *Рэлея* 552/2
— — — *Стоунли* 552/2
— — — электрозвуковые 552/3
— волны 552
— св-ва полупроводников 553
— силы 553
— состояния 553
— —, уровни *Тамма* 553/2
— —, — *Шокли* 553/2
— явления 553
Поверхностных волн антенна 554
Поворотное ускорение 311
Поглощательная способность 554
Поглощение волн 554
— звука 554
— света 8/1, 555
Поглощения коэфф. 555
— показатель 555
Пограничный слой 46/3, 555
Погрешности измерения 556
— средств измерения 556
Подвижность ионов и эл-нов 556
— носителей тока 557, 566/2
Подводный звуковой канал 117/3, 557
Поддерживающая сила 557
Подобия критерии 119/1, 426/2, 557, 558/3
— теория 42/3, 43/1, 119/1, 558
Подрешетка магнитная 358/1, 559
Подхвата реакция 559
Подъемная сила 46/3, 138/2, 559
Позитрон 559
Позитроний 560
—, ортопозитроний 560/1
—, парапозитроний 560/1
Пойнтинга вектор 206/2, 391/1, 560, 667/2
Поккельса эффект 429/3, 560
Поле зрения 560
— тяготения 137, 773/1
Полевая ионизация 8
— эмиссия 11
Полоучесть материалов 100/3, 561
Поликристалл 561
Полиморфизм 561
Полиморфная модификация 561/2
Политипизм 561/3
Политропа 562
Политропический процесс 562
Полное внутреннее отражение 83/2, 562
Положительные кристаллы 562
Положительный столб 562
Полоидальное поле 161/2
Полосатые спектры 562
Полосковые лазеры 571/2
Полосы равного наклона 185/3, 225/1, 562
— равной толщины 562
Полуметаллы 203/3, 562
Полупроводники 203/3, 562
—, зонная структура 564/3
—, кинетические св-ва 566/2
—, классификация 563/2
—, контактные явления 566/3
—, оптические св-ва 565/2
—, примеси и дефекты 564/2
—, равновесные и неравновесные носители 566/1
—, электроны и дырки 564/1
Полупроводниковые материалы 568
— приборы 568
Полупроводниковый детектор 569
— лазер 570
— —, гетеролазер 571/2
— — инжекционный 570/1
— — полосковый 571/2
Полутеневые приборы 572
Полутень 572
Поля физические 572
— — свободные 572/2
Поляризатор 572
Поляризационно-оптический метод исследования 573
Поляризационные приборы 573
— призмы 574
Поляризационный светофильтр 578
Поляризация вакуума 266/2, 269/2, 270/1, 575
— света 22/2, 575
— среды 576
— частиц 576
Поляризованные нейтроны 576
Поляризуемость 577
— атомная 577/2
— ионная 577/2
— ориентационная 577/2
— релаксационная 577/2
— электронная 577/2
Поляриметр 572/1, 574/3, 577
Поляриметрия 578
Поляризон 578
Поляритон 96/2, 578
Полароид 578
Полярон 578
Померанчука теорема 578, 622/3, 679/1
— эффект 578
Пондемоторное вз-ствие токов 579
Пондемоторное действие света 579
Поперечная волна 579
Порог болевого ощущения 579
— слышимости 579
— цветоразличения 301/3
Перро призма 476/1
Портера — Томаса распределение 455/1
Порядковый номер 42
Порядок интерференции 224/2
Последействие магнитное 364/2
Постоянный ток 579, 865/1
Поступательное движение 282/1, 579
Потенциал 579
— течения 871/1
— электростатический 580
Потенциалы термодинамические 115/1, 357/2, 580, 752/1
— эл.-магн. поля 580
Потенциальная сила 581
— ф-ция 579
— энергия 581
— яма 581
Потенциальное поле 579/3
— течение 581, 848/3
Потенциальный барьер 581
Потенциометр 581
Потери магнитные 582
Поток излучения 582
Правой руки правило 582
Прандтля трубка 582
— число 558/1, 582
Предел текучести 582
Предельный цикл 583/1
Преломление волн 583
— света 583
Преломления показатель 584
— — абсолютный 584/1
— — комплексный 584/1
Преобразователи измерительные 584
Прецессия 585
— псевдорегулярная 585/2
— регулярная 585/1
Приведение сил 585
Приведенная масса 585
Приведенные параметры состояния 585
Пригожина теорема 506/2, 585, 753/3
Приемники звука 585
— оптического излучения 585
— — — пондемоторные 586/3
— — — тепловые 586/1
— — — фотохимические 586/3
— — — фотоэлектрические 586/2
Призмы оптические 586
Примесные уровни 587
— — акцепторные 587/1
— — донорные 587/1
Присоединенная масса 587
Присоединенный вихрь 193/1, 587
Прицельный параметр 587
Причинности принцип 318/2, 336/1, 587
Причинность 13/3, 678/3
Пробой диэлектриков 588

— магнитный 588
— электрический 588
Проводимости зона 564/3, 588
Проводимость 893
— *n*-типа 880/3
— *p*-типа 186
Проводники 588
Продольная волна 588
Продольной упругости модуль 427/3, 588
Проекционный аппарат 588
Проекция изотопического спина 212/2, 924/3
Прозрачность 589
Производство энтропии 589, 904/3
— — локальное 589/2
Промежуточное состояние 589
Промежуточные векторные бозоны 24/2, 55/2, 186/3, 238/3, 268/2, 589, 693/2
Промилле 589
Пропорциональная камера 150/2, 590/1
Пропорциональный счетчик 109/1, 150/2, 589
Пропускание 590
Пропускания коэфф. 590
Просветление оптики 590
— эффект 591
Пространственная группа 322/2, 591, 683/3
Пространственная дисперсия 591
— инверсия 304/2, 592
— четность 592
Пространственный заряд 228/3, 592
Пр-во и время 592
— — —, метрические св-ва 592/2
— — —, топологические св-ва 592/2
Пр-во изображений 210/1
— предметов 210/1
Протон 593
Протон-протонный цикл 81
Протонный синхротрон 593
Прочности предел 593, 594/3
Прочность 594
—, вязкое разрушение 594/3
— длительная 595
—, хрупкое разрушение 594/3
Прыжковая проводимость 20/2, 566/2, 595
Прямые ядерные реакции 595, 914/3
Псевдоевклидовая геометрия 510/3, 667/3
Псевдозапрещенная зона 565/3
Псевдорелеевская волна 552/3
Псевдоскалярное поле 690/1
Псевдоцель 190/2
Пси-частицы 404/3
Пуаз 596
Пуазейля закон 100/3, 343/3, 596
Пуанкаре группа 508/3
— преобразование 510/2
Пуассона адиабата 778
— коэфф. 427/3, 557/3, 625/3
— ур-ние 340/1, 580/1, 596, 772/2
Пузырьковая камера 596
— — криогенная 596/2
— — тяжеложидкостная 596/2
Пульсары 13/1, 34/3, 198/1, 596
— радио 597/1
— рентгеновские 597/2
Пфунда серия 708/1
Пьеза 597
Пьезомагнетизм 597
Пьезометр 597
Пьезооптический эффект 573/1, 827/1
Пьезополупроводники 598
Пьезоэлектрики 598
—, обратный пьезоэффект 598/1
—, прямой пьезоэффект 598/1
Пьезоэлектрические материалы 598
Пьезоэлектрический преобразователь 599
Пьезоэлектричество 599

Р

Раби метод 434/3, 600
Работа 600
— выхода 600
— элементарная 600/1
Работоспособность 601
Рабочие средства измерений 601
Равновесие механической системы 601
— статистическое 601
— — локальное 601/3
— — неполное 601/3
— термодинамическое 601, 746/1
Равновесия состояние 602
Равновесное излучение 602
Равновесный процесс 249, 602, 750/3
Равнодействующая 602
Равномерное движение 602
Равнопеременное движение 603
Равнораспределения закон 102/3, 603
Рад 603
Радиан 603
Радиационная темп-ра 603
Радиационное давление 142
— легирование 603/2
— материаловедение 603
— трение 626
Радиационные дефекты 603
— поправки 265/3, 603
— постоянные 604
— пояса Земли 386/2, 604
Радиационный захват 605
— теплообмен 353
Радикалы 432/3
Радиоавтография 10
Радиоактивационный анализ 605
Радиоактивное излучение 605
Радиоактивность 605
Радиоактивные ряды 606
— —, вековое равновесие 606/1
— семейство 606
Радиоволноводы 606
—, *Бриллюэна* концепция 606/3
—, возбуждение 607/2
—, волновые моды 606/3
— диэлектрические 194/1, 607/3
—, затухание волн 607/2
Радиоволны 608
Радиоголография 608
Радиография 609
Радиоизотопная энергетика 609
Радиоимпульс 217/1, 218/2
Радиолюминесценция 354/2
Радиометр 609
— акустический 142/1
Радиометрический эффект 609
Радиометрия 609
Радиоспектроскопия 610
Радиотелескоп 28/1
Радиофизика 611
Радиочастотный масс-спектрометр 612
Радиоэлектроника 612
Радиус инерции 613
Радиокс 613
Радфор 613
Развертка оптическая 613
Разложение силы 613
Размагничивание 613
Размагничивающий фактор 613
Размер единицы 613
Размерностей анализ 558/1, 613
— —, показатели размерности 614/1
Размерность 614/1, 614
Размерные эффекты 614
Разностный метод измерений 174
— тон 615
Разность потенциалов 615
— хода 615
Разрешающая способность 615
— —, предел разрешения 615/1
— —, *Рэлея* критерий 615/2
Разрешенная зона 615
Разрешенные линии 615
Разрывные колебания 615
Разряд с полым катодом 615
Ракетодинамика 161
Рамана эффект 303/2, 615
Рамзауэра эффект 615
Рамочная антенна 616
Рамсдена окуляр 485/2
Ранкина шкала 742/3
Распределенные системы 689
Распространение радиоволн 616
— — в ионосфере 618/2
— — — косм. условиях 620/3
— — — тропосфере 617/3
— — разных диапазонов 621/1
Рассеяние звука 621
— микрочастиц 622
— света 623
— — когерентное 624/3
— — молекулярное 624/3
— — на свете 270/2
— — некогерентное 624/3
— — неупругое 623/3
— — упругое 623/3
Рассеяния коэфф. 625
— показатель 625
Растворы замещения твердые 211/3
Растр 625
Растровая система 625
Растяжение 625
Расход 626
Расходимости 266/2, 626
Рацемат 498/1
Рациональных отношений закон 111
Реактор-размножитель 626, 914/1
Реакции связей 626
Реакция излучения 626
Реальный газ 102/2, 205/1, 627
Реверберационная камера 627
Реверберация 33/2, 117/1, 627
—, время 33/2, 627/2
— донная 627/3
— объемная 627/3
— поверхностная 627/3
Реджс полюсов метод 627
— траектории 627/3, 631/2, 678/3
Реджеон 78/2, 628/1, 679/1
Редуцированные фотометрические величины 628
Резерфорд 628
Резерфорда идея 923/1
— ф-ла 629
Резонанс 629
— линейных систем 629/1
— нелинейных систем 629/3
— систем с неск. степенями свободы 630/1
Резонансное поглощение гамма-излучения 630/3
— световое давление 667/1
Резонансные ускорители 631
— ч-цы 631
Резонансы 631
— барионные 631/1
— мезонные 631/2
Резонатор 631
— акустический 631
Рейнольдса число 43/2, 46/2, 138/2, 343/3, 557/3, 631
— — магнитное 365/2, 538/1
Рекомбинация 146/2, 230/1
Рекристаллизация 561/2, 632
Релаксационные колебания 632
Релаксация 80/1, 602/1, 633
— акустическая 433/1, 634/2
— быстрая 633/2
— магнитная 634/1
— медленная 633/2
— напряжений 100/3, 634
Реликтовое излучение 99/1, 316/1, 318/2
Релятивистская инвариантность 13/3, 163/1, 218/2, 510/3, 635
— квантовая механика 635
— механика 635
— скорость 635
Релятивистские эффекты 635
Ренормализационная инвариантность 309/3, 526/3, 635
Ренормировка 526
Рентген 60/3, 636
Рентгеновская камера 636
— микроскопия 636
— спектроскопия 637
— топография 637
— трубка 637
Рентгеновские лучи 644
— спектры 644
— — излучения 638/1
— — поглощения 638/2
Рентгеновский гониометр 636/2, 636
— дифрактометр 639
— микроскоп 639
— структурный анализ 639
— телескоп 642
Рентгеновское излучение 644
Рентгенограмма 645
— абсорбционная 645/2
— дифракционная 645/2
Рентгенография материалов 645
Рентгенолюминесценция 646
Рентген-эквивалент 835
Реология 646
Реомюра шкала 647, 742/2
Реплика 647
Рефлексы 53/3, 172/1, 636/2
Рефрактометрия 647
Рефрактометры 647
Рефракция волн 583
— звука 35/3, 117/2, 647
— молекулярная 648
— света 648
Речь 648
Риги — Ледюка эффект 649
Ридберг 649
Ридберга постоянная 37/3, 41/3, 649
Ричардсона — Дэшмана ф-ла 757/2
Рождение пары 48/2, 108/1, 649
Розерфорда — Броунинга призма 707/1
Ромбическая антенна 649
Росы точка 649
Ротамеры 211/2, 432/2
Ротатор 294/1, 650
Ротационная модель 926/3
Ротационные спектры 90
Ротон 112/1, 250/1, 650
Роуланда окружность 169/3
Роша предел 597/2, 650

Рошона призма 575/1
r-процесс 910/2
Рубин 650
Рубиновый лазер 739/1
Рудермана — Киттеля вз-ствие 809/3
Рупор 650
Рупорная антенна 650
Рычаг 650
Рэлеевское рассеяние 332/1, 623/3, **651**
Рэлея волны 297/1, 552/2, **651**
— закон 494/1, 624/1, **651**
— критерий 615/2, **651**
Рэлея — Джинса закон излучения 544/2, **651**
Рэлея ф-ла 44/3

С

Савар 651
Садовского эффект 579/1, **651**
Самодефокусировка света 461/1, 654/1
Самодиффузия 652
Самоиндукция 219/3, 652
Самоиндуцированная прозрачность 461/2, 652
Самомодуляция 461/1
Самосогласованное поле 263/3, 652
— — , метод *Томаса — Ферми* 652/3
— — , — *Хартри* 653/1
— — , — *Хартри — Фока* 653/1
— — молекулярное 653/2
— — , обобщенный метод 653/1
Самостоятельный разряд 653
Самостягивающийся разряд 653
Самофокусировка света 653
Санти... 654
Сапфир 654
Саха ф-ла 230/1, 346/2, 654, 721/2
Сахариметр 654
Сахариметрия 654
Сверхвысокие частоты 655
Сверхвязкость 364/3
Сверхдальнее распространение звука 117/2
Сверхзвуковая скорость 655
Сверхзвуковое течение 655
Сверхлюминесценция 339/1
Сверхновые звезды 137/3, 197/3, 656, 910/2
Сверхпроводимость 213/1, 332/3, 411/2, 657
Сверхпроводники 659
— 2-го рода 658/1, 660/1
— 1-го рода 658/1, 660/1
Сверхпроводящий магнитометр 660
Сверхрешетки 661
Сверхсильные магнитные поля 661
Сверхтекучесть 663
— ядерного в-ва 927/2
Сверхтонкая структура 664
Свет 664
Светимость 68/3
Световая отдача 665
— экспозиция 861
— энергия 665
— эффективность 665
Световод 89/3, 665
— волоконный 665/1
— линзовый 665/1
Световое давление 665
— поле 667
Световой вектор 667
— год 667
— конус 667
— поток 667
— пробой 668
— пучок 668
Световые величины 668
— единицы 668
— измерения 669
— эталоны 669
Светодальнометр 669
Светодальномерия 669
Светоделитель 494/2
Светодиод 670
Светоизлучающий диод 670
Светопровод 665
Светосила 670
Светофильтр 494/2, 670
Свеча 671
Свистки 106/2, 671
Свистящие атмосферики 620/1, 671
Свободная энергия 112, 671
— энтальпия 116
Свободные колебания 671
Связанное состояние 671
— — в квантовой механике 672/1
— — — классической механике 671/3
Связанные колебания 672
— системы 672
Связи механические 142/2, 159/1, 672
СГС система единиц 7/3, 672
— — — симметричная 110/3, 673/1
Сдвиг 153/1, 673
— абсолютный 673/2
— относительный 673/2
— уровней 673
— чистый 673/2
Сдвига модуль 427/3
Сдвиговые волны 673
Сегнетова соль 673
Сегнетополупроводники 674
Сегнетоэластик 674
Сегнетоэлектрики 674, 811/3
Сегнетоэлектрический гистерезис 128/2
Седиментация 871/1
Сейфертовская галактика 928/2
Секторная скорость 675
Секторное ускорение 675/2
Секунда 675
— атомная 91/3, 675/2
— звездная 675/3
— солнечного времени 91/1
— эфемеридная 91/3, 675/2
Сенармона призма 575/1
Сен-Венана принцип 675
— теория течения 546/1
Сенсибилизированная люминесценция 675
Серое излучение 676/1
— тело 676
Сечение 676
— дифференциальное 676/1
— инклюзивное 676/1
— полное 676/1
Сжатие 625
Сжимаемость 676
Сила 677
— звука 222
— излучения 677
— инерции 677
— света 677
— тока 677
— тяжести 677
Силовая оптика 677
Силовое поле 678
— — нестационарное 678/1
— — однородное 678/1
— — потенциальное 678/1
— — стационарное 678/1
Силовые линии 678
Сильное вз-ствие 678, 896/3
Сильнолегированный полупроводник 680
Сильноточные ускорители 98/3, 680
Симекс 681
Симметрия 681
— глобальная 682/2
— динамическая 683/1
— кристаллов 142/3, 328/2, 683
— молекулы 685
— скрытая 682/3
— «цветовая» 682/1
Синглеты 686
Сингония 58/1, 328/2, 686
Синергетика 293/1, 686
Синтетические кристаллы 686
синус-*Гордона* ур-ние 698/3
Синусов условие 687
Синусоидальные колебания 687
Синхронизация колебаний 630/1, 687
Синхротрон 688, 794/2
Синхротронное излучение 688, 846/1
Синхрофазотрон 688, 793/2
Синхроциклотрон 802
Сирена 688
Сисам 706/3
Система единиц 689
— — когерентная 689/1
— отсчета 689
Системы с распределенными параметрами 689
— — — сосредоточенными параметрами 689
Ситаллы 723/2
Сифон 690
Скалярное поле 690
Скалярный потенциал 580/2
Скамья оптическая 690
Скаттрон 343/1
Скачок конденсации 690
— уплотнения 690, 778
Скважность 218/2
Сквид 154/1, 660/2
Скейлинг 322/1, 397, 690
— *Бьеркена* 397/2, 425/3, 522/2
— динамический 332/2
— *Фейнмана* 397/3, 425/3, 628/3, 679/2
Скин-слой 411/3, 690/2, 846/2
Скин-эффект 16/1, 16/2, 79/2, 690
— аномальный 411/3, 690/3
— нормальный 690/3
— сильный 217/1, 691/1
Склерометр 691
Скорость 691
— звука 691
— света 692
Слабое вз-ствие 196/1, 692, 897/1
Слабосвязанные сверхпроводники 154/1
Слабый ферромагнетизм 359/1
След аэродинамический 696
Сложение сил 696
Слюды 696
S-матрица 398
Смачивание 696
— , гистерезис 696/3
Смачивания угол 318
Смесь состояний 696
Смешанное состояние 398/1, 696, 854
Смещения правило 605/1
Смятие 697
Снелля закон преломления 697
Собственная система отсчета 697
— энергия 697
Собственное время 697
Собственные волны 694
— колебания 671, 697
Совпадений метод 697
— метод измерений 698
Соленоид 698
Соленоидальное поле 580/1, 698
Солидуса кривая 535/1
Солитон 166/3, 698
Солнечный ветер 200/2, 312/3, 370/3, 699
Солнитера процесс 759/2
Сон 699
Сообщающиеся сосуды 699
Соответственные состояния 699
Соответственных состояний закон 700/1
Соответствия принцип 262/1, 700
Сопло 700
Сопротивление акустическое 701
— излучения 701
Сопряженные точки 701
Сорбция 701
Соре эффект 701
Соэ пластинка 202
Составное ядро 58/1, 701, 915/1
Соударения второго рода 780
Сохранения законы 701
— энергии закон 701/3
Спектр 702
Спектральная аппаратура рентгеновская 702
— — — , микроанализаторы 703/2
— плотность 703/2
— световая эффективность 703
— чувствительность 703
Спектральность 13/3
Спектральные линии 39/1, 41/2
— приборы 703
Спектральные призмы 707
— серии 39/2, 41/2, 708
Спектральный анализ 708
— — атомный 708/2
— — молекулярный 709/2
— — рентгеновский 710
Спектрограф 706/2, 710
Спектрометр 705/1, 710
— по времени пролета 710
Спектрометрия 711
Спектрополяриметр 574/3
Спектроскопия 711
— кристаллов 711
Спектрофотометр 705/2, 711
Спектрофотометрия 711
Спектры испускания 39/1, 711
— кристаллов 711
— оптические 712
— поглощения 39/1, 713
Специальная теория относительности 507/3
Спин 48/3, 254/2, 259/3, 376/3, 713, 900/1
Спиновая темп-ра 369/2
Спиновое эхо 713
Спиновые волны 55/1, 714, 738/1
Спинодаль 67/2
Спин-орбитальное вз-ствие 36/3, 41/3, 185/2, 275/3, 714
Спинор 523/1
Спинорное поле 714/3
Спин-решеточное вз-ствие 714, 919/2
Спин-спиновое вз-ствие 919/2
Спин-фононное вз-ствие 714
Спиральная антенна 715
Спиральность 715
Сплавы 715
Сплошной спектр 715
Спонтанное деление ядер 147/2, 716
— излучение 96/1, 716
— нарушение симметрии 61/3, 129/3, 238/3, 268/2, 716
Сравнение с мерой 305/1, 717

Средняя длина свободного пробега 180
Средства измерений 117
Сродство к эл-ну 229/2, 717
Срыва реакция 717
Статика 717
Статистическая механика 718
— оптика 718
— радиофизика 718
— сумма 718
— термодинамика 718
— — неравновесная 718/3
— — равновесная 719/1
— физика 719
Статистический ансамбль 719/3, 722
— вес 57/1, 95/2, 722
— интеграл 722
— оператор 397, 723
Стационарное состояние 723
— — атома 723
Стеклообразное состояние 723
Стелларатор 375/3, 723
Стен 723
Стено закон 723
Степеней свободы число 723
Степени свободы 723
«степень окисления» 67/1
Стерадиан 724
Стереобазис 724
Стереопара 724
Стереоскоп 724
Стереоскопическое изображение 53/1, 724
Стереотруба 724
Стержень 724
Стефана — Больцмана закон излучения 544/1, 724
— — постоянная 725
Стигматическое изображение 725
Стильб 725
Стокс 725
Стокса закон 78/2, 175/1, 725
— правило 725
Столетова кривая 364/1
Столкновения атомные 725
— второго рода 780
Стопа 726
Сторонние силы 865/2
Стоунли волны 552/2
Стоячая волна 223/2, 726
Странность 727
Странные ч-цы 124/1, 727
Страты 49/2, 228/3, 727, 863/3
— бегущие 727/2
Стримерная камера 727
Стримерный лазер 570/1
Стримеры 234/2, 727, 863/2
Стробоскоп 727
Стробоскопические приборы 727
Стробоскопический метод измерений 728
Стробоскопический эффект 216/2, 728
Строительная акустика 728
Строфотрон 343/2
Структурная вязкость 728
Структурные амплитуды 641/3
Структурный фактор 728
Струна 729
Струхаля число 558/1, 729
Струя 729
Ступенчатая ионизация 229/3
Стентона трубка 769/2
— число 558/1, 730
Сублимация 81, 522/1, 730
Субмиллиметровая спектроскопия 730
Субъективные тона 731
Суммовой тон 731
Супергравитация 268/3, 731, 732/2
Суперионные проводники 731
Суперкалибровочные преобразования 239/1
Суперпарамагнетизм 731
Суперпозиции принцип 49/1, 88/1, 163/1, 223/1, 256/2, 391/1, 731
Суперсимметрия 187/1, 239/1, 268/3, 732, 902/1
Сутки 732
Сферическая аберрация 7/1, 732
— волна 733
Сферический маятник 399/2, 733
Сцинтилляторы 733
Сцинтилляционный счетчик 109/1, 150/3, 733
Сцинтилляция 734
Счетчики частиц 734
Сэбин 734

Т

Тамма уровни 553/2
Тангенциальное ускорение 734, 791/2
Тандем 524
Таунсеновский разряд 734, 741/2
Таутомеры 211/1
Твердое тело 734
Твердость 738
— по *Бринеллю* 738/3
— — *Виккерсу* 738/3
— — *Роквеллу* 738/3
Твердотельные лазеры 738
Твердые электролиты 731
Текстура 740
— магнитная 740, 809/1
Текучесть 99/3, 740
Телевизионный микроскоп 741
Телеграфные ур-ния 349/1, 741
Телескоп счетчиков 741
Темный разряд 734/2, 741
Темп-ра 741
— возбуждения 741/3
— ионизационная 741/3
— кинетическая 741/3
— кипения 741
— плавления 98/2, 742
— радиационная 741/3
Температурное излучение 745
Температурные волны 742
— напряжения 742
— шкалы 105/3, 742
Температурный напор 743
Температуропроводность 743
Теневой метод 743
Теней эффект 743
Тензорезистивный эффект 744
Теорема *CPT* 13/3, 479/1, 525/2, 744
Теплера метод 743
«Тепловая смерть» Вселенной 744
Тепловая труба 745
— ф-ция 903
Тепловидение 76/3, 745
Тепловизор 76/3, 745/2
Тепловое излучение 745
— равновесие 601
— расширение 746
Тепловой поток 746
— шум 746
Тепловые нейтроны 175/2, 455/3, 746
— фононы 122/3, 821/3
Теплоемкость 746
— электронная 747/2
Теплообмен 747
Теплоотдача 747
Теплопередача 747
Теплопроводности ур-ние 748
Теплопроводность 748
Теплосодержание 903
Теплота 748
— адсорбции 13/3
— испарения 749
— парообразования 749
— плавления 749
— полиморфного превращения 749
— сгорания 749
— фазового перехода 750
Теплотворная способность 749
Тера... 750
Термализация нейтронов 750
Термическая ионизация 230/2
Термические коэфф. 750
Термоавтоэлектронная эмиссия 11/2, 757/2
Термоанемометр 44/3, 750
Термогальваномагнитные явления 750
Термодинамика 750
— необратимых процессов 752
Термодинамическая система 754
Термодинамические параметры 521
Термодиффузия 175/2, 186/3, 753/3, 754
Термоионная эмиссия 754
Термолюминесценция 754
Термомагнитные материалы 754
Термомагнитный эффект 649
Термометр сопротивления 754
Термометрия 755
Термометры 755
Термомеханический эффект 112/2, 417/2, 664/2, 755
Термопара 755, 756/2
Термостат 756
Термостатика 756
Термострикция 385/3
Термоупругий эффект 80/1
Термоупругость 756
Термоэдс 756
Термоэлектрические явления 757
Термоэлектрический измерительный прибор 757
— термометр 757
Термоэлектронная эмиссия 11/2, 757
Термоэлектронный катод 758
— преобразователь 758
Термоэмиссионный преобразователь 758
Термоядерные реакции 758
— — в земных условиях 759/3
— — во Вселенной 759/1
Термоядерный взрыв 918/1
— реактор 760
— — гибридный 760/2
— — «чистый» 760/2
Термы 760
Тесла 760
Тесламетр 760
Техническая ед. массы 760
— термодинамика 760
Тиндаля конус 760/3
— эффект 494/1, 760
Титанат бария 760
Тихий разряд 760, 863/2
Тлеющий разряд 523/3, 761, 863/3
Тождественности принцип 97/3, 114/3, 474/1, 761
Тождественные ч-цы 260/1, 761
Ток 761
— проводимости 762, 865/1
— смещения 762, 865/1
Токамак 49/2, 375/3, 538/1, 762
Токовые весы 762, 907/1
Томсона эффект 762
Томсоновское рассеяние света 624/1
Тон 762
Тонкая структура 38/1, 41/3, 200/1, 440/3
Тонкой структуры постоянная 763
Тонна 763
Тормозная способность в-ва 763
Тормозное излучение 108/1, 763
Тороидальное поле 161/2
Торр 764
Торричелли ф-ла 764
Торричеллиева пустота 764
Точечная группа 328/2, 683/3, 764
Точность 764
— измерений 764
Траектория 764
Трансляция 764
Трансурановые элементы 606/1
Трансфокатор 765
Трек 765
Трение внешнее 765
— — качения 766/2
— — скольжения 765/3
Трения коэфф. 766
Треска — Сен-Венана условие 547/3
Третье начало термодинамики 766/2, 721/1, 752/2, 767
Трех тел задача 82/1, 767
— уровней система 271/3, 278/1, 339/3
Триболюминесценция 354/2, 767
Трибометрия 767
Трибоэлектрические ряды 768/1
Трибоэлектричество 768
Триглицинсульфат 768
Триплеты 768
Тритон 768
Тройная точка 768
Трубка тока 768
Трубки измерительные 44/3, 50/2, 768
Туннелирование 769
Туннельный эффект 8/2, 11/1, 60/2, 147/2, 194/2, 581/3, 769
Турбулентное течение 119/1, 769
Турбулентность 770
— плазмы 771
Турмалин 771
Тушение люминесценции 771
— — концентрационное 771/3
— — температурное 771/3
Тяготение 772
— , *Ньютона* теория 772/1
— , *Эйнштейна* теория 773/2
Тяжелая масса 136
Тяжелый лептон 442/3, 775

У

Убитрон 343/1
Увеличение оптическое 776
Увлечения эффект 776
— — эл-нов фононами 776/2
— — — фотонами 776/2
Углеродный цикл 776
Угловая скорость 776
Угловое ускорение 777
Угловой момент 437
Угол атаки 777
— диэлектрических потерь 187/2, 777
Удар 777
Ударная адиабата 778/3
— волна 74/3, 139/3, 152/1, 778

Ударная ионизация 229/2
Ударный импульс 217/2, 777/2, 780
Удары второго рода 780
Удельная рефракция 780
— электропроводность 780
Удельное магнитное вращение 70
— сопротивление 780
Удельный вес 780
Удержание «цвета» 221/3, 679/3, 780
Уединенная волна 780, 847/1
Ультразвук 122/2, 198/1, 780
Ультрамикроскоп 782
Ультрарелятивистская ч-ца 635/3
Ультрафиолетовая спектроскопия 782
Ультрафиолетовое излучение 782
Ультрахолодные нейтроны 453/3, 455/3, 783
Умова вектор 783
Универсального слабого вз-ствия теория 694/2
Униполярная индукция 783
Унитарная симметрия 13/2, 124/3, 213/1, 784, 898
Унитарности условие 166/2, 497/3, 784
Унитарный мультиплет 897/3
— предел 784
Унтертон 784
Упаковочный коэфф. 784
Управляемый термоядерный синтез 784
— — — с инерционным удержанием 786/1
— — — — магнитной термоизоляцией 785/2
Упрочнение 547/3, 787
Упругая деформация 153/1
Упругие волны 787
Упругий гистерезис 128/3
Упругое рассеяние 787
Упругопластическая волна 788
Упругости теория 788
Упругость 789
Ур-ние состояния 789
— — калорическое 789/3, 904/2
— — термическое 789/3, 904/2
Урбаха правило 680/2
Уровни энергии 37/3, 790
— — вырожденные 38/1
— — невырожденные 37/3
Усиление оптического излучения 790
— — — когерентно 791/1
— — — некогерентно 791/1
— ультразвука в полупроводниках 18/1
Ускорение 791
— нормальное 791/2
— свободного падения 791
— силы тяжести 677/3, 791
— тангенциальное 791/2
Ускорители 791
— , фокусировка сильная 793/1
— , — слабая 792/3
Усталость материалов 796
Устойчивость движения 796
— равновесия 797
— термодинамическая 797
— упругих систем 797

Ф

Фаз правило 115
Фаза в термодинамике 798
— колебаний 798
Фазированная антенная решетка 28
Фазовая диаграмма 156
— модуляция 429/1, 798
— рельефография 798
— скорость 88/2, 139/1, 799
— траектория 799/2
— устойчивость 10
Фазовое превращение 800
— пр-во 602/1, 799
— — в статистич. физике 349/3, 719/2, 799
— равновесие 800
Фазовый контраст 800
— объем 800
— переход 800
— — второго рода 801/1
— — диэлектрик — металл 50/3, 802
— — первого рода 800/3
— портрет 799/2
— — генератора *Ван-дер-Поля* 583/1
Фазометр 802
Фазон 820/2
Фазотрон 794/3, 802
Фазы рассеяния 802
Факельный разряд 311/3, 802
Фарад 802
Фарадей 802
Фарадея закон 802
— законы 802
— опыт 521/2
— постоянная 802, 871/2
— эффект 376/2, 382/3, 429/3, 802, 847/3
— — обратный 383/2
Фарадметр 187
Фарвитрон 395/3
Фаренгейта шкала 742/2, 803
Федоровские группы симметрии 322/2, 591, 684/3
Фейнмана диаграммы 24/1, 82/2, 265/2, 587/3, 803
Фемто... 803
Ферн призма 707/3
Ферма принцип 113/3, 803
Ферми 804
— поверхность 58/3, 203/2, 804
— уровень 804
— энергия 804, 805/2
Ферми — Бозе симметрия 732
Ферми-газ 97/3, 98/1, 805
— идеальный 805/1
— неидеальный 805/1
Ферми — Дирака распределение 56/3, 203/2, 286/1, 805
— — статистика 260/3, 286/1, 805
Ферми-жидкость 805
Ферми-импульс 804/3
Фермион 260/2, 805
Ферми-скорость 804/1
Ферми-уровень 98/1
Ферми-частица 805
Ферримагнетизм 359/1, 805
Ферримагнетик 805/3, 807
Ферримагнитный резонанс 807
Ферриты 807
— гексагональной структуры 808/1
— , ортоферриты 808/1
— , ферриты-гранаты 808/1
— , ферриты-шпинели 807/3
Ферродинамический измерительный механизм 870/3
Феррозонд 307/3, 808
Ферромагнетизм 808
Ферромагнетик 810
— магнитно-жесткий 810/3
— магнитно-мягкий 810/3
Ферромагнитный резонанс 378/1, 807/2, 810
Феррометр 811
Ферронные состояния 376/2
Ферроэлектрики 811
Фианиты 811
Фигуры травления 246/1
Физика 812
— , осн. нерешенные проблемы 816/2
— прикладная 812/1
— теоретическая 812/1
— экспериментальная 812/1
Физиологическая акустика 817/2
Физическая акустика 14/3
— оптика 489/3
Физический маятник 399/2
Физо опыт 692/1, 817
Фика закон 175/1, 818
Фильтр акустический 818
— масс 395/2
Фильтрация 818.
Фликкер-эффект 818, 819/3
Флуктуации 818, 904/3
— электрические 819
Флуктуационно-диссипативная теорема 819/2, 820
Флуктуон 820
Флуоресценция 820
Флуориметр 820
Флуорометр 820
Флюксметр 69/1, 820
— магнитоэлектрический 820/3
— фотоэлектрический 820/3
Флюорит 821
Фокальная плоскость 821/1
— поверхность 821/1
Фокон 89/3, 821
Фокус 821
Фокусировка звука 821
Фокусное расстояние 497/2, 821
Фокусон 152/3
Фон 821
Фонон 122/1, 122/2, 213/1, 250/1, 295/3, 738/1, 821
Фононное «эхо» 18/2
«Фононной вязкости» механизм 123/1
Фонон-фононное вз-ствие 464/2
Фонтанирования эффект 755
Форманты 198/2, 648/3
Формфактор 623/3, 822
Фосфен 822
Фосфоресценция 822
Фосфороскоп 822
Фот 823
Фотоакустические явления 823
— — фототермоакустические 823/1
— — электрострикционные 823/1
Фотовольтаический эффект 828/2
Фотодиод 823
Фотодиэлектрический эффект 823, 829/3
Фотоионизация 230/1, 831/1
Фотокатод 823
Фотолюминесценция 60/1, 354/2, 824
Фотомагнитоэлектрический эффект 281
Фотометр 824
— интегрирующий 353/3, 824
Фотометрические величины 825
— — редуцированные 825/1
— — энергетические 825/1
Фотометрия 825
— импульсная 825
— пламенная 826
Фотон 826
Фотонное эхо 826
Фотопроводимость 827, 829/3
— дырочная примесная 827/1
— концентрационная 827/1
— собственная 827/1
— электронная примесная 827/1
Фотопьезоэлектрический эффект 827, 828/3
Фоторезистивный эффект 827/1
Фоторезистор 170/1, 823/2, 827
Фоторецепторы 841/2, 843/3
— колбочки 841/2, 843/3
— палочки 841/2
Фоторождение ч-ц 827
Фототермическая ионизация 829/1
Фотоупругость 144/1, 430/1, 827
Фотохромизм 827
Фотохромные материалы 828
Фотоэдс 828
— вентильная 828/3
— светового давления 829/1
Фотоэлектрическая спектроскопия 829
— — лазерная магнитная 829/2
— — — электрическая 829/2
Фотоэлектрические явления 829
Фотоэлектронная спектроскопия 829
— эмиссия 829/3, 830
Фотоэлектронный умножитель 830
Фохта эффект 382/3
Фотоэффект 108/1, 831
— внешний 830
— внутренний 829/3, 831
Фотоядерные реакции 831, 922/1
Франка — Герца опыт 254/1, 831
Франка — Рида источник 165/1
Франца — Келдыша эффект 430/1, 832
Фраунгофера дифракция 170/2, 173/1, 832
Фраунгоферовы линии 832
Френе репер 546/2
Френеля бизеркала 832
— дифракция 170/2, 173/1, 832
— зеркала 832
— линза 832
— ромб 574/2
— ур-ние 325/1, 832
— ф-лы 446/3, 513/1, 833
— эллипсоид 833
Френкеля пара 603/2
— экситон 738/1, 861/2
Фрикционный маятник 833
Фруассара теорема 679/1
Фруда маятник 833
— число 84/3, 557/3, 833
Фуко маятник 834
— метод 692/2, 834
— нож 743/2
— токи 79
Фундаментальная длина 250/3, 267/2, 464/3, 834, 901/3
Функция передачи модуляции 849
— распределения 834
— состояния 835
Фунт 835
Фурье закон 748/1
— спектрометр 835/2
— спектроскопия 704/3, 835
— число 558/1, 835
Фут 835
Фэр 835

Х

Хаббла постоянная 315/3, 836
Хамфри серия 708/1
Ханкеля ф-ция 846/3
Ханле эффект 148/3, 836
Характеристическая ф-ция 836
Характеристические частоты 836

Характеристический спектр 836
Хартри система единиц 187/3, 836
Хартри — Фока метод 653/1
Хелаты 190/3
Хемилюминесцентный анализ 836
Хемилюминесценция 54/2, 199/2, 354/2, 837
Хемосорбция 8/1, 11/3, 12/3, 837
Хиггса поле 238/3, 837
— ч-ца 268/3, 695/3
— эффект 238/3, 717/1
Хим. связь 67/1, 431/1, 837
— термодинамика 837
Хим. лазеры 837
Хим. потенциал 116/1, 838
— сдвиг 919/3
— эквивалент 871/2
Хиральность 839, 902/2
Хладни фигуры 839
Холла датчик 839/3
— постоянная 839/2
— эффект 107/1, 112/2, 839
— — ферромагнитный 839/3
Холодные нейтроны 455/3, 839
Хроматическая аберрация 7/1, 42/3, 202/3, 839
— поляризация 224/1, 840
Хрупкость 840

Ц

Цвет 840
«Цвет» 842, 899/2
«Цветнослепые» 842/2
— дейтеранопы 842/2
— протанопы 842/2
— тританопы 842/3
Цветность 300/2
Цветовая адаптация 842
— координатная система 300/1
— темп-ра 303/1, 843
«Цветовой заряд» 843
— контраст 301/3, 843
— треугольник 300/2
Цветовые измерения 300, 843
— к-ты 300/1
Цемплена теорема 778/3
Цельсия шкала 742/3, 843
Цент 843
Центнер 843
Центр давления 843
— изгиба 843
— инерции 843
— масс 843
— параллельных сил 844
— тяжести 844
— удара 844
Центральная сила 844
Центробежная сила 844
Центробежный момент инерции 844
Центростремительная сила 844
Центростремительное ускорение 844
Центры люминесценции 326/2, 844
— окраски 152/2, 845
— свечения 844
Цикл термодинамический 845
Циклическая частота 849/1
Циклические координаты 845
— ускорители 845
Циклоидальный маятник 399/2, 845
Циклотрон 794/3, 845, 846/3
Циклотронная частота 19/3, 112/3, 184/3, 845
Циклотронное излучение 688/1, 846
Циклотронно-резонансный масс-спектрометр 398/1, 846
Циклотронный резонанс 846
Цилиндрическая волна 846
Цилиндрические магнитные домены 847
Циркулярная поляризация 575/3
Циркуляция скорости 559/2, 848
Цифровой электроизмерительный прибор 848
CPT-теорема 744
C-четность, 195

Ч

Чандрасекаровский предел 50/1, 137/3
«Чарм» 514
Чармоний 404
Час 849
Частная теория относительности 507/3
Частота колебаний 849
Частотная модуляция 428/3
Частотно-контрастная хар-ка 210/3
Частотомер 849
Черенкова — Вавилова излучение 529/3, 850, 870/2
Черенковский счетчик 29/3, 151/1, 851
Черная дыра 13/1, 34/3, 137/3, 198/1, 247/3, 851
— —, горизонт 852/2
— — звездная 852/2
— — первичная 852/3
— —, эргосфера 852/2
Черное излучение 852
Черное тело 852
Четверть длины волны пластинка 574/1, 578/1
Четность 852
— внутренняя 853/2
— комбинирующая 853/2
— уровня 853
Числа заполнения 94/3, 264/3, 853
Чистое состояние 398/1, 853
Чувствительность 854

Ш, Щ

Шарля закон 215/2
«Шарм» 514
Шварцшильда сфера 852/1
«Шепчущей галереи» эффект 619/3
Ширина спектральных линий 42/1, 854
— уровня 854
Шкала измерительного прибора 854
— физической величины 854
Шлирен-метод 743
Шмидта линии 926/1
— число 854
Шнурование тока 136/1, 177/3, 588/2, 855
Шокли уровни 553/2
Шокли — Рамо теорема 72/2
Шотки барьер 855
— эффект 855
— — аномальный 856/1
Штольского эффект 710/1, 856
Шредингера ур-ние 82/1, 83/2, 85/1, 431/2, 523/1, 622/3, 856
— — временное 258/2, 856/3
— — стационарное 257/1, 856/3
Штарка эффект 39/2, 42/1, 82/1, 97/2, 278/1, 857
— — квадратичный 857/1
— — линейный 857/1
Штарковская модуляция 857/3
Штерна — Герлаха опыт 577/1, 857
Шубникова правило 336/1
Шубникова — Де Хааза эффект 107/1, 123/3, 153/2, 411/2, 858
Шум 858
Шумовая темп-ра 858
Шумовое число 858/3
Шумомер 858
Шумопеленгатор 120/2, 859
Щелевая антенна 859

Э

Эвапорография 859
Эйконал 859
Эйлера ур-ния в механике 859
— — — гидродинамике 50/2, 118/1, 336/2, 860/1
— ф-ла 330/2
— число 860
Эйлеровы углы 860
Эйнштейн 860
Эйнштейна закон 60/1, 831/1
— коэфф. 96/1, 206/2, 860
— принцип эквивалентности 773/2
— ур-ния тяготения 774/1
Эйнштейна — Де Хааза эффект 382/1, 860
Эквивалентности принцип 393/1, 773/1, 860
Эквивалентные эл-ны 38/2
Эквипотенциальная поверхность 860
Экзоэлектронная эмиссия 860
Экса... 860
Эксимерные лазеры 860
Экситон 861
— *Ваньє — Мотта* 861/2
— *Френкеля* 738/1, 861/2
Экспозиция 861
Экстенсивные параметры 861
Экстинкции показатель 862
Экстинкция 862
Экстракция 8/1, 701/2
— носителей заряда 862
Электреты 862
—, короноэлектреты 862/2
—, криоэлектреты 862/2
—, магнетоэлектреты 862/2
—, механоэлектреты 862/2
—, радиоэлектреты 862/2
—, термоэлектреты 862/2
—, трибоэлектреты 862/2
—, фотоэлектреты 862/2
—, электроэлектреты 862/2
Электрическая емкость 862
— индукция 862, 865/2
— постоянная 863
— проводимость 893
— прочность 863
Электрические колебания 863
— разряды в газах 863
Электрический заряд 864
— ток 864
— — конвекционный 307, 865/1
— — переменный 525, 865/1
— — постоянный 579, 865/1
— — проводимости 762, 865/1
— — смещения 762, 865/1
Электрическое напряжение 865
— поле 865
— смещение 865
— сопротивление 865
Электроакустика 865
Электроакустические и электромеханические аналогии 866
Электроакустический преобразователь 122/1, 866
Электровакуумные приборы 865
Электровалентная связь 230
Электрогирация 867
Электродвижущая сила 867
Электродинамика 867
— движущихся сред 869
Электродинамический измерительный механизм 870
Электродиффузия 175/2
Электрозвуковые волны 552/3
Электроинерционный опыт 871
Электрокалорический эффект 871
Электрокинетические явления 144/2, 871
Электрокинетический потенциал 871/2
Электрокристаллизация 319/1
Электролиз 871
Электролитическая диссоциация 230/2, 871/3
Электролиты 871
Электролюминесценция 354/2, 871
— инжекционная 871/3
— предпробойная 872/1
Электромагнитная индукция 220/1, 872
Электромагнитное вз-ствие 872, 896/3
— поле 874
Электромагнитные волны 874
— колебания 876
Электромагнитный измерительный механизм 876
Электрон 876
Электронвольт 877
Электронная и ионная оптика 877
— микроскопия 879
— — амплитудная 879/3
— — интерференционная 880/2
— — лоренцовая 880/2
— — страбоскопическая 879/3
— — фазовая 880/1
— оболочка 880
— оптика 880
— плотность 36/3
— проводимость 880
— пушка 880
— теория 881
— эмиссия 881
Электронно-дырочная жидкость 861/3, 881
Электронно-дырочный переход 882
— —, зинеровский пробой 882/3
— —, лавинный пробой 882/3
Электронное облако 31/1
Электронно-ионная эмиссия 883
Электронно-лучевые приборы 883
Электронно-оптический преобразователь 883
Электронные зеркала 883
— линзы 884
— призмы 885
— пучки 886
— —, эмиттанс 886/2
Электронный ветер 886
— захват 51/1, 886
— измерительный прибор 886
— микроскоп 886
— — просвечивающий 886/3
— — — растровый 889/1
— — растровый 887/3
— парамагнитный резонанс 123/3, 144/2, 200/1, 378/1, 737/1, 889
— проектор 891
Электронограф 891
Электронография 891

Электрон-фононное вз-ствие 17/2, 846/2, **892**
Электроны проводимости 409/3, 564/1, **892**
Электрооптика **892**
Электроосмос 871/1
Электропроводность **893**
Электророждение ч-ц **894**
Электрослабое вз-ствие 694/3, **894**
Электростатика **894**
Электростатическая индукция **894**
Электростатический генератор **894**
— измерительный механизм **895**
Электростатическое поле **895**
Электрострикция 123/3, **895**
Электрофорез 871/1
Электрохемилюминесценция **895**
Электрохимический потенциал **895**
— эквивалент 871/2
Элементарная длина **834**
— ячейка 58/1, 328/2, **896**
Элементарные возбуждения **249**
— частицы **896**
Элементарный электрический заряд 195/3, 897/2, **902**
Эллипсометрия **902**
Эллиптическая поляризация 575/3
Эман **902**
Эмиссионная спектроскопия **902**
— электроника **902**
Эмиттер 230/3
Энантиомеры 211/1
Энантиоморфизм 839/1, **902**
Эндотаксия 905/2
Энергетическая освещенность **902**
— светимость 664/3
— сила света **677**
— щель **195**
— экспозиция **902**
Энергетические фотометрические величины **902**
Энергии сохранения закон **902**
Энергия **903**
— ионизации **903**
— покоя 510/3, **903**
— связи **903**, 913/1, 923/3
— хим. связи **903**
Энтальпия 748/3, **903**
Энтропия 95/1, **903**
Эпиграмма 345/2
Эпидиаскоп **905**
Эпипроектор **905**
Эпископ **905**
Эпитаксия 114/3, **905**
— , гетероэпитаксия 905/2
— , гомоэпитаксия 905/2
Эрг **905**
Эргодическая гипотеза 720/1, **905**
Эргодические системы 905/3
Эренфеста теорема 262/3
Эрмитовы операторы 261/3, 489/1
Эрстед **906**
Эстафетное движение ионов **906**
Э С Х А 830/1
Эталоны **906**
— магнитных величин **906**
— электрических величин **907**
Этвеш **907**
Эттингехаузена эффект 750/3, **907**
Эфир **907**
Эффективная константа связи **908**
— масса 250/1, 565/1, 846/3, **907**
Эффективное сечение **676**
Эффективный атомный номер **908**
— заряд 267/1, 269/2, 603/3, **908**
Эффузия **908**
Эхо **908**
Эхолот **908**
Эшелле **909**
Эшелетт 169/3, **909**
Эшель **909**

Ю, Я

Юкавы потенциал **909**
Юнга модуль 427/3
— ур-ние 696/2
Юстировка **909**
Ядерная астрофизика **910**
— материя **910**
— спектроскопия **910**
— физика **910**
— фотографическая эмульсия 125/1, **911**
— электроника **912**
— энергия **913**
Ядерное горючее 913/2
— излучение **913**
— топливо 213/3, **913**
Ядерные модели **914**
— реакции **914**
— силы **916**, 923/2
— фильтры **916**
— цепные реакции **916**
— — —, замедление нейтронов 916/3
— — —, запаздывающие нейтроны 148/1, 917/2
— — —, критическая система 917/1
— — —, размножения нейтронов коэфф. 916/2
Ядерный взрыв **917**
— γ-резонанс **407**
— изомер 210/3
— квадрупольный резонанс **918**
— магнетон 360/3
— магнитный резонанс 144/2, 378/1, **918**
— парамагнетизм 369/2, **920**
— псевдомагнетизм 454/1
— реактор **920**
— — гетерогенный 920/2
— — гомогенный 920/2
— фотоэффект **922**
Ядра галактик 247/3, **922**
Ядро атомное **922**
Яна — Теллера эффект **927**
Янга — Миллса поля 238/3, 268/2, **695/2**, 732/2, **928**
Янский **928**
Янтарь **928**
Яркомер **928**
Яркости коэфф. **928**
Яркостная темп-ра **928**
Яркость **928**