

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Санкт-Петербургский государственный
электротехнический университет “ЛЭТИ”

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Учебно-методическое пособие по дисциплине
“Физика конденсированного состояния”

Санкт-Петербург
СПбГЭТУ “ЛЭТИ”
2016

УДК 535.36.001.2(076.3)

ББК 22.338.4

Ф50

Ф50 Физика конденсированного состояния: Учебно-методическое пособие по дисциплине “Физика конденсированного состояния”. Под ред. А. И. Соколова. Сост.: В. П. Афанасьев, А. М. Василевский, К. Б. Варнашев, В. Н. Гульков, Г. А. Коноплев, Е. В. Орлов, Д. В. Пахнин, А. И. Соколов, Б. Н. Шалаев. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2016. 77 с.

ISBN 978-5-7629-1179-5

Содержит описания лабораторных работ по физике конденсированного состояния. Приведена методика исследования электрических, тепловых и оптических явлений в твердых телах.

Предназначены для бакалавров направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника», а также могут быть полезны инженерно-техническим работникам в этой области знаний.

УДК 535.36.001.2(076.3)

ББК 22.338.4

Рецензенты: лаборатория фотоэлектрических преобразователей
ФТИ им. А. Ф. Иоффе; д-р техн. наук, проф. Г. Б. Семенов (ФГУП «ГОИ
им. С. И. Вавилова»).

Утверждено
учебно-методической комиссией факультета электроники

ISBN 978-5-7629-1179-5

СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2016

ВВЕДЕНИЕ

Физика – наука экспериментальная. В самой полной мере это справедливо в отношении физики конденсированного состояния. Постановка экспериментов, анализ их результатов, определение физических характеристик различных материалов не просто призваны служить иллюстрацией к тому, о чем говорится на лекциях и что написано в учебниках. Работа в лаборатории позволяет увидеть на практике, как проводится физический эксперимент, познакомиться с тем, как устроена и работает соответствующая аппаратура, научиться самостоятельно получать конкретные опытные данные и оценивать степень их достоверности (точности). В этом смысле лаборатория является очень важной частью подготовки современного специалиста в области электроники.

В данной брошюре приведены описания лабораторных работ по физике конденсированного состояния, которые выполняются студентами 3 курса факультета электроники и студентами открытого факультета. Целью этих работ является, в основном, исследование электрических, оптических и тепловых свойств твердых тел. В четырех работах изучаются кинетические явления в металлах и полупроводниках, три работы посвящены исследованию электронных спектров и статистики носителей заряда (ширина запрещенной зоны, положение уровня Ферми и т. п.). Указаниям по выполнению работ предпосланы вводные разделы, цель которых – кратко напомнить физику изучаемых явлений; эти разделы ни в коей мере не заменяют конспект лекций и, тем более, учебник (список подходящих книг можно найти в конце брошюры). Наряду с описанием экспериментальных установок приведены конкретные инструкции по выполнению лабораторных работ и обработке полученных результатов. Завершают разделы, посвященные конкретным лабораторным работам, перечни требований к содержанию отчета и списки контрольных вопросов. Если вы хорошо подготовились к выполнению работы, вы легко ответите на них. Если же ответы вам не очевидны, соответствующий материал надо «пройти» еще раз.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: изучение температурного хода проводимости чистых металлов, сплавов и полупроводников в широком интервале температур.

1.1. Общие сведения

Согласно закону Ома электрический ток I в проводнике прямо пропорционален приложенной разности потенциалов U :

$$I = \frac{U}{R} \quad (1.1)$$

Сопротивление R определяется геометрическими размерами образца и свойствами материала, из которого он изготовлен:

$$R = \frac{\rho L}{S}, \quad (1.2)$$

где L – длина проводника, S – площадь поперечного сечения, а ρ – удельное сопротивление, являющееся фундаментальной характеристикой материала. Величина $\sigma = 1/\rho$ называется удельной электропроводностью или проводимостью.

Из формул (1.1) и (1.2) нетрудно получить закон Ома в дифференциальной форме. Учитывая, что $I = jS$, где j – плотность электрического тока, а $U = EL$, где E – напряженность электрического поля, имеем:

$$j = \sigma E. \quad (1.3)$$

Электрическое сопротивление проводников обусловлено процессами рассеяния электронов проводимости, т. е. конечной величиной средней длины свободного пробега. Наиболее важными механизмами рассеяния носителей заряда являются, как правило, рассеяние на тепловых колебаниях кристаллической решетки (электрон-фононное рассеяние) и столкновения с де-

фектами решетки, в частности, с примесными атомами. В случае металла дефектный вклад в сопротивление не зависит от температуры T , в то время как электрон-фононный сложным образом растет с температурой. Обсуждение температурной зависимости электропроводности удобно проводить, используя для σ формулу Друде-Лоренца:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*}, \quad (1.4)$$

где n – концентрация электронов, e – заряд электрона, m^* – его эффективная масса, τ – время релаксации, т. е. среднее время, в течение которого электрон не испытывает столкновений. Эту формулу можно получить, решая кинетическое уравнение Больцмана, либо из элементарных соображений, взяв за основу закон Ома в дифференциальной форме $j = \sigma E$. Записывая плотность тока в виде $j = ne\bar{v}$, где \bar{v} – дрейфовая скорость, и подставляя для \bar{v} ее среднее значение, полученное из второго закона Ньютона для движущегося в поле E электрона ($m\bar{v}/\tau = eE$), приходим к формуле Друде-Лоренца.

Как известно, в металлах электроны образуют сильно вырожденный ферми-газ. Поэтому те из них, кто участвует в формировании электрического тока, имеют индивидуальные скорости, близкие по модулю к фермиевской: $v_F = \sqrt{2m^*\epsilon_F}$. Соответственно формулу (1.4) можно переписать в виде

$$\sigma = \frac{ne^2\Lambda}{m^* v_F}, \quad (1.5)$$

где Λ – средняя длина свободного пробега электрона. Такая форма записи подчеркивает тот факт, что температурная зависимость σ в случае металла полностью определяется зависимостью $\Lambda(T)$.

Имеется простой закон, согласно которому удельное сопротивление $\rho = 1/\sigma$ реального (с дефектами) металла есть сумма сопротивления идеального металла и остаточного сопротивления, обусловленного дефектами решетки (правило Маттиссена):

$$\rho(T) = \rho_{\text{деф}} + \rho_{\text{ид}}. \quad (1.6)$$

Природа правила Маттиссена проста. Длина свободного пробега Λ и время свободного пробега τ имеют вероятностный смысл: $W = 1/\tau$ есть вероятность рассеяния электрона в единицу времени, а $1/\Lambda$ – вероятность столкновения на единицу пути. Если в металле действуют несколько механизмов рассеяния, то полную вероятность естественно считать суммой вероятностей рассеяния каждого вида:

$$W = \sum_i W_i. \quad (1.7)$$

Если выделить все механизмы рассеяния, присущие идеальному кристаллу, и обозначить соответствующую суммарную вероятность через $W_{\text{ид}}$, то можно получить:

$$W = W_{\text{деф}} + W_{\text{ид}}. \quad (1.8)$$

Выражая дефектную (“остаточную”) вероятность рассеяния $W_{\text{деф}}$ и “идеальную” $W_{\text{ид}}$ через длины свободных пробегов $\Lambda_{\text{деф}}$ и $\Lambda_{\text{ид}}$, имеем

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_{\text{деф}}} + \frac{1}{\Lambda_{\text{ид}}}. \quad (1.9)$$

Так как $\rho \sim 1/\Lambda$, последнее равенство эквивалентно правилу Маттиссена.

Величину остаточного (дефектного) сопротивления $\rho_{\text{деф}}$ находят экстраполяцией $\rho(T)$ к $T = 0$, поскольку ясно, что при понижении температуры вклад $\rho_{\text{деф}}$ сначала становится преобладающим, а потом и единственным. При комнатной же температуре основной вклад в сопротивление достаточно чистого металла дает рассеяние электронов на тепловых колебаниях решетки. В различных температурных интервалах электрон-фононная составляющая ρ зависит от температуры по-разному. При $T > \theta_D$, где θ_D – температура Дебая, $\rho \sim T$, а в низкотемпературной области $T \ll \theta_D$ $\rho \sim T^5$. Различие этих зависимостей обусловлено особенностями статистики тепловых фононов.

Действительно, для средней длины свободного пробега электронов относительно рассеяния на фононах справедлива следующая оценка:

$$\Lambda_{\text{эл-ф}} \sim \left(N \overline{X}^2 \right)^{-1}, \quad (1.10)$$

где N – число атомов в единице объема, а \overline{X} – среднеквадратичное отклонение атома от положения равновесия, вызванное тепловыми колебаниями.

При $T > \theta_D$ к колебаниям решетки применима классическая статистика и, следовательно, $\overline{X}^2 \sim T$. Поскольку $\rho_{\text{эл-ф}} \sim 1 / \Lambda_{\text{эл-ф}}$, удельное сопротивление здесь линейно растет с температурой. При понижении температуры или, более конкретно, при переходе в область $T < \theta_D$ начинает убывать объем импульсного пространства, занятого тепловыми фононами – происходит квантовое «вымораживание» высокочастотных фононов. Общее число тепловых фононов N_{ϕ} при этом быстро падает (при $T \ll \theta_D$ $N_{\phi} \sim T^3$), поэтому акты рассеяния электронов на фононах становятся все более редкими. Более того, они становятся неэффективными, поскольку низкочастотные фононы имеют малые квазимпульсы и столкновения с ними практически не меняют квазимпульс электрона. Соответственно, сопротивление металла при низких температурах очень быстро уменьшается: $\rho_{\text{эл-ф}} \sim T^5$.

Кроме фононного, от температуры зависит также вклад в сопротивление, обусловленный рассеянием электронов на электронах: $\rho_{\text{эл-эл}} \sim T^2$. Однако данный вклад весьма мал по сравнению с электрон-фононным и дефектным. Этот удивительный факт (ведь среднее расстояние между электронами проводимости в металле порядка ангстрема!) является следствием совместного действия принципа Паули и законов сохранения энергии и квазимпульса. В результате подверженными рассеянию оказываются только электроны, находящиеся вблизи поверхности Ферми, причем рассеиваются они лишь в конечные состояния с энергиями $\varepsilon \approx \varepsilon_F$. Эффективная частота столкновений при этом оказывается в $(\varepsilon_F / kT)^2$ раз меньше частоты столкновений в аналогичном классическом газе. Другой важный фактор, подавляющий относительный вклад электрон-электронных столкновений в сопро-

тивление металла – сохранение полного квазимпульса при таких столкновениях (мы не рассматриваем здесь процессов переброса). Это значит, что электрон-электронное рассеяние не приводит к уменьшению суммарного квазимпульса электронного газа и, следовательно, практически не влияет на скорость дрейфа электронов.

Значения θ_D (в кельвинах) для некоторых металлов приведены ниже:

Fe	Ni	Al	Cu	Sn	Pb
420	380	390	320	170	90

Электропроводность полупроводников по своей физической природе отличается от проводимости металлов. Основное различие заключается в том, что при $T = 0$ свободные носители заряда в полупроводнике отсутствуют, а при $T > 0$ их концентрация очень быстро растет с температурой. Кроме того, в полупроводниках газ носителей является двухкомпонентным: перенос заряда осуществляют электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, причем в чистых (собственных) полупроводниках вклады в ток носителей обоих типов сопоставимы по величине. В этом случае концентрации электронов и дырок равны друг другу, а их температурная зависимость имеет вид:

$$n_i = p_i = n_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1.11)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны. В полупроводниках E_g имеет величину порядка 1 эВ. Так в кремнии $E_g = 1.1$ эВ, в германии $E_g = 0.7$ эВ, в арсениде галлия (GaAs) $E_g = 1.4$ эВ (см. также таблицу 3 Приложения).

В легированных (примесных) полупроводниках тепловая генерация носителей происходит за счет активации электронов с донорных уровней в зону проводимости (полупроводник *n*-типа) или путем переброса их из валентной зоны на акцепторные уровни. В последнем случае в валентной зоне появляются дырки, играющие роль основных носителей, а полупроводник называется дырочным или полупроводником *p*-типа. Концентрация основных носителей в легированных полупроводниках также экспоненциально зависит от температуры, но в качестве энергии активации выступает не ширина запре-

щенной зоны, а глубина залегания примесных уровней в этой зоне. В кремнии и германии, легированных элементами III и V групп таблицы Менделеева, глубина залегания (энергия ионизации примесных центров) близка соответственно к 0.05 и 0.01 эВ.

Не только концентрация носителей, но и среднее время их свободного пробега τ зависит в полупроводниках от температуры. Температурная зависимость электрон-фононной составляющей времени релаксации $\tau_{\text{эл-ф}}$ имеет то же происхождение, что и в металлах: с ростом T растет число тепловых фононов, что ведет к уменьшению $\tau_{\text{эл-ф}}$. Дефектная компонента τ формируется рассеянием носителей на заряженных и нейтральных дефектах. В отличие от металлов, $\tau_{\text{деф}}$ здесь также зависит от температуры. Это связано с тем, что в полупроводниках носители подчиняются классической статистике Максвелла-Больцмана и их распределение по одиноческим состояниям (энергиям) меняется с температурой. Поскольку время свободного пробега является усредненной характеристикой, меняется с температурой и $\tau_{\text{деф}}$.

Результирующая температурная зависимость τ , даваемая правилом Маттиссена, оказывается в полупроводниках довольно сложной. Поэтому при анализе экспериментальных данных пользуются простыми аппроксимирующими выражениями, правомерными в определенных температурных интервалах. Эти выражения обычно записываются не для самого времени релаксации, а для подвижности

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (1.12)$$

которая пропорциональна τ . Для кремния, например, при температурах от комнатной до 400 К подвижности электронов и дырок (в $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) даются выражениями

$$\mu_n = 0.13 \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.6}, \quad \mu_p = 0.047 \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.3}. \quad (1.13)$$

Итак, в случае полупроводника температурная зависимость электропроводности определяется двумя факторами – n и τ . Главным из них является первый, поскольку экспонента, как правило, превалирует над степенью. Поэтому в чистых полупроводниках, где энергия активации носителей на один-

два порядка превышает тепловую энергию kT и концентрация очень быстро растет с T , температурный ход σ является практически чисто экспоненциальным. В легированных полупроводниках в области примесной проводимости активационная экспонента является значительно более «медленной», и свой вклад в температурную зависимость проводимости дает $\tau(T)$. Он становится заметным при достаточно высокой степени легирования и проявляется в отклонении зависимости $\sigma(T)$ от экспоненциальной. Это отклонение легко регистрируется, так как функция $\sigma(T)$ становится при этом немонотонной.

1.2. Измерительная установка

Лабораторная работа выполняется на стенде, состоящем из криостата (сосуда Дьюара), коммутирующего устройства и цифрового омметра.

Исследуемые образцы металлов представляют собой плоские спиральные катушки, намотанные из проволоки диаметром 0,03…0,2 мм и имеющие при комнатной температуре сопротивление в пределах 50…180 Ом. Образцы объединены в один блок, стенки которого изготовлены из меди и обладают высокой теплопроводностью. Блок содержит пять образцов, четыре из которых являются исследуемыми (медь, никель, алюминий и константан), а пятый – играет роль датчика температуры.

Образцы полупроводников (Si – кремний, Ge – германий, InSb – антимонид индия) представляют собой полоски длиной L и поперечным сечением S с двумя омическими контактами. Температура образцов измеряется с помощью термопары, подключенной к миллиамперметру.

С помощью переключателя образцы могут поочередно подключаться к цифровому омметру.

В процессе выполнения работы производится измерение сопротивления металлических образцов при комнатной температуре, температуре жидкого азота и в трех-четырех промежуточных точках, указанных преподавателем. Сопротивление полупроводников измеряется при комнатной температуре и в нескольких точках при температуре выше комнатной.

1.3. Задания и указания к их выполнению

Задание 1.1. Измерить температурные зависимости сопротивления металлических образцов.

Включить цифровой омметр и дать ему прогреться в течение 2...3 мин. Проверить установку нуля прибора.

Измерить поочередно сопротивления исследуемых образцов при комнатной температуре. Измерение произвести три раза; полученные средние значения свести в таблицу.

Наполнить сосуд Дьюара жидким азотом до уровня 3...4 см. Блок образцов при этом должен находиться в крайнем нижнем положении, на расстоянии 1...1.5 см от дна криостата.

Поставить переключатель в положение «Си – эт.» и следить по показаниям омметра за скоростью охлаждения блока образцов.

После установки в криостате теплового равновесия произвести трехкратное измерение сопротивлений всех образцов; полученные данные свести в таблицу.

Поворачивая по часовой стрелке рукоятку на штативе, поднять блок образцов на высоту 5...6 см над уровнем жидкого азота.

Поставить переключатель снова в положение «Си – эт.», включить нагреватель и по показаниям омметра следить за скоростью нагревания блока образцов. По достижении сопротивления эталонного образца определенного значения, указанного преподавателем, быстро произвести однократные измерения сопротивления исследуемых образцов.

Аналогичные измерения выполнить еще в 2-х...3-х точках температурной шкалы.

После окончания измерений выключить нагревательный прибор и омметр.

По графику зависимости $R_{\text{эт}}(T)$ определить значения абсолютной температуры, при которых производились однократные измерения сопротивлений исследуемых образцов.

Задание 1.2. Измерить температурные зависимости сопротивления полупроводниковых образцов.

Подключая поочередно образцы полупроводниковых материалов с помощью ступенчатого переключателя, измерить их сопротивления при комнатной температуре. Далее включить нагрев образцов и измерять их сопротивление при температурах, соответствующих установленному режиму, на каждой температурной ступени, указанной преподавателем. Результаты измерений оформить в виде таблицы $R = f(T)$ для каждого образца.

1.4. Обработка результатов измерений

1. Рассчитать удельное сопротивление материалов по формуле $\rho = RS / L$, где R , S и L - сопротивление, площадь поперечного сечения и длина образца соответственно. Вычислить удельную проводимость $\sigma = 1 / \rho$. Полученные результаты занести в таблицу.

2. По полученным данным построить температурную зависимость удельной проводимости исследуемых материалов: $\sigma = f(T)$.

3. Рассчитать собственную концентрацию носителей заряда в Si, Ge и InSb при $T = 300K$ по формуле:

$$n_i = p_i = n_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (1.14)$$

4. Оценить значения собственной проводимости в этих полупроводниках при 300 К.

$$\sigma_i = \mu n_i. \quad (1.15)$$

Значения подвижностей носителей заряда указаны на лабораторном стенде. Сравнивая полученные значения σ_i с экспериментальными, выяснить, какие носители (собственные, примесные или те и другие) определяют проводимость образцов в исследуемом интервале температур.

5. Рассчитать концентрацию неосновных носителей заряда в исследованных полупроводниках в диапазоне температур $T_{\min} \dots T_{\max}$. Для расчета использовать экспериментальные результаты, полученные для n_i , и табличные данные, приведенные на стенде.

1.5. Содержание отчета

Отчет по работе должен содержать:

1. Таблицы измеренных значений сопротивлений исследуемых образцов при $T = 293K$ и $T = 77K$ (в 3-х – 4-х температурных точках, с указанием значений температуры T).

2. Усредненные значения сопротивления R для каждого образца при

двух температурах.

3. Графики зависимостей $R(T)$ для четырех исследованных образцов.
4. Выводы относительно роли различных механизмов рассеяния носителей заряда в формировании сопротивления изучаемых в работе материалов.
5. Результаты исследований полупроводниковых материалов оформить в соответствии с пунктом 1.3.

1.6. Контрольные вопросы

Каковы основные механизмы рассеяния электронов проводимости в твердых телах?

Каким образом зависит средняя длина свободного пробега Λ электрона от температуры?

Каков порядок величины длины свободного пробега электрона в чистом металле при комнатной температуре и при $T = 77K$?

Проявляется ли кинетический размерный эффект в электропроводности исследованных образцов?

Какой из медных образцов - эталонный или исследуемый - изготовлен из более чистого металла?

Каким образом примеси влияют на удельную проводимость полупроводников?

Каким образом влияет на свойства полупроводника ширина запрещенной зоны?

С чем связана сложная температурная зависимость удельной проводимости полупроводников?

2. ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

Цель работы: знакомство с размерным эффектом в электропроводности тонких пленок и с методикой исследования зависимости удельной электропроводности металлических пленок от их толщины.

2.1. Общие сведения

При наличии градиента потенциала в проводящих средах происходит направленный перенос электрического заряда – течет электрический ток. Ки-

нетическая энергия, приобретаемая электронами при действии на них электрического поля, вследствие рассеяния электронов на нерегулярностях кристаллической решетки превращается в джоулево тепло, т. е. перенос электрического заряда в проводнике характеризуется некоторым электрическим сопротивлением. Удельная электропроводность металла определяется формулой Друде-Лоренца

$$\sigma = ne^2 \Lambda / (m^* v_F), \quad (2.1)$$

где n – концентрация электронов проводимости («свободных» электронов), e – заряд электрона, m^* – его эффективная масса, а Λ – средняя длина свободного пробега электронов, обладающих энергией Ферми ε_F , т. е. движущихся с фермиевской скоростью

$$v_F = \sqrt{2\varepsilon_F / m}. \quad (2.2)$$

Для образца с достаточно большими геометрическими размерами длина свободного пробега ограничивается рассеянием свободных электронов на внутренних нерегулярностях кристаллической решетки: тепловых колебаниях (фононах), примесных атомах и других дефектах структуры. В этом случае значение σ определяется только свойствами самого металла и не зависит от геометрии образца, т. е. значение удельной электропроводности является характеристикой материала, а не образца.

По мере сокращения поперечных размеров проводника (тонкие пленки, проволоки малого диаметра), заметную роль начинает играть ограничение длины свободного пробега электронов поверхностями образца, которые действуют как дополнительные рассеивающие центры. Вследствие этого длина свободного пробега электронов, а, следовательно, и удельная электропроводность утрачивают свойства констант данного вещества и становятся зависящими от конкретных геометрических размеров образца – возникает размерный эффект в электропроводности. Впервые на размерный эффект в образцах с малым поперечным сечением указал Дж. Дж. Томсон в 1901 г.

Рассмотрим размерный эффект в пленке, т. е. в образце, ограниченном двумя параллельными плоскостями. В принципе, теория данного явления должна строиться на основе уравнения Больцмана, описывающего кинетику

электронного газа во внешнем электрическом поле при учете рассеяния электронов на границах образца. Однако даже в простейших случаях решение этого уравнения сопряжено с большими трудностями. Поэтому мы ограничимся здесь элементарным физическим анализом размерного эффекта, который позволит нам получить оценочные формулы, справедливые по порядку величины, а затем приведем без вывода результаты последовательной кинетической теории.

Итак, обратимся сначала к случаю толстой пленки, т. е. пленки, толщина h которой много больше средней длины свободного пробега Λ электрона в рассматриваемом металле. Длина волны, отвечающая блоховской волновой функции электрона с энергией $\varepsilon \approx \varepsilon_F$, составляет доли нанометра. Характерные же размеры шероховатостей, всегда имеющихся на поверхности пленки, редко оказываются меньше 10-100 нм. Поэтому рассеяние электрона на границе образца неизбежно сопровождается изменением касательной составляющей его импульса (скорости); такое рассеяние называется диффузным. Диффузное рассеяние порождает дополнительное электросопротивление, которое можно оценить следующим образом. Будем считать, что электроны, рассеивающиеся на границах образца, тормозятся настолько сильно, что вообще не участвуют в переносе заряда. Доля таких электронов, находящихся в пристеночных слоях с толщиной порядка Λ , составляет, очевидно, величину порядка Λ / h . Соответственно, эффективная проводимость материала с учетом размерного эффекта σ_h должна отличаться от объемной на фактор $(1 - \Lambda) / h$:

$$\sigma_h = \sigma \left(\frac{1 - \Lambda}{h} \right). \quad (2.3)$$

Последовательный расчет на основе кинетического уравнения Больцмана в случае толстых пленок дает:

$$\sigma_h = \sigma \left(1 - \frac{3}{8} \frac{\Lambda}{h} \right). \quad (2.4)$$

Как и следовало ожидать, наша грубая оценка вклада поверхностного рассеяния в электросопротивление пленки оказалась завышенной. Реально, конечно, средняя скорость электронов в пристеночных слоях отлична от нуля, и

они участвуют (хотя и в меньшей мере, чем электроны в объеме) в формировании полного тока.

Рассмотрим теперь случай тонких пленок, для которых $h \ll \Lambda$. В этом пределе рассеяние электронов на границах образца доминирует над другими видами рассеяния (электрон-фононным, дефектным), и эффективная длина свободного пробега $\Lambda_{\text{эфф}}$ должна по порядку величины совпадать с толщиной пленки h . Это значит, что средняя длина пробега электрона в пленке уменьшается по сравнению с массивным образцом примерно в Λ/h раз. Во столько же раз должна падать и эффективная электропроводность:

$$\sigma_h \sim \sigma \frac{h}{\Lambda}. \quad (2.5)$$

Реально, однако, ситуация оказывается несколько сложнее. Дело в том, что оценка $\Lambda_{\text{эфф}} \approx h$ справедлива не для всех электронов, а лишь для тех, чьи импульсы почти перпендикулярны поверхности пленки. Но эти электроны практически не дают вклада в ток. Электроны же, движущиеся под углом к нормали и участвующие в формировании тока, имеют длины пробега, существенно превышающие h . В результате средняя эффективная длина свободного пробега электрона в тонкой пленке оказывается заметно большей, чем h , и σ_h вследствие размерного эффекта падает не столь сильно, как предписывает формула (2.5). Решение задачи в рамках уравнения Больцмана подтверждает этот вывод. В пределе $\Lambda \gg h$ оно дает:

$$\sigma_h = \sigma \frac{h}{\Lambda} \frac{3}{4} \ln \frac{\Lambda}{h}. \quad (2.6)$$

Формулы (2.4) и (2.6) справедливы, как указывалось, в асимптотических областях $\Lambda \ll h$ и $\Lambda \gg h$. При промежуточных толщинах $h \sim \Lambda$ простое аналитическое выражение для σ_h получить не удается. Графическая зависимость σ_h от h представлена на рис. 2.1 (кривая 1). Здесь же приведена и ти-

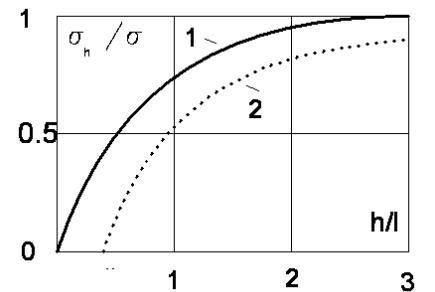


Рис. 2.1. Зависимость $\sigma_h(h)$
1 – теория, 2 – эксперимент

личная зависимость $\sigma_h(h)$, полученная в эксперименте (кривая 2). Значения $\Lambda_{\text{эфф}}$ и σ_h реальных пленок обычно оказываются меньше рассчитанных. Это расхождение обусловлено особенностями структуры реальных пленок (наличием зерен, островков, инородных включений), которые в свою очередь тесно связаны с технологией их изготовления.

Как следует из выражений (2.4), (2.6) и графика на рис. 2.1, заметные изменения эффективной электропроводности наблюдаются при толщине пленки, по порядку величины равной или меньшей длины свободного пробега электронов в массивном образце. Так как для большинства чистых металлов при комнатной температуре $\Lambda = 30 \dots 50$ нм, а обычно используемые проводники имеют поперечные размеры более 1 мкм, то в них размерный эффект не проявляется. В этих случаях можно пользоваться значениями σ , полученными на массивных образцах. В то же время тонкопленочные элементы современных микроэлектронных устройств могут иметь толщины, при которых размерный эффект становится ощутимым.

Аналогичные размерные эффекты имеют место и для других параметров вещества, например, для температурного коэффициента сопротивления, коэффициента теплопроводности, термоЭДС и т. п.

2.2. Постановка и методика проведения работы

В работе изучается размерный эффект электропроводности в тонких пленках золота. Исследуемые пленки 1 (рис. 2.2) получены путем конденсации в вакууме паров золота на полосках 2 из стекла, выполняющих роль подложек. Подключение пленок в схему для измерения электрического сопротивления производится с помощью выводов 3 из медной проволоки, которые подпаяны к относительно толстым контактным площадкам 4, полученным методом вжигания в стекло серебряной пасты. Набор подложек с пленками золота различной толщины монтируется внутри блока из плексигласа. Через коммутатор *SA* (рис. 2.3) исследуемые образцы поочередно подключаются к цифровому омметру.

Для толщин, при которых размерный эффект становится заметным, практически удобные методы прямого измерения толщины металлических пленок, не сопровождающиеся их разрушением, отсутствуют. Поэтому в данной работе толщина пленок определяется косвенно, по зависимости оптической прозрачности пленок τ от их толщины. Эта зависимость была пред-

вариально установлена экспериментально с помощью специальных измерений.

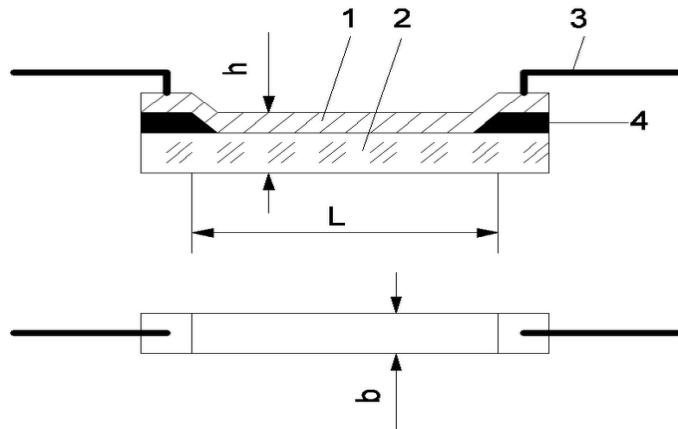


Рис. 2.2. Исследуемые образцы

Коэффициент прозрачности τ пленок определяется с помощью устройства, схематически представленного на Рис. 2.3. Узкий пучок света от лампы накаливания 1, сформированный с помощью системы линз 2, 4 и диафрагмы 3 между ними, фокусируется на поверхности контролируемой пленки 5. Прошедший через пленку поток падает на фотоэлемент 6, который замкнут на микроамперметр μA . Показания микроамперметра I_ϕ линейно зависят от величины падающего на фотоэлемент светового потока, поэтому $\tau = I_\phi / I_{\phi 0}$,

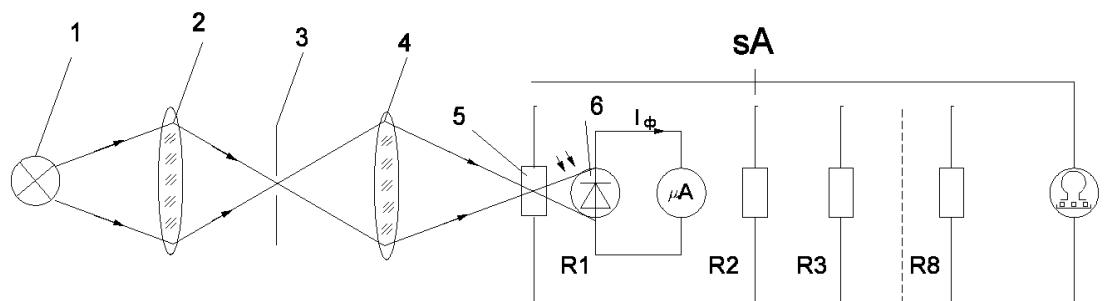


Рис. 2.3 Схема измерительной установки

где $I_{\phi 0}$ – значение фототока, соответствующее оптическому потоку, прошедшему через свободную от металла стеклянную подложку. Определив коэффициенты прозрачности каждой из исследуемых пленок, по графику рис. 2.4 можно определить их толщину.

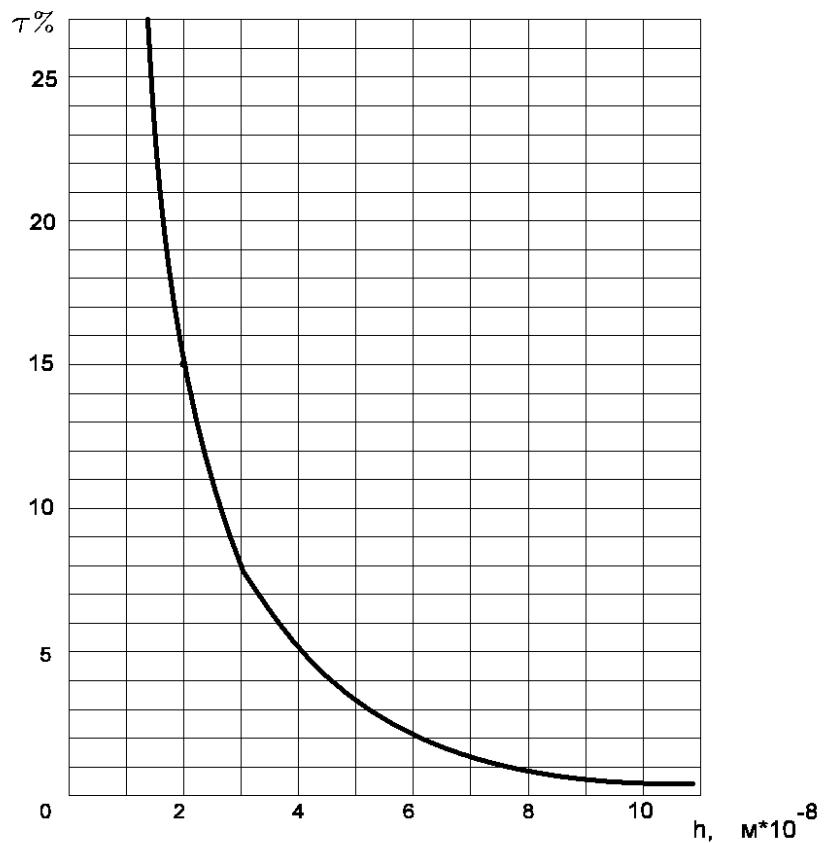


Рис. 2.4. Зависимость коэффициента пропускания света от толщины пленки

Зная электрическое сопротивление R пленки, ее длину L , ширину b и толщину h (рис. 2.2), можно найти удельную электропроводность пленки с помощью соотношения

$$\sigma_h = \frac{L}{Rbh}. \quad (2.7)$$

Ширина пленки совпадает с шириной подложки и для всех образцов равна 4 мм. Длина образцов задается расстоянием между контактными площадками и составляет 30 мм.

При сопоставлении экспериментально полученных данных для σ_h с результатами теоретической оценки длина свободного пробега электронов проводимости в массивном образце рассчитывается с помощью выражения (2.1), в котором энергию Ферми с достаточной степенью точности можно считать не зависящей от температуры и равной

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}, \quad (2.8)$$

где $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка. Концентрация свободных электронов в металле оценивается в предположении, что ими являются все валентные электроны, откуда

$$n = N_A \delta w / \mu, \quad (2.9)$$

где $N_A = 6.02 \cdot 10^{26}$ 1/кмоль – число Авогадро, δ – плотность металла, μ – его атомная масса, а w – валентность.

2.3. Порядок выполнения работы

2.3.1. На основании выражений (2.1), (2.2), (2.8) и (2.9) рассчитать длину свободного пробега электронов проводимости в золоте. Для золота при комнатной температуре $\sigma = 46.0 \cdot 10^6$ 1/Ом·м, $\delta = 19.3 \cdot 10^3$ кг/м³. Атомная масса золота $\mu = 197$ кг/кмоль, Величину w считать равной 1, а эффективную массу электрона m^* взять равной массе электрона в вакууме $9.1 \cdot 10^{-31}$ кг.

2.3.2. Измерить коэффициент прозрачности пленок и по графику рис. 2.4 определить их толщину. Сопоставить найденное значение Λ со значениями h исследуемых пленок.

2.3.3. Измерить электрическое сопротивление образцов и по заданным значениям L , b и h с помощью выражения (2.7) вычислить значения σ_h и отношение σ_h / σ .

2.3.4. Построить график экспериментальной зависимости σ_h / σ от h / Λ . Значения h / Λ откладывать в логарифмическом масштабе, значения σ_h / σ – в линейном.

2.3.5. По формуле (2.6) рассчитать значения σ_h / σ для $h / \Lambda = 0.05, 0.1, 0.2$, по формуле (2.4) – для $h / \Lambda = 3, 5, 10$ и на графике построить теоретическую зависимость σ_h / σ от h / Λ .

2.4. Содержание отчета

Отчет по работе должен содержать:

1. Схему установки для исследования электропроводности пленок.
2. Расчет длины свободного пробега электронов проводимости в массивном образце золота.
3. Таблицу результатов измерений и вычислений и пример расчета σ_h , поясняемый эскизом исследованных образцов.
4. Таблицу с результатами расчета σ_h / σ по формулам (2.4) и (2.6).
5. Графики зависимостей σ_h / σ от h / Λ , построенные на основании экспериментов и теоретических расчетов;
6. Сопоставление и анализ результатов измерений и расчетов.

2.5. Контрольные вопросы

В чем заключается размерный эффект в электропроводности тонких пленок?

Почему удельная электропроводность реальных пленок ниже рассчитанной с учетом размерного эффекта?

В чем состоит выбранная методика определения толщины пленок?

Будет ли проявляться размерный эффект при зеркальном отражении электронов от поверхности образца?

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПО КРАЮ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Цель работы: экспериментальное исследование спектров оптического поглощения полупроводников и диэлектриков; определение положения и формы края собственного поглощения материалов с различной структурой зон; расчет ширины запрещенной зоны.

3.1. Общие сведения

Согласно квантовой механике энергии стационарных состояний электронов в изолированных атомах имеют дискретные значения. Твердое тело представляет собой ансамбль огромного числа атомов, химическая связь между которыми объединяет их в кристаллическую решетку. Если бы атомы не взаимодействовали друг с другом, ансамбль из N атомов имел бы N -кратно вырожденные энергетические уровни. Взаимодействие снимает это вырождение, и дискретные уровни отдельных атомов расщепляются в энергетиче-

ские зоны. Решение уравнения Шредингера в альтернативных предельных случаях – приближении сильной и приближении слабой связи – дает качественно одну и ту же картину электронного энергетического спектра кристалла. В обоих случаях разрешенные и запрещенные зоны чередуются друг с другом, а число одноэлектронных состояний в разрешенных зонах кратно числу атомов, т. е. макроскопически велико. Это позволяет говорить о квазинепрерывном распределении энергетических уровней внутри разрешенных зон.

Наиболее важными в плане определения электронных свойств твердых тел являются последняя заполненная и следующая за ней зоны энергий. Верхняя полностью заполненная при $T = 0$ К энергетическая зона в полупроводниках получила название валентной зоны, а следующую за ней зону называют зоной проводимости. Энергетическая щель между верхом валентной зоны E_V и дном зоны проводимости E_c называется запрещенной зоной.

Ширина запрещенной зоны E_g составляет от нескольких сотых до нескольких электрон-вольт для полупроводников и свыше 6 эВ для диэлектриков. Полупроводники с шириной запрещенной зоны менее 0.3 эВ называют узкозонными, а полупроводники с шириной запрещенной зоны более 3 эВ – широкозонными.

Экспериментально величину E_g определяют путем исследования различных физических эффектов, связанных с переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Если такие переходы являются следствием термической активации, то E_g можно найти по температурной зависимости удельного сопротивления или коэффициента Холла в области собственной проводимости. Если активация происходит в результате поглощения квантов света, то ширину запрещенной зоны находят по краю собственного поглощения. Величину E_g можно оценить также из измерений магнитной восприимчивости, теплопроводности, с помощью опытов по туннелированию при низкой температуре и т. п.

По сравнению с электрофизическими методами определения ширины запрещенной зоны, оптический метод, который реализуется в данной работе, является одним из наиболее точных и универсальных, в особенности для широкозонных полупроводников. Он не требует нанесения на поверхность об-

разца металлических контактов и хорошо работает не только для «чистых» материалов.

Рассмотрим основные процессы, которые имеют место при взаимодействии оптического излучения с полупроводником. При прохождении оптического излучения через полупроводник происходит его ослабление вследствие процессов отражения и поглощения. Пусть на плоскопараллельную пластину полупроводника падает параллельный пучок монохроматического излучения интенсивностью I_λ^0 (рис. 3.1). Спектральный коэффициент пропускания пластины T_λ , который может быть экспериментально измерен с помощью спектрофотометра, представляет собой отношение интенсивности прошедшего через образец излучения I_λ к интенсивности падающего излучения I_λ^0 :

$$T_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_\lambda^0}. \quad (3.1)$$

В соответствии законом Бугера-Ламберта и с учетом отражения от поверхностей образца коэффициент пропускания равен:

$$T_\lambda = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha_\lambda d)}{(1-R^2) \exp(-2\alpha_\lambda d)}. \quad (3.2)$$

Здесь

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (3.2a)$$

– коэффициент френелевского отражения от поверхности кристалла, n – показатель преломления полупроводника, α_λ – коэффициент поглощения, d – толщина образца. В области сильного поглощения многократными отражениями внутри образца можно пренебречь и выражение (3.2) существенно упрощается:

$$T_\lambda = (1-R)^2 \exp(-\alpha_\lambda d), \quad (3.3)$$

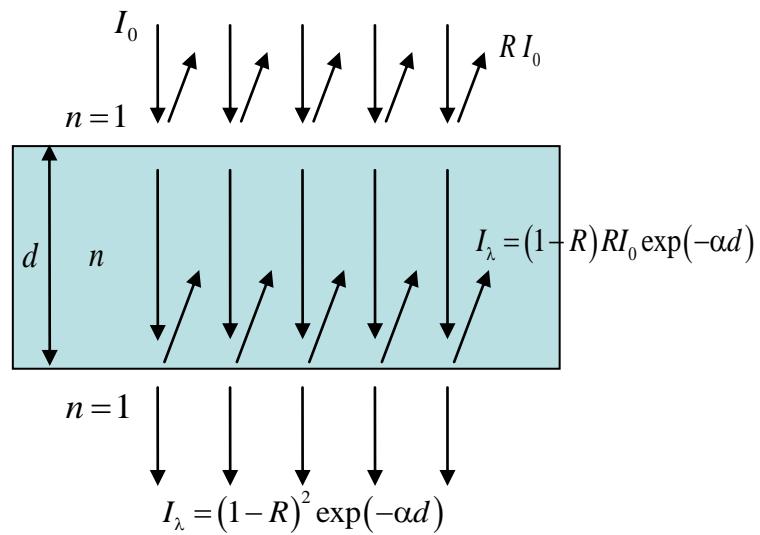


Рис. 3.1. Прохождение излучения через пластину полупроводника

Коэффициент поглощения α_λ является характеристикой поглощающей среды и зависит от длины волны излучения. Зависимость коэффициента поглощения от энергии фотона $\alpha(\hbar\omega)$ или длины волны излучения $\alpha(\lambda)$ называют спектром поглощения. Выражение (3.3) позволяет рассчитать спектр поглощения материала по экспериментально измеренному на спектрофотометре спектру пропускания плоскопараллельного образца $T_\lambda(\lambda)$.

В полупроводниках различают пять основных механизмов оптического поглощения:

- собственное (фундаментальное);
- экситонное;
- поглощение свободными носителями;
- примесное;
- решеточное.

В ультрафиолетовой (УФ), видимой и ближней инфракрасной (ИК) областях спектра доминирующим является собственное (фундаментальное) поглощение, обусловленное переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Экситонное поглощение связано с образованием экситонов – квазичастиц, представляющих собой связанные состояния электронов и дырок; оно наблюдается только в особо чистых полупроводниках при низких температурах. Поглощение свободными носителями, примесное поглощение и решеточное поглощение проявляются в ИК и дальней ИК области.

При взаимодействии электронов полупроводника с электромагнитным излучением должны выполняться два закона: закон сохранения энергии и закон сохранения квазимпульса:

$$E' = E + \hbar\omega, \quad \mathbf{p}' = \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k} \quad ,$$

где E , \mathbf{p} – энергия и квазимпульс электрона до взаимодействия с фотоном, E' , \mathbf{p}' – энергия и квазимпульс после взаимодействия, $\hbar\omega$ – энергия фотона, $\hbar\mathbf{k}$ – импульс фотона. Импульс фотона очень мал по сравнению с квазимпульсом электрона, поэтому им можно пренебречь, так что $\mathbf{p}' = \mathbf{p}$. Последнее соотношение показывает, что при взаимодействии электрона в кристалле с полем излучения возможны только такие переходы, при которых квазимпульс (волновой вектор) электрона сохраняется. Эти переходы принято называть вертикальными или прямыми.

При изучении собственного поглощения полупроводника следует учитывать особенности его зонной структуры. Полупроводники можно разделить на две группы, в которых механизмы межзонных переходов существенно различаются. В прямозонных полупроводниках экстремумы валентной зоны и зоны проводимости расположены в одной и той же точке зоны Бриллюэна, обычно в точке $\mathbf{k} = 0$, что обеспечивает выполнение закона сохранения квазимпульса. К прямозонным полупроводникам относятся такие широко используемые материалы как арсенид галлия, нитрид галлия, антимонид индия и ряд других.

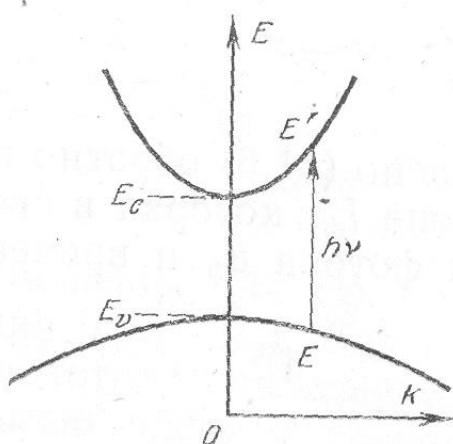


Рис. 3.2, а. Собственное поглощение при прямых межзонных переходах

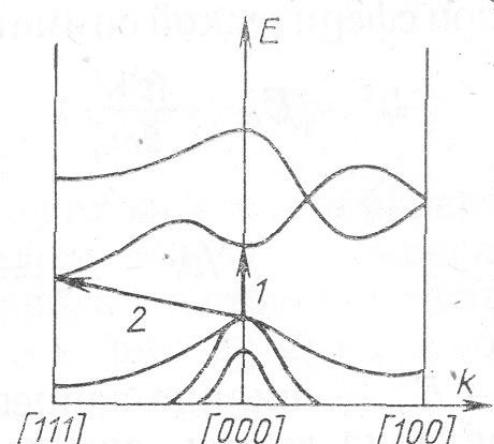


Рис. 3.2, б. Оптические переходы в полупроводнике со сложными энергетическими зонами

Если матричный элемент перехода отличен от нуля в первом порядке теории возмущений, то такой переход называют разрешенным. На рис. 3.2, а показаны прямые разрешенные переходы. Для полупроводников, у которых зона проводимости и валентная зона обладают сферической симметрией, коэффициент собственного поглощения для прямых разрешенных переходов выражается формулой:

$$\begin{aligned}\alpha(\hbar\omega) &= A(\hbar\omega - E_g)^{1/2}, & \hbar\omega &\geq E_g, \\ \alpha(\hbar\omega) &= 0, & \hbar\omega &< E_g.\end{aligned}\quad (3.4)$$

В соответствии с законом сохранения энергии прямые межзонные переходы возможны лишь тогда, когда энергия фотона превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, или для излучения с длиной волны не превышающей некоторого критического значения $\lambda_c = \frac{hc}{E_g}$, называемого краем собственного поглощения.

В непрямозонных полупроводниках, к которым принадлежат кремний и германий, экстремумы валентной зоны и зоны проводимости расположены в разных точках зоны Бриллюэна (рис. 3.2, б). Выполнение закона сохранения квазиимпульса в этом случае обеспечивается за счет участия в процессе третье частицы – фонона. Непрямые переходы могут происходить как с поглощением, так и с испусканием фонона; зависимость коэффициента поглощения от энергии фотона при этом разделяется на две ветви:

$$\begin{aligned}\alpha(\hbar\omega) &= A \left[\frac{(\hbar\omega - E_g + E_p)^2}{\exp(E_p/kT) - 1} + \frac{(\hbar\omega - E_g - E_p)^2}{1 - \exp(-E_p/kT)} \right], & \hbar\omega &> E_g + E_p, \\ \alpha(\hbar\omega) &= A \frac{(\hbar\omega - E_g + E_p)^2}{\exp(E_p/kT) - 1}, & \hbar\omega &\leq E_g - E_p.\end{aligned}\quad (3.5)$$

Соотношения (3.4), (3.5) справедливы в ограниченном диапазоне изменения энергии фотонов, соответствующих переходам с энергетических уров-

ней вблизи потолка валентной зоны на уровнях вблизи дна зоны проводимости, где зависимость $E(k)$ может быть аппроксимирована параболой.

Для определения ширины запрещенной зоны E_g по спектру поглощения для прямых разрешенных переходов необходимо построить график зависимости квадрата коэффициента поглощения α^2 от энергии фотона $\hbar\omega$, выделить на нем линейный участок и экстраполировать его до пересечения с осью абсцисс. Точка пересечения прямой с осью позволяет определить E_g (рис. 3.3, а). В случае непрямых переходов следует построить график $\alpha^{1/2}(\hbar\omega)$, на котором присутствует два линейных участка соответствующих переходам с поглощением и испусканием фотона, и экстраполировать их до пересечения с осью абсцисс. Ширина запрещенной зоны в этом случае определяется по средней точке отрезка ограниченного точками пересечения экстраполирующих прямых с осью абсцисс (рис. 3.3, б).

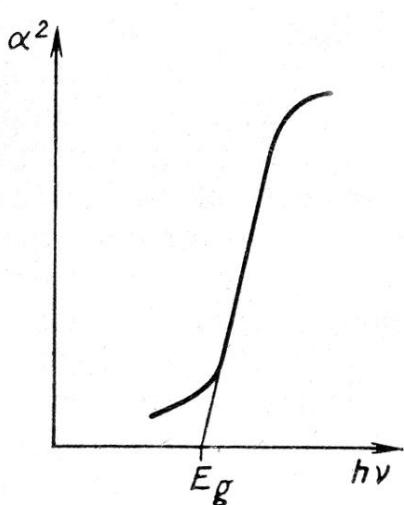


Рис. 3.3, а. Зависимость $\alpha^2(\hbar\omega)$ для прямых разрешенных переходов

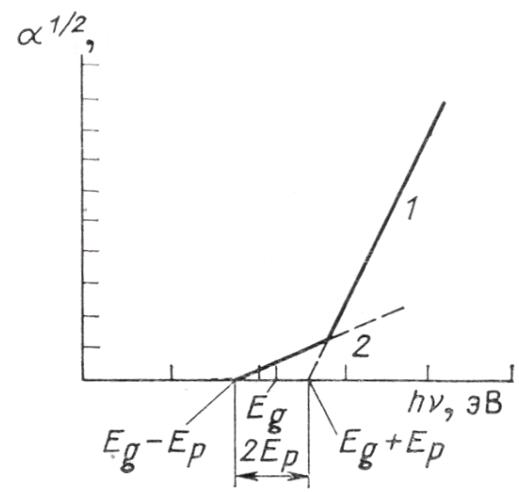


Рис. 3.3, б. Зависимость $\alpha^{1/2}(\hbar\omega)$ для непрямых переходов

3.2. Измерительная установка

Используемый в работе спектрофотометр построен по схеме Роуланда с вогнутой дифракционной решеткой и многоэлементным ПЗС-фотоприемником. Структурная схема прибора (рис. 3.4) включает в себя осветительную систему, полихроматор, приемно-регистрирующее устройство и персональный компьютер.

В состав осветительной системы входят два источника света: дейтериевая лампа ДДС-30 1 и лампа накаливания 2, а также сферическое осветительное зеркало 3, поворотом которого осуществляется выбор источника. Дейтериевая лампа предназначена для работы в УФ-области, лампа накаливания используется для видимой области спектра. Сфокусированный сферическим зеркалом 3 пучок проходит через кювету с исследуемым раствором 4 и направляется на входную щель полихроматора 5. Далее, отразившись от плоского зеркала 6, свет попадает на вогнутую дифракционную решетку 7. Отразившись от решетки, излучение разлагается в спектр, который фокусируется на ПЗС-линейке приемно-регистрирующего устройства 8.

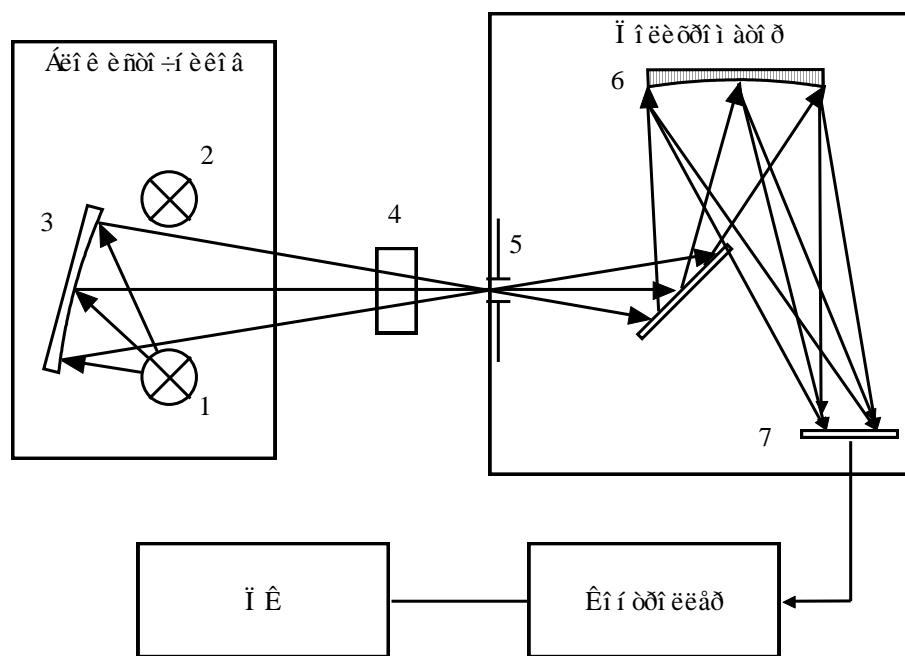


Рис. 3.4. Структурная схема спектроанализатора

Выходной сигнал с ПЗС поступает на контроллер, который усиливает его и преобразует в цифровой код. В контроллере применен 10-разрядный АЦП, погрешность преобразования которого равна $\Delta U_{\text{пр}} = \Delta U_{\text{пит}} / 1024$. Затем сигнал в виде цифрового кода направляется в LPT-порт персонального компьютера, оснащенного специализированным программным обеспечением. Спектр сохраняется в памяти ПК в виде текстового файла, имеющего расширение *.spe, который содержит начальную и конечную длины волн ра-

бочного спектрального интервала, а также 512 дискретных значений коэффициента пропускания, соответствующих каждому из каналов фотоприемника.

Минимальный промежуток времени, который требуется для регистрации одного спектра, составляет 8 мс. В реальных условиях для достижения необходимого уровня сигнала на выходе ПЗС экспозицию (время накопления заряда) увеличивают в 10...20 раз от минимального значения. Также для уменьшения влияния шумов проводится усреднение по нескольким (от 1 до 20) последовательно полученным представлениям спектра. С учетом накопления и усреднения время одного измерения не превышает 2 с.

Таблица 3.1

Технические характеристики спектрофотометра

Рабочий спектральный диапазон		170...620 нм
Спектральное разрешение		~1 нм
Дифракционная решетка		Вогнутая, число штрихов $N_1 = 300$ шт./мм; угол блеска $\alpha = 1.7^\circ$; радиус кривизны $R = 100$ мм; высота штриха $H = 25$ мм
Источник Излучения	УФ-область	Дейтериевая лампа ДДС-30
	Видимая область	Лампа накаливания
Фотоприемник		ПЗС (512 элементов), неохлаждаемый
Время регистрации одного спектра		От 8 мс до 2 с
Внешний интерфейс		LPT
Питание		220 В, 50 Гц

Перед началом записи спектров регистрируются и фиксируются в памяти ПК темновой сигнал ПЗС и сигнал, соответствующий уровню 100%-го пропускания. Темновой сигнал измеряется при закрытой заслонке монохроматора, уровень 100%-го пропускания – при установленном в кюветное отделение прибора эталоне. При этом коэффициент пропускания вычисляется компьютером в соответствии с формулой

$$T_\lambda = \frac{I_\lambda - I_{T\lambda}}{I_\lambda^0 - I_{T\lambda}},$$

где $I_{T\lambda}$ – интенсивность, соответствующая темновому сигналу, I_λ – интенсивность излучения, прошедшего через образец, I_λ^0 – интенсивность излучения, прошедшего через эталон.

Основные технические характеристики прибора, а также данные о дифракционной решетке и фотоприемнике приведены в табл. 1.

3.3. Задания и указания к их выполнению

Задание 3.3.1. Измерить спектр пропускания оптического фильтра.

Включить питание полихроматора и блока источников излучения. Ввести образец из пучка. Установить требуемую чувствительность ПЗС (определяется по уровню 100% сигнала) и накопление. В дальнейшем эти значения не изменять.

Провести калибровку прибора. Закрыть заслонку, зафиксировать уровень темнового сигнала. Открыть заслонку, зафиксировать уровень 100% сигнала. Перейти в режим измерения пропускания.

Ввести в пучок фильтр НС-8. Наблюдать на экране спектр пропускания фильтра и сравнить его с эталонным (см. приложение), сохранить спектр в файл.

ВНИМАНИЕ! Повторное включение блока источников возможно не ранее чем через 5 минут после выключения.

Задание 3.3.2. Измерить спектры пропускания образцов полупроводников.

Повторить калибровку прибора (см. **Задание 3.3.1**). Последовательно устанавливать в пучок исследуемые образцы, наблюдать спектры пропускания, сохранить спектры в файл.

Задание 3.3.3. Рассчитать спектры поглощения исследуемых материалов.

Импортировать спектры в книгу MS Excel. Используя выражение (3.3) рассчитать коэффициент поглощения на каждой длине волны. Данные о показателе преломления и толщине образцов приведены на лабораторном стенде.

Построить графики зависимости $\alpha(\lambda)$ и $\alpha^2(\hbar\omega)$ для всех исследуемых образцов. Для нахождения энергии фотона использовать расчетную формулу $\hbar\omega[\text{эВ}] = \frac{1.24}{\lambda[\text{мкм}]}$.

Выделить на графиках $\alpha^2(\hbar\omega)$ линейные участки и экстраполировать их до пересечения с осью абсцисс. Определить ширину запрещенной зоны в соответствии с описанной методикой.

Примечание. При построении графиков в MS Excel необходимо самостоятельно задать длину волны и энергию фотона для каждого канала, используя данные о границах рабочего спектрального диапазона и числе каналов ПЗС, которые приведены на лабораторном стенде.

3.4. Содержание отчета

В отчете следует представить:

1. Схему измерительной установки.
2. Спектр пропускания оптического фильтра.
3. Спектры пропускания $T_\lambda(\lambda)$ и поглощения $\alpha(\lambda)$ исследуемых образцов.
4. Графики зависимостей $\alpha^2(\hbar\omega)$ и результаты определения ширины запрещенной зоны.

3.5. Контрольные вопросы

Какие существуют экспериментальные методы определения ширины запрещенной зоны?

Как рассчитать зависимость коэффициента поглощения полупроводника от длины волны $\alpha(\lambda)$ по спектру пропускания $T_\lambda(\lambda)$ плоскопараллельного образца?

Каковы особенности собственного поглощения в прямозонных и непрямозонных полупроводниках?

Поясните алгоритм определения ширины запрещенной зоны из зависимости $\alpha(\lambda)$?

Изобразите оптическую схему измерительной установки, объясните назначение ее элементов и особенности используемого спектрофотометра.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АТОМАХ РТУТИ

Цель работы: исследование тонкой структуры спектра излучения паров ртути в оптическом диапазоне и оценка величины константы спин-орбитального взаимодействия в атоме.

4.1. Общие сведения

Из точного решения уравнения Шредингера для атома водорода или водородоподобного атома следует, что состояние электрона в атоме определяется четырьмя квантовыми числами, каждое из которых связано с некоторой сохраняющейся физической величиной:

1. Главное квантовое число n определяет полную энергию:

$$E_n = -\frac{\tilde{m}e^4 Z^2}{2n^2 \hbar^2}, \quad (4.1)$$

где $n = 1, 2 \dots$, $\tilde{m} = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p}$ – приведенная масса, e – заряд электрона, Z – атомный номер элемента (заряд ядра в единицах e), \hbar – постоянная Планка, m_e , m_p – массы электрона и протона.

2. Азимутальное квантовое число l пробегает все целые значения от 0 до $(n - 1)$ и фиксирует квадрат модуля момента импульса электрона:

$$L^2 = \hbar^2 l(l+1).$$

3. Магнитное квантовое число m_l определяет проекцию орбитального момента на выделенное направление (ось квантования):

$$L_z = \hbar m_l, \quad m_l = 0, \pm 1, \dots, \pm l.$$

4. Спиновое квантовое число m_s определяет проекцию собственного момента импульса электрона на выделенное направление

$$S_z = \hbar m_s, \quad m_s = \pm 1/2.$$

В атомной физике используются следующие условные обозначения состояний электрона с различными значениями момента импульса: состояние с $l = 0$ обозначается буквой s , с $l = 1 - p$, затем идут d, f, g, h и т. д. Значение главного квантового числа n указывается перед буквенным значением квантового числа l . Например, состояние с $n = 7, l = 0$ обозначается как $7s$, состояние с $n = 6, l = 1$ – как $6p$.

Заполнение электронами квантовых состояний в атоме происходит в соответствии с принципом Паули. Согласно этому принципу в любой квантовой системе не может быть двух и более электронов, обладающих одинаковыми квантовыми числами (n, l, m, m_s в случае атома), т. е. любое одновременное квантовое состояние может быть либо пустым, либо заполнено одним электроном. В частности, на уровне с номером n в атоме может находиться быть не более $2n^2$ электронов:

n	l	m	m_s	Количество электронов на n -ом уровне
1	0	0	$\pm\frac{1}{2}$	2
2	0	0	$\pm\frac{1}{2}$	$2 + 6 = 2 \cdot 2^2$
	1	$0, \pm 1$	$\pm\frac{1}{2}$	
3	0	0	$\pm\frac{1}{2}$	$2 + 6 + 10 = 2 \cdot 3^2$
	1	$0, \pm 1$	$\pm\frac{1}{2}$	
	2	$0, \pm 1, \pm 2$	$\pm\frac{1}{2}$	

Эту таблицу легко продолжить подобным образом и далее.

Оптические свойства атомов определяются числом его валентных электронов, поэтому спектры атомов с одинаковой валентностью схожи между собой. При переходе валентного электрона с уровня n на уровень k атом испускает ($n > k$) или поглощает ($k > n$) квант света с частотой, определяемой правилом Бора:

$$\omega = \frac{E_n - E_k}{\hbar} \quad (4.2)$$

Можно показать, что внешняя электромагнитная волна индуцирует только такие переходы, при которых квантовое число l изменяется на 1, а спиновое квантовое число остается неизменным:

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta m_s = 0. \quad (4.3)$$

Соотношения (4.3) называются правилами отбора. Их существование связано с тем, что фотон имеет собственный момент импульса, равный \hbar , так что (4.3) есть просто следствие закона сохранения момента импульса.

Рассмотрим спектры испускания и поглощения щелочных металлов (Na, K, Rb, Cs). В принципе, частоты линий испускания можно было бы рассчитать по формулам (2.1), (2.2), (2.3), однако полученные таким способом значения частот сильно отличаются от измеренных в эксперименте. Отличие реальных спектров от предсказываемых формулами (4.1), (4.2), (4.3) обусловлено, в основном, двумя причинами.

Во-первых, валентные электроны движутся не только в электрическом поле атомного ядра, но и в поле, созданном электронами внутренних полностью заполненных оболочек (поле «атомного остатка»). Поле ядра, очевидно, экранируется внутренними электронами, так что эффективное поле, действующие на валентный электрон, уже не является кулоновским, т. е. его по-

тенциал не равен $-\frac{Ze}{r}$. В то же время оно остается центрально-

симметричным: $\phi(\mathbf{r}) = \phi(r)$. Решение уравнения Шредингера для частицы, движущейся в центрально-симметричном (но не кулоновском) поле, показывает, что энергии стационарных состояний электрона зависят не только от n , но и от l : в этом случае снимается специфическое кулоновское вырождение по l .

Во-вторых, в атомах, особенно тяжелых, важную роль играют релятивистские эффекты (эффекты теории относительности), а именно, зависимость массы электрона от его скорости и так называемое спин-орбитальное взаимодействие (СОВ). Поправки к энергии, обусловленные зависимостью массы от скорости, мы изучать не будем, а подробно остановимся на природе СОВ. Его происхождение нетрудно понять, если вспомнить что электрон обладает собственным магнитным моментом – спином:

$$\boldsymbol{\mu}_s = \gamma \mathbf{s},$$

где $\gamma = \frac{e}{m_e c}$ – спиновое гиromагнитное отношение. При орбитальном движе-

нии, т. е. движении с ненулевым орбитальным моментом \mathbf{L} электрон, как и любая другая заряженная частица, создает магнитное поле. Оно, в свою оче-

редь, действует на спин электрона. Такое взаимодействие и называется спин-орбитальным.

Энергию СОВ можно вычислить следующим образом. Перейдем от неподвижной системы отсчета, связанной с ядром, к подвижной системе, связанной с электроном. В этой системе отсчета электрон покоится, а атомное ядро движется вокруг него со скоростью, создавая магнитное поле. Напряженность магнитного поля в точке нахождения электрона легко найти с помощью закона Био-Савара-Лапласа:

$$\mathbf{H} = \frac{Ze}{cr^3} [\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}] = \frac{Ze}{m_e c r^3} \mathbf{L},$$

где $\mathbf{L} = m_e [\mathbf{r} \mathbf{v}]$ – орбитальный момент импульса. Энергия магнитного диполя μ_s в магнитном поле \mathbf{H} равна $W = -\mu_s \mathbf{H}$. Более аккуратное вычисление энергии СОВ показывает, что

$$W_{sl} = -\frac{1}{2} \mu_s \mathbf{H} = -\frac{Ze^2}{2m_e^2 c^2 r^3} \mathbf{L} \mathbf{s}. \quad (4.4)$$

В квантовой механике величины \mathbf{L} и \mathbf{s} заменяются на операторы $\hat{\mathbf{L}}$ и $\hat{\mathbf{s}}$:

$$\hat{W}_{sl} = -\frac{Ze^2}{2m_e^2 c^2 r^3} (\hat{\mathbf{L}} \hat{\mathbf{s}}), \quad (4.5)$$

где $\hat{\mathbf{L}} = [\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{p}}]$, $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \nabla$, $\hat{\mathbf{s}} = \frac{\hbar}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}}$, а векторный оператор $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ выражается через матрицы Паули

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Напомним некоторые свойства операторов $\hat{\mathbf{L}}$ и $\hat{\mathbf{s}}$. Наиболее важными из них являются перестановочные (коммутационные) соотношения:

$$[\hat{L}_x, \hat{L}_y] = i\hbar\hat{L}_z, \quad [\hat{L}_y, \hat{L}_z] = i\hbar\hat{L}_x, \quad [\hat{L}_z, \hat{L}_x] = i\hbar\hat{L}_y.$$

Аналогичные соотношения справедливы для операторов $\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z$, коммутаторы же орбитальных и спиновых операторов равны нулю. Приведенные коммутационные соотношения позволяют установить, в частности, что операторы $\hat{\mathbf{L}}^2, \hat{\mathbf{s}}^2, \hat{L}_z$ и \hat{s}_z имеют дискретные спектры:

$$\begin{aligned} L^2 &= \hbar^2 l(l+1), \quad L_z = m\hbar, \quad l = 0, 1, \dots, \quad |m| \leq l, \\ s^2 &= \hbar^2 s(s+1), \quad s_z = \hbar m_s, \quad s = 1/2, \quad m_s = \pm 1/2. \end{aligned}$$

Вычислим собственные значения оператора СОВ (4.5). С этой целью представим скалярное произведение $\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{s}}$ в виде

$$\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{s}} = \frac{1}{2} \left[(\hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{s}})^2 - \hat{\mathbf{L}}^2 - \hat{\mathbf{s}}^2 \right] = \frac{1}{2} (\hat{\mathbf{J}}^2 - \hat{\mathbf{L}}^2 - \hat{\mathbf{s}}^2),$$

где $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{s}}$ – оператор полного момента импульса. Благодаря тому, что коммутационные отношения для операторов проекций полного момента $\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z$ точно такие же, как для их орбитальных и спиновых аналогов, спектры \hat{J}^2 и \hat{J}_z имеют вид:

$$J^2 = \hbar^2 j(j+1), \quad J_z = \hbar m_j,$$

где j – целое или полуцелое положительное число. Нетрудно сообразить, что квантовые числа j и для m_j полного момента импульса могут принимать лишь следующие значения:

$$j = l + s, l + s - 1, \dots, |l - s|, \quad m_j = m_l + m_s.$$

Наибольшее значение квантового числа j , равное $l+s$, получается при параллельных, а наименьшее – $|l-s|$ – при антипараллельных моментах \mathbf{L} и \mathbf{s} . Следовательно, искомые собственные числа оператора $\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{s}}$ равны

$$\frac{\hbar^2}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]. \quad (4.6)$$

Согласно стационарной теории возмущений изменение энергии электрона, вызванное СОВ, в первом приближении равно среднему значению (4.5), вычисленному на волновых функциях соответствующего невозмущенного состояния:

$$\Delta E = \bar{W}_{Ls} = \int \Psi_{nlmm_s}^* (\mathbf{r}) W_{Ls} \Psi_{nlmm_s} (\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Оператор $\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{s}}$, действуя на функцию Ψ_{nlmm_s} , дает, очевидно, собственные значения (4.6), поэтому усреднению фактически подвергается только фактор r^{-3} . Поскольку характерный масштаб расстояний в атоме равен $a = \frac{\hbar^2}{m_e Ze^2}$, квантовомеханическое среднее от r^{-3} можно записать в виде:

$$\langle r^{-3} \rangle = B \left(\frac{m_e Ze^2}{\hbar^2} \right)^3, \quad (4.7)$$

где B – число, зависящее от n и l . Используя (4.4), (4.6) и (4.7), получаем сдвиг атомных уровней (термов), вызванный СОВ:

$$\Delta E = -B \frac{m_e Z^4 e^8}{4\hbar^4 c^2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]. \quad (4.8)$$

Из (4.8) следует два важных вывода. Во-первых, энергетический уровень с данными квантовыми числами l и s расщепляется на несколько подуровней с различными значениями j , т.е. спектр атома приобретает мультиплет-

ную структуру. Во-вторых, отношение величины спин-орбитального расщепления к боровской энергии электрона $\left(-\frac{m_e Z^2 e^4}{2\hbar^2}\right)$ пропорционально Z^2 , т.е.

величина СОВ становится значительной в тяжелых атомах, что и наблюдается в эксперименте.

До сих пор речь шла об одном электроне, движущемся в поле ядра и “атомного остатка”. Обратимся теперь к изучению спектров атомов с двумя валентными электронами (Hg, Cd, Zn). Чтобы получить величину спин-орбитального расщепления, необходимо, очевидно, найти полный момент импульса системы двух электронов. Прежде, однако, нужно решить вопрос о том, в каком порядке складывать между собой векторы орбитальных и спиновых моментов: складывать ли сначала \mathbf{l}_1 и \mathbf{s}_1 , \mathbf{l}_2 и \mathbf{s}_2 для каждого электрона и уже потом складывать полученные векторы \mathbf{j}_1 и \mathbf{j}_2 или же, наоборот, раньше складывать \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 , \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 , а затем находить сумму векторов $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ и $\mathbf{L} = \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2$. Очевидно, что вопрос о порядке суммирования есть вопрос о том, какая связь прочнее: связь спинов различных электронов между собой и орбитальных моментов между собой или же связь “спин-орбита” для каждого электрона. Ответ на поставленный вопрос может дать только эксперимент, который показывает, что для большинства атомов реализуется связь “спин-спин”, а не “спин-орбита”.

В атоме с двумя валентными электронами квантовое число L , соответствующее суммарному орбитальному моменту обоих электронов, принимает следующие значения: $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$, а суммарное спиновое квантовое число S пробегает всего два значения $S = 0$ и $S = 1$. Сдвиг энергетических уровней в атомах Hg, Cd, Zn можно рассчитать по формуле, аналогичной (2.8),

$$\Delta E = A [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)], \quad (4.9)$$

где $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$. Рассмотрим частные случаи. Пусть $L = 0$. Тогда $J = S$ и $\Delta E = 0$, так что уровень с $L = 0$ не расщепляется, т. е. представляет собой синглет. Точно так же синглетом является уровень с антипараллельными спинами ($S = 0$). Если же спины валентных электронов параллель-

ны, т. е. $S = 1$, то возможные значения J равны $L + 1$, L и $L - 1$. В результате термы с $L \neq 0$ расщепляются на 3 подуровня или, как говорят, образуют триплеты. Итак, уровни атомов ртути, кадмия и цинка либо не расщепляются, либо являются триплетами.

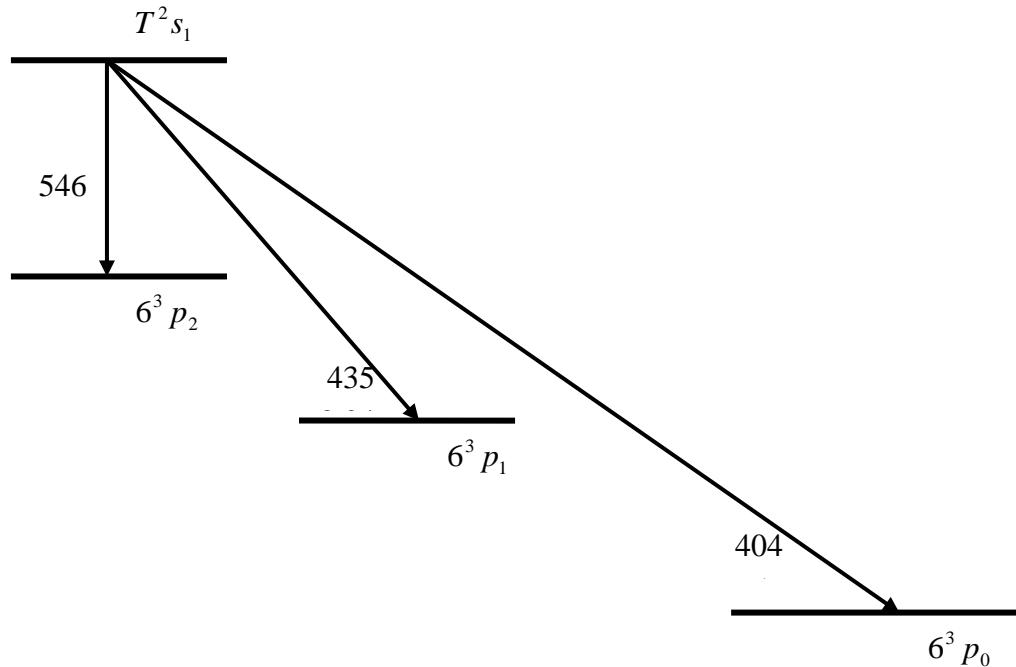


Рис. 4.1. Оптические переходы в атомах ртути. Верхний символ в обозначении термов равен мультиплетности $2S + 1$, нижний – величине J .

В данной лабораторной работе требуется измерить длины волн триплета, соответствующего переходам, изображенным на рис. 4.1, и по полученным данным вычислить с использованием формулы (4.9) величину константы СОВ A .

4.2. Описание экспериментальной установки

В лабораторной работе используется спектрофотометр СФ-26, предназначенный для измерения коэффициента пропускания жидких и твердых веществ в области спектра от 185 до 1100 нм.

Спектрофотометр СФ-26 обеспечивает измерение коэффициента пропускания исследуемого образца

$$T = \frac{I}{I_0} \cdot 100,$$

где I – интенсивность потока излучения, прошедшего через исследуемый образец; I_0 – интенсивность излучения, падающего на исследуемый образец или прошедшего через контрольный образец, коэффициент пропускания которого принимается за единицу.

Измерение проводится по методу электрической компенсации. В монохроматический поток излучения поочередно вводятся контрольный и исследуемый образцы. При введении контрольного образца стрелка измерительного прибора устанавливается на делении “100” регулировкой ширины щели, и значение установившегося при этом светового потока принимают за 100%. При введении в поток излучения исследуемого образца стрелка измерительного прибора отклоняется пропорционально изменению потока; величина коэффициента пропускания отсчитывается по шкале в процентах. Оптическая схема монохроматора – автоколлимационная.

В качестве источников излучения 1 и 1* (см. рис. 4.2) используются лампа накаливания и ртутно-гелиевая лампа типа ДРГС12 с характерными максимумами излучения: в видимом (365, 404.7, 435.8, 546.1, 577, 467.8 нм) и в УФ (253.7, 296.7, 312.6, 334.1, 298.1, 326.1 нм) диапазонах.

Излучение от выбранного источника падает на зеркальный конденсор 2, который направляет его на плоское поворотное зеркало 3 и дает изображение источника излучения в плоскости линзы 4, расположенной вблизи входной щели 5. Прошедшее через входную щель излучение падает на зеркальный объектив 6 и, отразившись параллельным пучком, направляется на призму 7. Пройдя призму под углом, близким к углу наименьшего отклонения и отразившись от ее алюминиевой грани, диспергированный пучок направляется обратно на объектив и фокусируется им на входной щели 8, расположенной над входной щелью. При вращении призмы монохроматическое излучение различных длин волн проходит через выходную щель 8, линзу 9, контрольный или измеряемый образец, линзу 10 и с помощью поворотного зеркала 11 собирается на светочувствительном слое одного из фотоэлементов 12, 13.

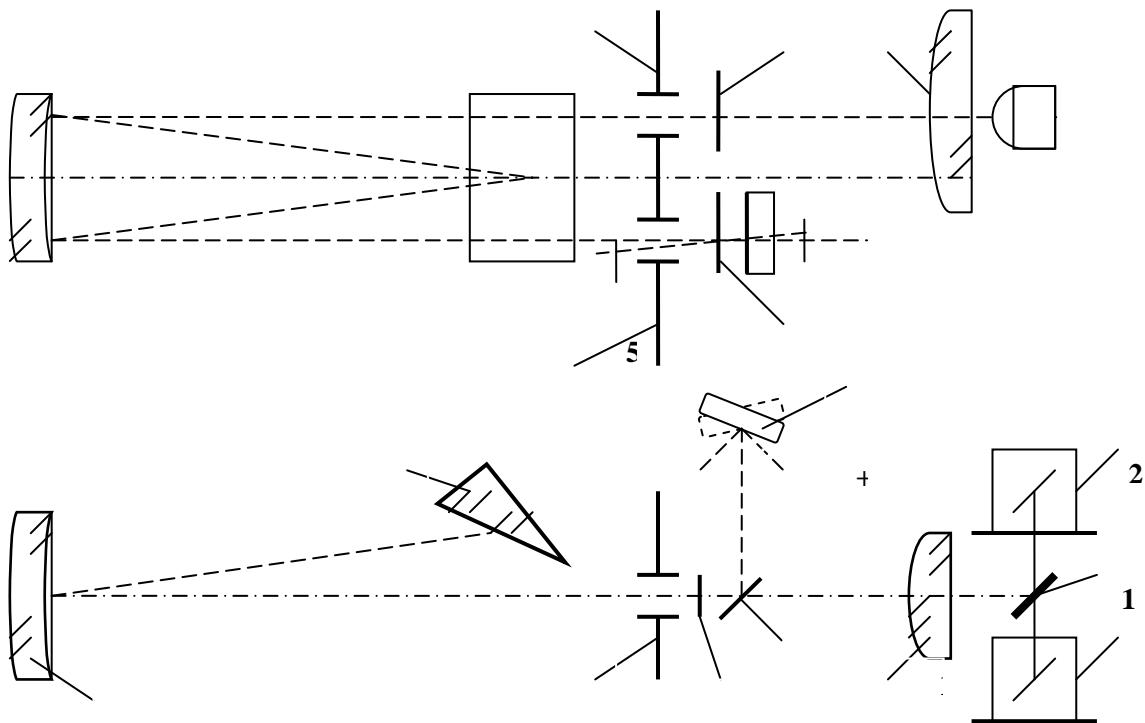


Рис. 4.2. Оптическая схема спектрофотометра СФ-26.

Объектив представляет собой сферическое зеркало с фокусным расстоянием 500 мм. Диспергирующая призма имеет преломляющий угол 30° , основание 30 мм и эффективный диаметр 44 мм. Призма, линзы и защитные пластиинки изготовлены из кварцевого стекла с высоким коэффициентом пропускания в ультрафиолетовой области спектра.

Для обеспечения работы СФ-26 в широком диапазоне частот используются два фотоэлемента и два источника излучения. Сурьмяно-цезиевый фотоэлемент получают конденсацией паров сурьмы на поверхности стекла, при этом образуется металлический слой толщиной около 150 мкм. При последующем прогреве сурьмы в парах цезия образуется соединение, обладающее полупроводниковыми свойствами. На поверхности этого слоя абсорбируются атомы цезия, снижающие работу выхода электрона. Для увеличения чувствительности готовая поверхность фотоактивного слоя подвергается воздействию малых количеств кислорода или паров серы – производится сенсибилизация фотоэлемента, т. е. повышение его чувствительности. В результате получается фотоэлемент с высокой чувствительностью в видимой и УФ областях спектра. Падение чувствительности в далекой УФ области объясняется снижением прозрачности баллона с ростом частоты излучения.

В настоящее время для расширения диапазона чувствительности в стеклянный баллон помещают окна из кварцевого стекла, что позволяет применять обсуждаемые фотоэлементы для измерений в области спектра от 186 до 650 нм с интегральной чувствительностью 100...200 мА/лк. Характерной особенностью этих приборов является стабильность их чувствительности при повышении температуры до 50°С.

Второй – кислородно-цезиевый – фотоэлемент изготавливают нанесением серебряной подкладки на стеклянные стенки баллона, после чего серебряные слои подвергаются окислению на глубину порядка 100...200 молекулярных слоев. Окисленный слой восстанавливается в парах цезия. При этом на шероховатой поверхности катода абсорбируются атомы цезия в количестве, отвечающем примерноmonoслою. Таким образом, кислородно-цезиевый фотоэлемент состоит из металлической подкладки (серебро), полупроводникового промежуточного слоя и monoатомной пленки цезия. В отличие от сурьмяно-цезиевого фотоэлемента он обладает высокой чувствительностью в длинноволновой части спектра; в диапазоне 600...1100 нм его интегральная чувствительность составляет 1...20 мА/лк. Следует отметить, что фотоэлемент может «утомляться», т. е. уменьшать силу тока при освещении. Этот эффект особенно заметен при облучении УФ и фиолетовым светом, где имеется ряд максимумов, и не наблюдается при облучении красным и ИК светом. Температурная стабильность кислородно-цезиевых фотоэлементов ниже, чем у сурьмяно-цезиевых.

По указанным причинам для расширения оптического диапазона установки применены оба эти фотоэлемента. Следует отметить, что в рабочем диапазоне спектрофотометра есть две характерные точки: точка смены источника излучения – при спаде интенсивности одного до значения интенсивности другого, и точка смены фотоприемников – при спаде чувствительности одного до величины чувствительности другого.

4.3. Порядок выполнения работы

4.3.1. Ознакомиться с устройством спектрофотометра СФ-26. В данной работе используется ртутно-гелиевая лампа ДРГС-12. измерение производятся визуальным и фотометрическим методами.

4.3.2. Визуальные измерения производить следующим образом:

- установить ширину щели 0.02-0.03 мм;

- снять камеру с фотоэлементами, предварительно отпустив винт 1; вращая шкалу длин волн, привести на входную щель линии спектра s (наблюдение вести через окно кюветной камеры). В момент заполнения щели линией снять отсчет по шкале длин волн.

4.3.3. Измерение фотоэлектрическим методом производить в следующем порядке:

- установить рукоятку 2 в положение “ЗАКР.”;
- установить фотоэлемент, соответствующий исследуемой области спектра, в рабочее положение рукояткой 3 и провести установку нуля рукояткой 4;
- установить рукоятку 5 в положение “ $\times 1$ ”;
- установить рукоятку 2 шторки в положение “ОТКР.”;
- привести на входную щель линию спектра, медленно поворачивая призму с помощью рукоятки 6; при этом стрелка измерительного прибора отклонится вправо; уменьшая ширину щели, удерживать стрелку в пределах шкалы; в момент максимального отклонения стрелки прекратить вращение рукоятки 6 и снять отсчет по шкале длин волн. Максимальное отклонение стрелки, соответствующее моменту прохождения линии через щель, определить по началу движения стрелки измерительного прибора влево. Вращение рукоятки привода механизма сканирования производить в сторону увеличения длин волн.

Отсчет произвести 3 раза.

4.3.4. по найденным длинам волн триплета вычислить постоянную СОВ, используя формулу (4.9).

4.4. Содержание отчета

Отчет по работе должен содержать:

1. Оптическую схему спектрофотометра СФ-26.
2. Краткие теоретические сведения.
3. Таблицы результатов измерений.
4. Расчет константы спин-орбитального взаимодействия.

4.5. Контрольные вопросы

С какими физическими величинами связаны квантовые числа n, l, m, m_s ?

Что такое вырождение энергетического спектра?

Чем определяется суммарный момент импульса атома? Как складываются моменты импульса в квантовой механике?

В чем заключается природа спин-орбитального взаимодействия?

Как расщепляются за счет СОВ спектральные линии атомов Hg, Cd, Zn и атомов щелочных металлов?

В чем заключается принцип работы (схема ЗЭД) фотоэлектрических приемников?

Зачем в работе используются два фотоприемника? Когда производится переход с одного на другой?

Какой минимальный размер возможен для выбора оптического пучка? Почему?

Какие источники оптического излучения используются в работе и где (по длине волны) происходит их смена?

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ

Целью работы является изучение фотоэлектрических параметров полупроводниковых материалов на примере исследования и определения основных характеристик двух типов приемников оптического излучения – полупроводниковых фоторезисторов и фотодиодов.

5.1. Основные сведения о фоторезисторах и фотодиодах

Фотоэлектрические свойства полупроводника описывают изменение электрических характеристик материала при воздействии на него оптического излучения. Возникающие при этом явления называют фотоэлектрическими эффектами. В однородных полупроводниках наибольший интерес вызывает фоторезистивный эффект, который состоит в уменьшении сопротивления полупроводника под воздействием света. Для возникновения такого эффекта полупроводник необходимо облучать потоком фотонов с энергиями, достаточными для переброса электронов через запрещенную зону или для ионизации примесных атомов. При этом происходит увеличение концентрации носителей заряда и возрастает удельная проводимость полупроводника.

Фоторезистором называется приемник излучения, принцип действия которого основан на фоторезисторном эффекте. Под действием излучения вследствие внутреннего фотоэффекта у фоторезистора меняется сопротивление. Различают собственную и примесную фотопроводимость. Собственная фотопроводимость обусловлена оптическими переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Примесная фотопроводимость связана с оптическими переходами электронов с примесных уровней в зону проводимости или же с захватом электронов валентной зоны на примесные состояния (освобождением дырок в валентную зону).

Важнейшим свойством фоторезисторного эффекта является зависимость фотопроводимости от энергии (длины волны) падающего фотона, описываемой спектральной характеристикой. Для возбуждения собственной фотопроводимости энергия фотонов должна превышать пороговое значение, определяемое шириной запрещенной зоны полупроводника:

$$h\nu_{\text{пор}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{пор}}} = E_g,$$

где $h = 4.14 \cdot 10^{-15}$ эВ·с – постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света, E_g – ширина запрещенной зоны.

Пороговое значение длины волны $\lambda_{\text{пор}}$, соответствующее E_g , называют красной границей (внутреннего) фотоэффекта или краем фундаментального поглощения. При уменьшении длины волны излучения от $\lambda_{\text{пор}}$ интенсивность оптических переходов возрастает, что приводит к увеличению концентрации неравновесных носителей заряда и соответственно к росту фотопроводимости. С другой стороны, при больших энергиях фотонов (малых λ) существенно возрастает показатель оптического поглощения, что сопровождается уменьшением глубины проникновения света в полупроводник. При этом неравновесные носители заряда, возбуждаемые в тонком поверхностном слое, быстро рекомбинируют через уровни поверхностных ловушек и дефектов. Это приводит к спаду фотопроводимости после некоторого максимума на спектральной характеристике фоторезистора.

Основной частью конструкции является полупроводниковый фоточувствительный слой, который может быть выполнен в виде монокристаллической или поликристаллической пленки полупроводника, нанесенной на ди-

электрическую подложку. На поверхность фоточувствительного слоя наносят металлические электроды. Поверхность полупроводникового фоточувствительного слоя, расположенную между электродами, называют рабочей площадкой.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) фоторезистора представляют собой зависимости темнового тока I_T , а также тока $I_{\text{осв}}$ освещенного фоторезистора от приложенного к фоторезистору напряжения при неизменном световом потоке. При омическом характере темнового сопротивления ВАХ линейна практически при любом соотношении между темновым током I_T и фототоком, который определяется как $I_\Phi = I_{\text{осв}} - I_T$. Нелинейность ВАХ может проявляться при очень малых напряжениях у фоторезисторов с фоточувствительным слоем из поликристаллического полупроводникового материала, а также при слишком больших напряжениях, когда мощность, выделяемая на фоторезисторе, превышает некоторое допустимое значение.

Световая (люкс-амперная) характеристика фоторезистора представляет собой зависимость фототока I_Φ от освещенности или от падающего на фоторезистор светового потока. В узком диапазоне изменения светового потока Φ для аппроксимации световой характеристики часто используют зависимость

$$I_\Phi = A\Phi^x, \quad (5.1)$$

где A и x – параметры, являющиеся постоянными для данного фоторезистора в выбранном диапазоне изменения светового потока. Фоторезисторы обычно имеют световую характеристику с $x < 1$. Инерционность фоторезистора характеризуется постоянными времени нарастания τ_H и спада $\tau_{\text{сп}}$ фотопотока (фотоотклика) при импульсной засветке. Ими определяются предельные рабочие частоты модуляции света, при которых еще не происходит заметного уменьшения фотоответа. Как правило, $\tau_H < \tau_{\text{сп}}$. Постоянная времени $\tau_{\text{сп}}$ определяется как интервал времени, в течение которого фототок фоторезистора уменьшается в e раз по отношению к установившемуся значению. Если используется синусоидальная модуляция светового потока, то быстродействие фотоприемника характеризуется граничной частотой $f_{\text{гр}}$, на которой

амплитуда фотоотклика уменьшается в $\sqrt{2}$ раз относительно стационарного значения.

При практическом использовании фоторезисторов важное значение имеет кратность изменения сопротивления

$$N = R_{\text{T}}/R_{\text{ОСВ}} = I_{\text{ОСВ}}/I_{\text{T}}, \quad (5.2)$$

которая является мерой чувствительности резистора.

Другим исключительно важным параметром фоторезистора является коэффициент усиления

$$K = \tau/\tau_{\text{пр}} = \frac{\tau\mu U}{l^2}, \quad (5.3)$$

где τ – время жизни носителей заряда, $\tau_{\text{пр}}$ – время пролета носителей между электродами, μ – подвижность носителей заряда, l – расстояние между электродами резистора, U – значение приложенного напряжения. Для образцов с большим временем жизни неравновесных носителей и малым расстоянием между электродами фоторезистора коэффициент усиления может быть существенно больше единицы.

Наиболее распространенными полупроводниковыми приемниками излучения в настоящее время являются фотодиоды. Основным элементом фотодиода является *p-n*-переход, при освещении которого происходит генерация электронно-дырочных пар. Электрическое поле перехода разделяет неравновесные носители заряда. Ток, обусловленный этими носителями, совпадает по направлению с обратным током *p-n*-перехода. Поэтому ВАХ фотодиода при освещении, представленная на рис. 5.1, а, может быть записана в виде:

$$I = I_{\text{нас}} \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] - I_{\text{тм}}, \quad (5.4)$$

где $I_{\text{нас}}$ – ток насыщения, а $I_{\text{тм}}$ – фототок.

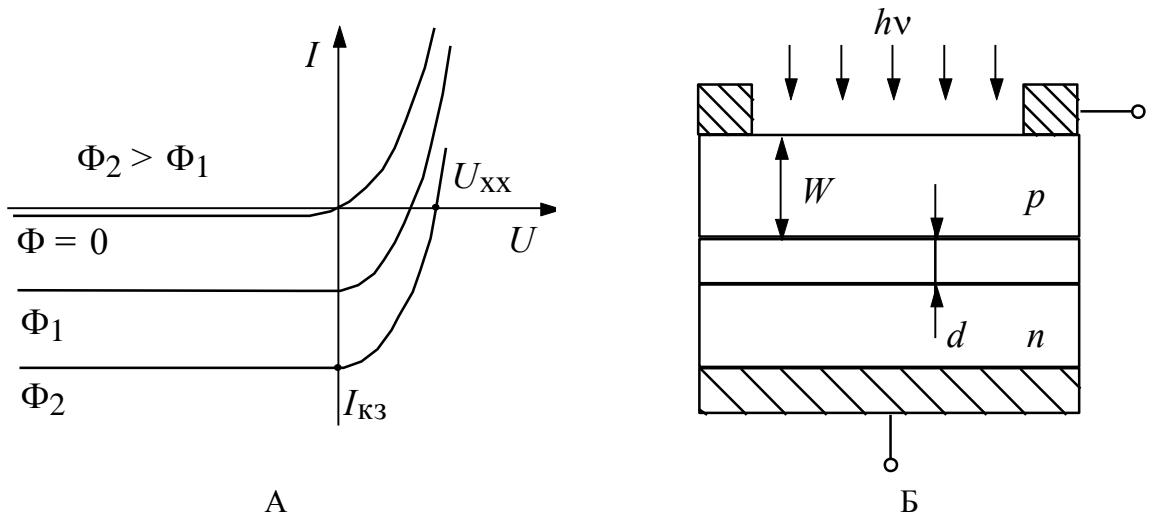


Рис. 5.1. Вольт-амперные характеристики (а) и схематическое изображение структуры (б) фотодиода

Типичная структура фотодиода показана на рис. 5.1, б. Фотодиод может использоваться в двух режимах работы: фотодиодном, когда p - n -переходмещен в обратном направлении под действием внешнего источника напряжения, и фотогальваническом, когда диод не имеет внешнего источника питания и работает как преобразователь энергии, характеризующийся либо напряжением холостого хода U_{xx} , либо током короткого замыкания I_{K3} . В первом случае ток через структуру является функцией интенсивности светового потока, во втором функцией потока являются значения U_{xx} или I_{K3} , так как сам фотодиод используется в качестве источника напряжения или тока.

Зависимость фототока от потока Φ для фотодиодного режима работы фотодиода является линейной. Сравнительным критерием качества фотодиодов является чувствительность, которая определяется как отношение фототока к световому потоку:

$$S_I = I_\Phi / \Phi. \quad (5.5)$$

Зависимость напряжения холостого хода U_{xx} от светового потока легко получить из выражения (5.4), положив значение полного тока I равным нулю. Тогда

$$U_{xx} = \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{I_{K3}}{I_{\text{нас}}} + 1 \right). \quad (5.6)$$

При этом необходимо учитывать, что $I_{\text{кз}}$ линейно зависит от Φ .

Фотодиоды являются более быстродействующими фотоприемниками, чем фоторезисторы. Инерционность фотодиодов определяется, в основном, тремя физическими факторами: временем диффузии или дрейфа неравновесных носителей заряда через базу τ_i , временем их пролета через p - n -переход τ_D и временем перезарядки барьерной емкости p - n -перехода, которое характеризуется постоянной времени τ_{RC} , равной RC .

Для фотодиодов с однородно легированной базой время пролета неосновных носителей через базу определяется временем диффузии $\tau_D = W^2 / 2D_n$, где W – толщина базы (рис. 5.1, б) и D_n – коэффициент диффузии электронов. Наличие градиента концентрации примесей создает тянувшее электрическое поле в базе, которое в 2...5 раз уменьшает значение τ_D . При этом неосновные носители движутся в базе фотодиода за счет дрейфа.

Время $\tau_i = d / v_{\text{др}}$, где $v_{\text{др}}$ – скорость дрейфа носителей заряда и d – ширина области объемного заряда. При больших полях $v_{\text{др}}$ не зависит от напряженности электрического поля. В Ge и Si $v_{\text{др}} = 5 \cdot 10^4$ м/с, а значение d зависит от обратного напряжения и концентрации примесей в базе и обычно меньше 5 мкм. Следовательно, для обычных фотодиодов τ_i не превышает 10^{-10} с.

Для p - i - n -фотодиодов τ_i определяет инерционность этих приборов. Постоянная времени фотодиода τ_{RC} зависит от барьерной емкости p - n -перехода $C_{\text{бар}}$ и сопротивления R , которое является суммой сопротивлений базы фотодиода и нагрузки. Минимальное время $RC_{\text{бар}}$ наблюдается, когда сопротивление нагрузки мало по сравнению с сопротивлением базы, которое у фотодиодов значительно больше, чем у других диодов, так как невыпрямляющие контакты расположены по ее краям, а не по всей поверхности базы. Одним из путей уменьшения постоянной времени $\tau_{RC} = RC_{\text{бар}}$ является уменьшение площади фотодиода.

5.2. Описание установки

Вольт-амперные и световые характеристики исследуют с помощью схемы, приведенной на рис. 5.2, где $G2$ – регулируемый источник постоянного

напряжения, PV – вольтметр для измерения напряжения на фоторезисторе; $PA2$ – микроамперметр для измерения фототока. Световой поток, падающий на фоторезистор, определяется током, протекающим через светодиод и измеряемым миллиамперметром $PA1$. Регулировка тока через светодиод осуществляется с помощью потенциометра источника тока $G1$. Зависимость светового потока, падающего на фоторезистор, от тока светодиода приведена на рис. 5.3.

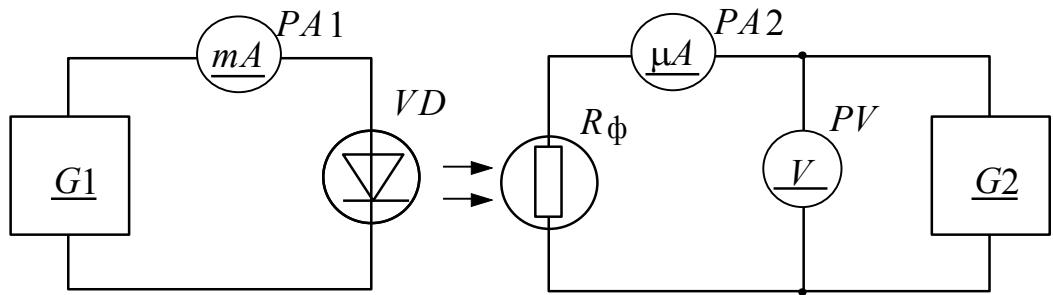


Рис. 5.2. Схема для исследования вольт-амперных и световых
Характеристик фоторезистора

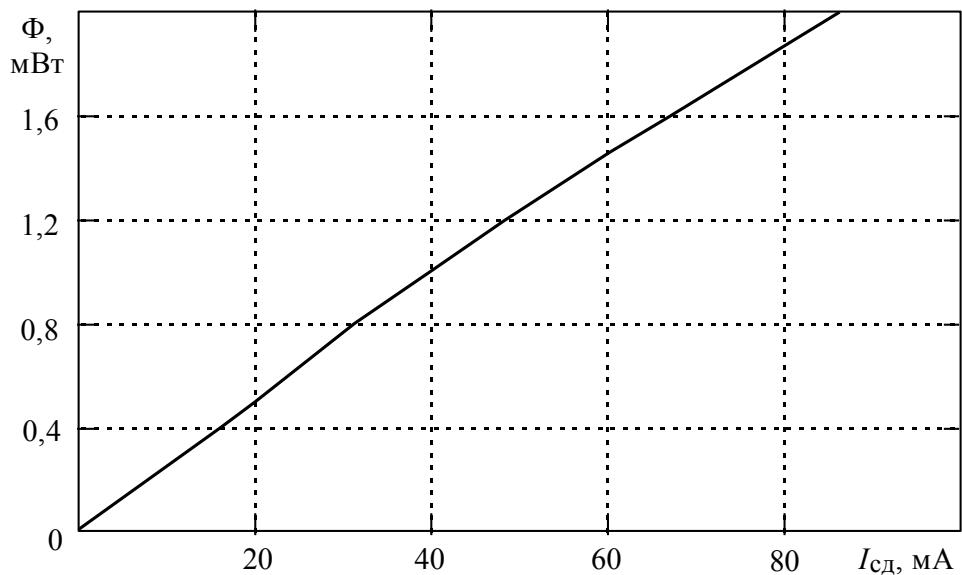


Рис. 5.3. Зависимость излучаемого светового потока от значения
тока через светодиод

Измерение постоянных времени фронтов нарастания τ_h и спада $\tau_{\text{сп}}$ фототока производится с помощью схемы, приведенной на рис. 5.4. Подавая на светодиод импульс тока с генератора $G3$ ($\Gamma 5-26$), мы получаем модулированное оптическое излучение, воздействующее на фоторезистор. Импульс фототока фоторезистора с сопротивления $R1$, которое по своему значению много меньше

сопротивления освещенного фоторезистора, поступает на один из входов двухканального осциллографа. На другой вход осциллографа подается импульс напряжения с генератора $G3$.

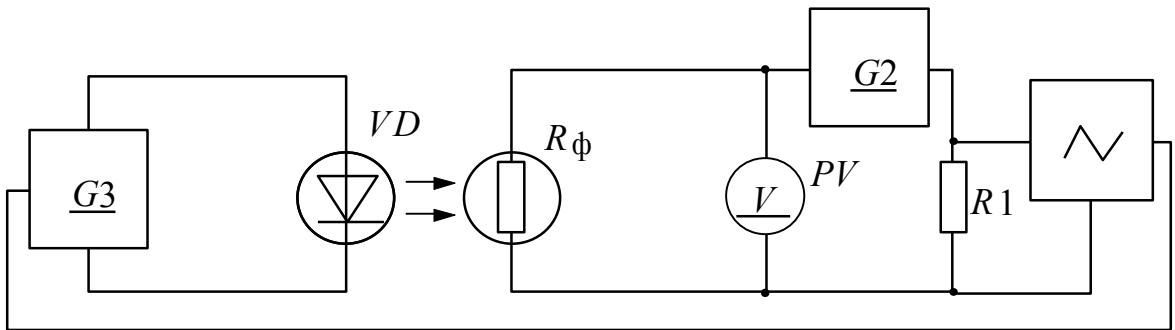


Рис. 5.4. Схема для измерения времени нарастания τ_r и времени спада $\tau_{\text{сп}}$ импульса фототока исследуемого фоторезистора

Схемы для исследования вольт-амперных, световых и нагрузочных характеристик фотодиодов, а также для измерения их параметров, характеризующих инерционность фотоотклика, аналогичны схемам для исследования соответствующих характеристик фоторезистора. Отличие заключается лишь в том, что в цепи фотодиода вместо сопротивления $R1$ включен магазин сопротивлений нагрузки R_h .

5. 3. Порядок проведения исследований

5.3.1. Исследование вольт-амперной и световой характеристик фоторезистора

Установить ток через светодиод равным нулю. Снять темновую ВАХ фоторезистора, изменяя напряжение генератора $G2$ от 0 до 10 В через 1 В.

Установить максимальный ток (80 мА) через светодиод и снять ВАХ освещенного фоторезистора. Уменьшив мощность излучения в 4 раза, снять еще одну вольт-амперную характеристику фоторезистора.

Установить напряжение на фоторезисторе 10 В. Изменяя ток через светодиод, снять зависимость фототока от светового потока (10-12 точек).

5.3.2. Измерение параметров, характеризующих инерционные свойства фоторезистора

Включить генератор $G3$ (Г5-26). Установить длительность импульсов 0,4 с, частоту их повторения 1 Гц, а амплитуду импульса напряжения генера-

тора 4 В. Включить осциллограф С1-83. Установить переключатель режима работы входов в прерывистый режим обоих каналов, т. е. в положение “...”. Переключатели источника синхронизации установить в положения “Внутр. I” и “—”. Потенциометр “Уровень” поставить в положение “Ждущ.”. Добиться на экране осциллографа устойчивого изображения импульса фототока фоторезистора. Уменьшать длительность импульса тока светодиода до тех пор, пока постоянные временя фронта нарастания и спада не составят 10 % от длительности всего импульса фототока. При этом амплитуда импульса фототока не должна изменяться. Измерить τ_h и τ_{sp} . Снять зависимость амплитуды импульса фототока от длительности импульса тока светодиода. Уменьшать длительность импульса до тех пор, пока амплитуда фототока не уменьшится в 10 раз.

Установить на генераторе длительность импульса 0,4 с. Ручкой регулировки напряжения генератора уменьшить фототок в 4 раза. Снова измерить τ_h и τ_{sp} и снять зависимость амплитуды импульса фототока от длительности импульса излучения.

5.3.3. Исследование вольт-амперных, световых и нагрузочных характеристик фотодиода

Установить ток через светодиод равным нулю. Установить $R_h = 0$. Снять темновую ВАХ фотодиода при прямом и обратном включениях. Обратное напряжение изменять от 0 до -10 В через 1 В, а прямое - от 0 до 1 В через 0,1 В. Установить максимальный ток через светодиод. Снять вольт-амперную характеристику освещенного фотодиода в том же диапазоне напряжений, что и для темновой ВАХ. Аналогичные измерения провести при мощности излучения светодиода, уменьшенной в 2 раза.

Исследовать зависимость фототока короткого замыкания I_{kz} от светового потока. При этом напряжение на генераторе $G2$ должно быть равно 0. При тех же значениях тока через светодиод снять зависимость напряжения холостого хода U_{xx} от светового потока. Для этого установить $R_h = 20$ кОм, а значение U_{xx} определять компенсационным методом по значению прямого напряжения, при котором ток через светодиод равен нулю.

Установить $R_h = 10$ кОм. Измерить световую характеристику фотодиода ($I_\Phi = f(\Phi)$) в фотогальваническом (вентильном) режиме работы и в фотодиод-

ном режиме при напряжении смещения, равном - 10 В. Исследовать нагрузочные характеристики диода в вентильном режиме работы. Установить максимальный ток через светодиод. Изменяя сопротивление нагрузки R_h , фиксировать значения тока в цепи фотодиода и напряжения на фотодиоде.

5. 3. 4. Исследование частотной характеристики фотодиода

Измерения параметров, характеризующих инерционность фотодиода в вентильном режиме работы, производить в следующем порядке.

1. Установить сопротивление нагрузки фотодиода 75 Ом.
2. Установить длительность импульса тока светодиода равной 50 мкс при частоте повторения 10 кГц, а амплитуду импульса напряжения генератора $G3$ равной 4 В.
3. Добиться на экране осциллографа устойчивого изображения импульсов тока фотодиода с помощью регулятора “Развертка” и потенциометра “Уровень”.
4. Измерить постоянные времени фронта нарастания τ_h и спада τ_{cp} аналогично тому, как это делалось для фоторезисторов.
5. Снять зависимость амплитуды импульса фототока от длительности импульса тока светодиода, уменьшая последнюю до тех пор, пока амплитуда импульса фототока не уменьшится в 10 раз.
6. Установить сопротивление нагрузки 10 кОм и повторить измерения по пп. 2 - 5.

Аналогичные измерения провести для фотодиодного режима работы фотодиода при напряжении смещения 10 В.

5. 4. Содержание отчета и обработка результатов

1. Кратко описать методики исследований.
2. Построить вольт-амперные и световые характеристики фоторезистора.
3. Привести измеренные значения τ_h и τ_{cp} , а также построить зависимость амплитуды импульса фототока от длительности светового импульса для фоторезистора.
4. Рассчитать кратность изменения сопротивления фоторезистора при 5 и 10 В, используя выражение (1.2).
5. Определить коэффициент усиления фоторезистора, пользуясь выражением (1.3) при $\mu = 350 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $l = 0.1 \text{ см}$, $U = 10 \text{ В}$ и $\tau = \tau_{cp}/3$.

6. Аппроксимировать световую характеристику фоторезистора выражением (1.1) и определить параметры A и x .

7. Из зависимости амплитуды фототока от длительности светового импульса определить длительность импульса $\tau_{0,7}$, при которой амплитуда фототока уменьшается до уровня 0,7 от стационарного значения. Найти граничную частоту $f_{\text{гр}} = 1/\tau_{0,7}$.

8. Построить вольт-амперные, световые и нагрузочные характеристики фотодиода.

9. Привести значения $\tau_{\text{н}}$ и $\tau_{\text{сп}}$, а также построить зависимость амплитуды импульса фототока фотодиода от длительности светового импульса для вентильного и фотодиодного режимов работы.

10. По вольт-амперным характеристикам фотодиода определить его чувствительность, используя выражение (1.5).

11. Определить значение тока насыщения $I_{\text{нас}}$ из выражения (1.6), подставив туда экспериментальные значения $U_{\text{хх}}$ и $I_{\text{кз}}$ при одинаковых значениях светового потока. Сравнить полученное значение со значением $I_{\text{нас}}$, найденным по вольт-амперной характеристике неосвещенного фотодиода.

12. Из нагрузочных характеристик определить $R_{\text{н}}$, при котором мощность фотодиода в вентильном режиме будет максимальной.

13. Определить $\tau_{0,7}$ и $f_{\text{гр}}$ для вентильного и фотодиодного режимов работы фотодиода при разных значениях сопротивления нагрузки.

5. 5. Контрольные вопросы

Какова физика изменения проводимости полупроводника под действием света?

Как объяснить ход спектральной характеристики полупроводника?

Каковы физические основы работы фоторезисторов и фотодиодов?

Объясните световые характеристики фоторезисторов и фотодиодов.

Какие физические явления определяют инерционные свойства фоторезисторов и фотодиодов?

Как влияют сопротивление нагрузки и напряжение, приложенное к фотодиоду, на его инерционные свойства?

Какой режим работы фотодиода целесообразно использовать для измерения интенсивности оптического излучения и почему?

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Целью работы является исследование температурных зависимостей сопротивления двух типов термочувствительных пороговых резисторов, изготовленных на основе материалов с фазовым переходом металл-полупроводник (пороговый датчик температуры) и сегнетоэлектриков (пизистор), и определение их основных параметров.

6.1. Особенности изменения электрических характеристик некоторых материалов при фазовых переходах

Фазовые превращения, происходящие в некоторых твердых телах без изменения их агрегатного состояния, представляют как научный, так и практический интерес. Эти превращения происходят вследствие взаимодействия друг с другом структурных элементов вещества, таких как ионы, атомы, молекулы или их комплексы. В окрестностях фазовых переходов структура вещества оказывается чрезвычайно податливой к внешним воздействиям (электрическим, магнитным, механическим и т. п.). Это значит, что даже при очень малых воздействиях электрические, оптические и другие свойства веществ могут изменяться существенным образом. Такая повышенная чувствительность материалов к внешним воздействиям, наблюдающаяся вблизи точек фазовых переходов, широко используется в технике, в частности, в электронике.

Обычно при изменении внешних условий свойства материалов (проводимость, диэлектрическая и магнитная проницаемость, оптические характеристики и т. п.) изменяются плавно, непрерывным образом. Однако в области фазового перехода данные параметры могут изменяться резко, порой скачком, иногда на несколько порядков по величине. Эти особенности свидетельствуют о качественном изменении свойств материалов, сопровождающих фазовый переход. Несмотря на огромное разнообразие видов фазовых переходов, можно провести их классификацию на основе тех или иных критериев.

Обычно за основу берут характер изменения при переходе основных термодинамических функций материала и их производных.

Так классическим примером фазовых переходов первого рода могут служить плавление (или кристаллизация), испарение (или конденсация), при которых наблюдается большой скачок энтропии. Но и без изменения агрегатного состояния в веществе могут происходить фазовые переходы, имеющие ярко выраженный характер переходов 1 рода. К ним относятся, например, некоторые сегнетоэлектрические и структурные переходы. В чистом титанате бария при температуре перехода из сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую спонтанная поляризация скачком обращается в нуль, а диэлектрическая проницаемость достигает максимального значения. При этом температура Кюри-Вейсса оказывается на 12^0 ниже температуры перехода, что соответствует представлениям о фазовом переходе первого рода.

К фазовым переходам второго рода относят такие фазовые превращения, при которых материал всегда находится в едином агрегатном состоянии (невозможно сосуществование фаз), а термодинамические потенциалы, энтропия, объем и т. п. изменяются в точке перехода непрерывным образом. Скачки же испытывают первые производные термодинамических потенциалов.

Для ряда материалов при изменении внешних условий, сопровождающихся фазовым переходом, наблюдается скачкообразное, обратимое и весьма большое изменение проводимости. Таким образом, одно и то же по химическому составу вещество может находиться в одном из двух различных состояниях – быть проводником или диэлектриком. Поскольку в обычных диэлектриках, полупроводниках и металлах проводимость меняется плавно, наблюдаемые экспериментально скачки проводимости, очевидно, могут быть обусловлены только фазовыми переходами.

В лабораторной работе исследуются температурные зависимости двух типов сопротивлений, изготовленных на основе веществ с фазовым переходом. Это позистор, сформированный с использованием полупроводникового керамического сегнетоэлектрика на основе легированного титаната бария, и пороговый датчик температуры, сформированный на основе тонкой пленки диоксида ванадия.

6.1.1. Позисторы

Позисторы – это полупроводниковые терморезисторы с положительным температурным коэффициентом сопротивления. Позисторы изготавливают

из полупроводниковых керамических сегнетоэлектриков на основе титаната бария. BaTiO_3 – диэлектрик с удельным сопротивлением при комнатной температуре $10^{10} – 10^{12}$ Ом·см, что значительно превышает удельное сопротивление полупроводников. Если в состав керамического BaTiO_3 ввести примеси редкоземельных элементов (лантана, церия и др.) либо других элементов (ниобия, тантала, сурьмы, висмута и т.п.), имеющих валентность большую, чем у титана, и ионный радиус, близкий к радиусу иона титана, то это приведет уменьшению удельного сопротивления до $10 – 10^2$ Ом·см. Это соответствует удельному сопротивлению полупроводниковых материалов. Полупроводниковый титанат бария обладает аномальной температурной зависимостью удельного сопротивления: в узком диапазоне температур (рис. 6.1). Свойственное полупроводникам снижение удельного сопротивления с повышением температуры сменяется вблизи точки Кюри резким ростом удельного сопротивления на несколько порядков величины. Это явление получило название позисторного эффекта, оно наблюдается в области температур сегнетоэлектрического фазового перехода.

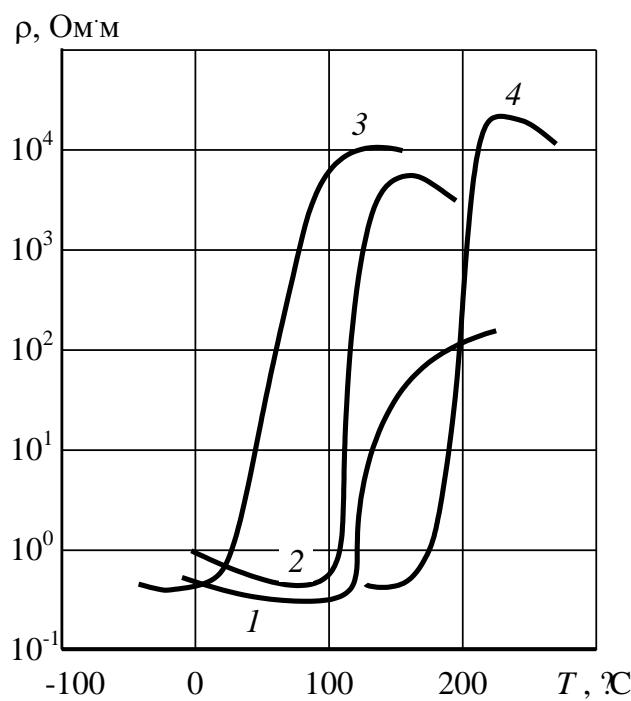


Рис.6.1. Температурная зависимость удельного сопротивления полупроводниковой сегнетокерамики на основе титаната бария: 1 – восстановленный BaTiO_3 ; 2 – BaTiO_3 с добавкой 0,1 мол. % Ce_2O_3 ; 3 - $\text{Ba}(\text{Ti}_{0,8}\text{Sr}_{0,2})\text{O}_3$ с добавкой Ce_2O_3 ; 4 – $(\text{Ba}_{0,8}\text{Pb}_{0,2})\text{TiO}_3$ с добавкой Ce_2O_3

При введении в BaTiO_3 примесных ионов переменной валентности или редких земель (Dy, Ce, Mn и других) в запрещенной зоне возникают донорные и акцепторные уровни, и проводимость титаната бария повышается в миллиарды раз, до значений, соответствующих типичным полупроводникам. Высокая проводимость наблюдается лишь в сегнетоэлектрической фазе при температурах ниже точки Кюри. В окрестностях перехода в паразелектрическую фазу проводимость резко падает, а при дальнейшем увеличении температуры много выше точки Кюри опять наблюдается типичный для диэлектриков и полупроводников активационный рост проводимости с температурой (рис.6.1).

Повышенная проводимость поликристаллического титаната бария в сегнетоэлектрической фазе объясняется активирующим воздействием электрических полей поверхностных зарядов спонтанной поляризации на границах зерен сегнетокерамики и доменов, которые снижают высоту межкристаллитных барьеров, повышают концентрацию свободных носителей заряда и проводимость. Выше точки Кюри внутренние поля исчезают вместе со спонтанной поляризацией и проводимость понижается. Точка Кюри в твердых растворах $(\text{Ba},\text{Pb})\text{TiO}_3$ может доходить до 800 К, а в твердых растворах $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ понижаться до 50 К, что позволяет создавать позисторы со скачком проводимости в широком интервале температур.

6.1.2. Пороговые датчики температуры на основе VO_2 - материала с фазовым переходом металл-полупроводник

В ряде веществ, таких, как Fe_3O_4 , NiS , NbO_2 , ZrO_2 , WO_{3-x} , Ti_4O_7 , V_2O_3 , VO_2 и некоторых других, при определенной температуре, называемой температурой фазового перехода T_n , резко меняется величина и характер электропроводности при сохранении агрегатного состояния. Ниже T_n электропроводность изменяется с температурой по экспоненциальному закону, характерному для диэлектриков и полупроводников, а выше T_n наблюдается слабое ее падение с увеличением температуры, типичное для металлов. Отсюда название явления – фазовый переход металл-полупроводник (ФПМП).

Следует отметить, что ФПМП наблюдается только в соединениях $3d$, $4d$ и $5f$ элементов. В силу малой пространственной протяженности d - и f -волновых функций время пребывания электрона вблизи собственного ядра τ велико, поэтому, согласно соотношению неопределеностей $\Delta\tau \cdot \Delta E \geq \hbar$, размытие уровня ΔE , которое определяет ширину зоны, мало. Таким образом,

зоны, образованные d - и f -состояниями, узки по сравнению с зонами, образованными внешними атомными орбиталями, имеющими большую пространственную протяженность и сильно перекрывающимися в твердом теле. На поведение электронов в узких зонах существенное влияние оказывают электрон-фононное и межэлектронное взаимодействия, которые в обычных материалах (Si, Ge, A^3B^5 и др.) можно рассматривать как малые возмущения.

Для описания явления ФПМП в настоящее время существует ряд моделей, выделяющих в качестве основного тот или иной вид взаимодействия. Например, модель Мотта-Хаббарда учитывает чисто электронное взаимодействие, и ФПМП в ней происходит тогда, когда энергия кулоновского отталкивания электронов на одном центре становится сравнимой с кинетической энергией электронов в зоне. Между тем, экспериментально установлено, что большинство ФПМП сопровождается изменениями, происходящими в решетке, т. е. в фононной подсистеме. Этот факт положен в основу модели Адлера и Брукса, согласно которой при увеличении температуры ширина запрещенной зоны уменьшается вследствие роста концентрации носителей. В конечном счете запрещенная зона “захлопывается”, и в кристалле происходит фазовый переход первого рода полупроводник-металл.

К сожалению, количественные оценки, даваемые теорией применительно к конкретным веществам с ФПМП, например, к оксидам ванадия, еще далеки от хорошего согласия с экспериментом. Существующие сегодня модели лишь выявляют главные механизмы, ответственные за ФПМП в тех или иных соединениях, но не в состоянии полностью охарактеризовать это явление.

Наибольший практический интерес среди материалов с ФПМП представляет диоксид ванадия (VO_2). Уже сегодня промышленность выпускает пороговые (критические) терморезисторы СТ8-1 (V_2O_3) и СТ9-1 (VO_2). Широко рекламируются возможности тонких пленок VO_2 для тепловой защиты классических полупроводниковых приборов и в оптоэлектронике. Это связано с удобной для технического применения областью рабочих температур ($T_n = 67^\circ\text{C}$), а также значительным изменением проводимости при ФПМП, достигающим 10^5 . VO_2 может быть получен в виде тонких пленок толщиной 0,1...1 мкм стандартными вакуумными методами (термическое испарение и конденсация, реактивное ионно-плазменное распыление), широко использующимися в производстве интегральных микросхем.

В пленках VO_2 по сравнению с монокристаллами ФПМП значительно размыт по температуре, что видно из температурных зависимостей как со-

противления (рис. 6.2). Размытие ФПМП в пленке объясняется одновременным существованием полупроводниковой и металлической фаз, которое является следствием того, что в VO_2 происходит переход 1-го рода. В такой ситуации фазы могут существовать по обе стороны от точки ФПМП. Наиболее вероятными причинами подобного поведения является наличие механических напряжений, а также неоднородностей по составу, которые могут радикально влиять на локальную температуру ФПМП. Известно, что механические напряжения могут сдвигать T_n в пределах от 66°C до 75°C . Еще более сильной является зависимость T_n от степени легирования и нарушений стехиометрии.

На основе тонких пленок VO_2 могут быть изготовлены пороговые терморезисторы с различным температурным коэффициентом сопротивления (зависящим от технологии изготовления и толщины пленок VO_2) для систем контроля и управления, переключающие элементы с S-образной вольт-амперной характеристикой (рис. 6.3), детекторы излучения, цветовые табло на термохромном эффекте и другие устройства опто- и микроэлектроники.

Типичная вольт-амперная характеристика резистора на основе VO_2 , приведенная на рис. 6.3. Из рисунка видно, что в начале участка 1 соблюдается закон Ома, а затем наступает отклонение от линейности. Оно связано, в основном, с джоулевым теплом (нагревом). Этот участок при U_n заканчивается переключением, причем область, где образуется шнур тока, разогревается до температуры, лишь незначительно превышающей температуру фазового перехода полупроводник-металл (70°C).

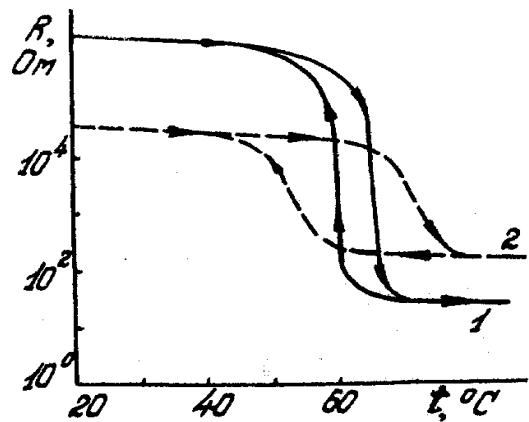


Рис.6.2. Петля температурного гистерезиса сопротивления при ФПМП в текстурированной (1) и поликристаллической (2) пленках диоксида ванадия

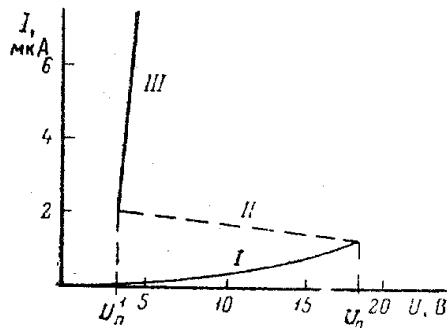


Рис.6.3. Статическая вольт-амперная характеристика переключателя из VO_2

6. 2. Описание установки для исследования датчиков температуры

При исследовании температурных зависимостей сопротивления позистора и порогового датчика температуры на основе VO_2 используются: термостат, выполненный в виде отдельного блока, в котором размещены исследуемые позистор ($R1$) и пороговый датчик температуры ($R2$), и комбинированный цифровой прибор для измерения сопротивления.

Порядок работы с термостатом выглядит следующим образом. Переключатель “Установка температуры” поставить в положение “0”. Включить тумблеры “Сеть” и “Термостат”. Запуск нагревателя термостата осуществляется только после нажатия кнопки “Пуск”. Далее вращением переключателя “Установка температуры” по часовой стрелке последовательно увеличивать температуру до максимального значения, в каждой точке обеспечивая ее стабилизацию согласно показаниям измерителя температуры. Поворачивая тот же переключатель против часовой стрелки, производить уменьшение температуры термостатируемых резисторов.

6. 3. Порядок проведения исследований

Исследование температурной зависимости сопротивления позисторов и пороговых датчиков температуры на основе VO_2

Включить сеть питания термостата и комбинированного цифрового прибора для измерения сопротивления.

Измерить значения сопротивлений $R1$ и $R2$ при комнатной температуре. Данные занести в табл.6.1.

Таблица 6.1

При повышении температуры			При понижении температуры		
$T, ^\circ\text{C}$	$R1$	$R2$	$T, ^\circ\text{C}$	$R1$	$R2$

Включить термостат. Провести измерение сопротивлений $R1$ и $R2$ при повышении температуры в десяти точках после стабилизации значений температуры в термостате, т.е. через 3 мин после переключения температуры. Данные занести в табл.6.1.

Аналогичным образом повторить измерение сопротивлений $R1$ и $R2$ при понижении температуры. Данные занести в табл.8.1.

Значение температуры в термостате определяется по микроамперметру на лицевой панели прибора. Цена одного деления равна 2°C.

6. 4. Обработка экспериментальных результатов и расчет параметров терморезисторов

1. По данным табл.8.1 построить температурные зависимости сопротивления терморезисторов $R1$ и $R2$ при повышении и при понижении температуры. Определить средние температуры фазовых переходов для материалов позистора и порогового датчика температуры на основе VO_2 .

2. Рассчитать значения температурного коэффициента сопротивления

$$\alpha_R = (1/R)(dR/dT) \quad (6.1)$$

при различных температурах и построить зависимости $\alpha_R = f(T)$ для терморезисторов $R1$ и $R2$.

6. 5. Контрольные вопросы

Какие физические явления могут быть положены в основу создания терморезисторов ?

Чем объясняется высокая термочувствительность позисторов ?

На каком физическом явлении основан принцип действия порогового датчика температуры на основе VO_2 ?

Каковы физические основы работы термисторов? Как объяснить ВАХ термистора ?

Укажите области применения позисторов и пороговых датчиков температуры и назовите материалы, на основе которых делают эти приборы.

7. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ УРОВНЯ ФЕРМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: экспериментальное определение характера температурной зависимости уровня Ферми в дырочном полупроводнике, в том числе ознакомление с постановкой и методикой проведения соответствующего эксперимента.

7.1. Общие сведения

Как известно, полупроводник – это материал, у которого при температуре $T = 0$ валентная зона электронного энергетического спектра полностью заполнена, а зона проводимости пуста. Если полупроводник содержит примеси, то при $T = 0$ уровни локализованных на них электронных состояний, находящиеся в запрещенной зоне, также либо полностью заполнены (донарные примеси), либо полностью пусты (акцепторные примеси). Отсюда следует, что уровень Ферми ε_F , разграничающий заполненные электронные состояния и пустые, должен располагаться в запрещённой зоне. При этом в полупроводнике n -типа $\varepsilon_d < \varepsilon_F < \varepsilon_c$, а в полупроводнике p -типа $\varepsilon_v < \varepsilon_F < \varepsilon_a$, где ε_d и ε_a – энергии донорных и акцепторных уровней соответственно, ε_c – энергия, отвечающая дну зоны проводимости, а ε_v – энергия верхнего края валентной зоны.

Более точно определить положение уровня Ферми в полупроводнике, ограничиваясь пределом $T = 0$, нельзя. Эта задача, однако, легко решается, если обратиться к случаю конечных температур. Здесь для нахождения ε_F может быть использовано условие электронейтральности, выражающее собой тот факт, что при $T > 0$ суммарное число электронов на уровнях с энергиями $\varepsilon > \varepsilon_F$ равно полному числу дырок в состояниях с энергиями $\varepsilon < \varepsilon_F$. Для собственного полупроводника условие электронейтральности имеет вид:

$$N_n^{(c)} = N_p^{(v)}, \quad (7.1)$$

где $N_n^{(c)}$ – число электронов в зоне проводимости, а $N_p^{(v)}$ – число дырок в валентной зоне. В случае проводника n -типа это условие принимает следующую форму:

$$N_n^{(c)} = N_p^{(v)} + N_p^{(d)}, \quad (7.2)$$

где $N_p^{(d)}$ – число дырок на донорных уровнях. Аналогичная формула для дырочного полупроводника имеет вид

$$N_n^{(c)} + N_n^{(a)} = N_p^{(v)}. \quad (7.3)$$

Здесь $N_n^{(a)}$ – число электронов на акцепторных уровнях.

Средние числа заполнения одночастичных квантовых состояний в равновесном ферми-газе даются распределением Ферми-Дирака

$$\bar{n}_i = f(\varepsilon_i) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1}. \quad (7.4)$$

Отсюда следует, что в полупроводнике при температуре T

$$N_n^{(c)} = \Sigma_i^{(c)} \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad N_p^{(v)} = \Sigma_i^{(v)} \left[1 - \left(\exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1 \right)^{-1} \right], \quad (7.5)$$

$$N_p^{(d)} = N_d \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_d - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad N_n^{(a)} = N_a - N_d \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_a - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (7.6)$$

где N_d (N_a) – число донорных (акцепторных) примесей в образце, а символ c (v) у знака суммы означает, что суммирование ведётся только по состояниям зоны проводимости (валентной зоны). Соотношения (7.1-7.6) и определяют неявно ε_F как функцию T .

В примесном полупроводнике при не слишком высоких температурах можно игнорировать вклад неосновных носителей в условие электронейтральности, т. е. считать, что все носители в зоне, определяющей проводимость кристалла, имеют примесное происхождение. Применительно к дырочному полупроводнику, который исследуется в настоящей лабораторной работе, это означает, что все дырки в валентной зоне обязаны своим появлением тепловому возбуждению электронов на акцепторные уровни, а электроны в зоне проводимости практически отсутствуют. В этом случае условие электронейтральности (7.3) может быть представлено в виде

$$N_n^{(a)} = N_p^{(v)}. \quad (7.7)$$

Определить $N_n^{(c)}$, $N_p^{(v)}$, $N_p^{(d)}$ и $N_n^{(a)}$ можно, зная вид электронного энергетического спектра конкретного материала. На рис. 7.1 приведен в качестве примера спектр кристаллического кремния, легированного элементом третьей группы таблицы Менделеева (в данном случае бором). Как известно, вблизи дна зоны проводимости и верхнего края валентной зоны применимо приближение эффективной массы. Это значит, что энергии одночастичных возбуждений, отсчитанные соответственно от ε_c и ε_v , как функции волнового вектора \mathbf{k} могут быть представлены (в пренебрежении анизотропией спектров) в виде:

$$\varepsilon_n(\mathbf{k}) \cong \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}, \quad \varepsilon_p(\mathbf{k}) \cong \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}, \quad (7.8)$$

где m_n^* и m_p^* - эффективные массы электронов и дырок. Зная спектры, несложно найти плотности состояний в обеих зонах и затем вычислить равновесные концентрации электронов и дырок в собственном полупроводнике:

$$n \cong \int_{\varepsilon_c}^{\infty} g_c(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon = 2 \left(\frac{m_n^* k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_c}{k T} \right) \quad (7.9)$$

$$p \cong \int_{-\infty}^{\varepsilon_v} g_v(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)] d\varepsilon = 2 \left(\frac{m_p^* k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \varepsilon_F}{k T} \right), \quad (7.10)$$

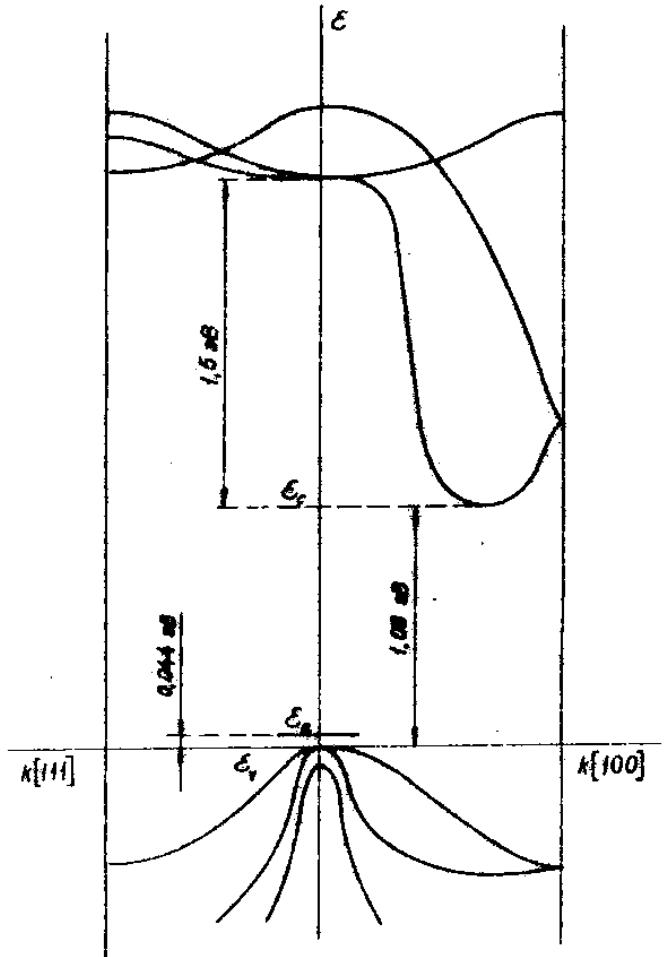


Рис. 7.1. Энергетический спектр кристаллического кремния, легированного бором

где $g_c(\varepsilon)$ и $g_v(\varepsilon)$ – плотности состояний, отнесённые к единице объёма. Используя условие электронейтральности, для чистого полупроводника получим:

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_c + \varepsilon_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}. \quad (7.11)$$

В легированном полупроводнике при достаточно низких температурах положение уровня Ферми определяется балансом числа дырок (электронов) на примесных уровнях и числа носителей заряда в зоне проводимости (валентной зоне). Для полупроводника *p*-типа формула, аналогичная (7.11), имеет вид

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_a + \varepsilon_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{\pi \hbar^2 n_a}{m_p^* kT} \right), \quad (7.12)$$

где n_a – концентрация акцепторов.

Как следует из (7.12), при низких температурах уровень Ферми дырочного полупроводника лежит между верхним краем валентной зоны и акцепторным уровнем. С увеличением T энергия Ферми сначала понижается, а затем, по мере насыщения примесных уровней электронами из валентной зоны, начинает расти. При высоких температурах вклад примесных электронных состояний в условие электронейтральности становится пренебрежимо малым, и уровень Ферми стремится к асимптотическому значению, даваемому формулой (7.11). Температурный ход энергии Ферми в дырочном полупроводнике изображен на рис. 7.2.

При высокой степени легирования уровень Ферми в некотором температурном интервале может попасть в разрешенную зону, например в валентную зону в случае полупроводника *p*-типа. Кристалл здесь приобретает металлические свойства, и его называют полуметаллом.

Итак, положение уровня Ферми однозначно определяет концентрацию носителей заряда в полупроводниках, а его температурная зависимость отражает процесс перехода полупроводника с режима примесной проводимости на режим собственной. При этом может измениться характер статистики носителей заряда. Действительно, при попадании уровня Ферми в разрешенную зону статистика Больцмана становится неприменимой и начинает действо-

вать статистику Ферми-Дирака, т. е. происходит статистическое вырождение электронного (дырочного) газа в кристалле.

Концентрация носителей является главным, но не единственным фактором, определяющим электропроводность полупроводника. Проводимость кристалла зависит также от подвижности носителей заряда – электронов μ_n и дырок μ_p . В собственном полупроводнике, как известно,

$$\sigma = e n \mu_n + e p \mu_p = e n (\mu_n + \mu_p). \quad (7.13)$$

В примесном же полупроводнике, скажем, в дырочном, где $p \gg n$, $\sigma \approx e p \mu_p$.

Подвижность носителей, в свою очередь, пропорциональна среднему времени их свободного пробега τ , а оно определяется вероятностями рассеяния электронов (дырок) на фонах и дефектах кристаллической решетки. В случае кристаллического кремния зависимости $\mu_n(T)$ и $\mu_p(T)$ в интервале температур от комнатной до 400 К хорошо аппроксимируются выражения

$$\mu_n = 0.13 \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.6}, \quad \mu_p = 0.047 \left(\frac{T}{300} \right)^{-2.3}, \quad (7.14)$$

где T – температура в кельвинах, а подвижности взяты в единицах системы СИ $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

7.2 Измерительная установка

В настоящей лабораторной работе исследуется температурная зависимость уровня Ферми в дырочном кремнии. Путем измерения электропроводности исследуемого материала при различных температурах находится σ как функция T , а затем с помощью формул (7.9)-(7.14) восстанавливается температурный ход ε_F . Образец монокристаллического кремния p -типа имеет вид пластины шириной $b = 3.5$ мм и толщиной $d = 0.25$ мм, на которой имеются зонды для измерения падения напряжения при фиксированном токе. Температура образца устанавливается с помощью печки, ток которой регулируется

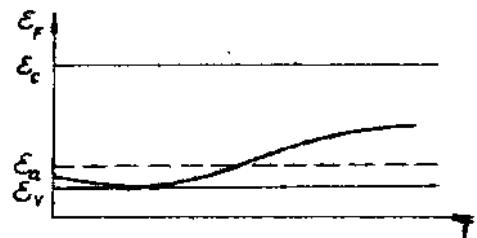


Рис. 7.2. Температурный ход энергии Ферми в дырочном полупроводнике.

реостатом (см. рис. 7.3). Измерение температуры производится термопарой, температура находится по формуле:

$$T = T_{\text{хк}} + 273 + \Delta T, \quad (7.15)$$

где $T_{\text{хк}}$ – температура холодных концов термопары в градусах Цельсия, а ΔT – разность температур горячего и холодного спаев, определяемая по показаниям вольтметра V_T .

Ток через образец I измеряется миллиамперметром, разность потенциалов на зондах U – цифровым вольтметром. Напряжение на образец подается от батареи через штекерный разъем. Переход материала с режима примесной проводимости на режим собственной фиксируется по минимуму электропроводности σ , которая рассчитывается с помощью закона Ома:

$$\sigma = \frac{Il}{Uba}, \quad (7.16)$$

где l – расстояние между зондами. В низкотемпературной области для определения концентрации носителей следует использовать формулу $\sigma \approx e\mu_p$, в высокотемпературной – выражение (7.13). Уровень Ферми связан с концентрацией дырок p следующим соотношением:

$$\varepsilon_F = \varepsilon_v - kT \ln p - kTB \quad (7.17)$$

где фактор

$$B = \frac{3}{2} \ln \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_p^* kT} \right) - \ln 2 \quad (7.18)$$

очень слабо зависит от температуры. Формула (7.17) позволяет восстановить температурную зависимость энергии Ферми полупроводника по полученным экспериментальным данным.

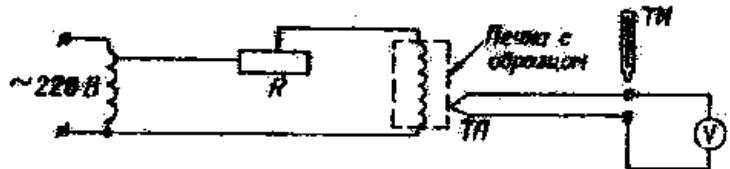


Рис. 7.3. Схема измерительной установки

7.3. Порядок выполнения работы

- 7.3.1. Перед началом работы внимательно ознакомится с описанием и порядком выполнения работы.
- 7.3.2. Включить вольтметр V , измеряющий напряжение на зонах U , и вольтметр V_T и дать им прогреться в течение 10...15 мин.
- 7.3.3. Вывести реостат печки R на максимум сопротивления.
- 7.3.4. Подать питание на образец (с помощью микроштекера).
- 7.3.5. Снять показания вольтметра V и миллиамперметра mA при комнатной температуре.
- 7.3.6. Включить источник питания печки.
- 7.3.7. С помощью реостата R установить ток печки, при котором ее температура повысится на 10° . Выдержать при этой температуре образец не менее 1 минуты и снять значения U и I .
- 7.3.8. Изменяя температуру печки при помощи реостата с шагом 10° , снять ряд значений напряжения и тока, пока ток через образец не возрастет до значения $I = 1.5$ мА.
- 7.3.9. Повторить измерения п.7.3.8 при уменьшении температуры образца до первоначальной путем ввода сопротивления реостата R . В расчетах использовать значения проводимости образца, усредненные по результатам двух измерений.
- 7.3.10. Выключить источник питания печки. Снять питание с образца, выключить вольтметры V и V_T .

7.4. Содержание отчета

Отчет по работе должен содержать:

1. Схему измерения проводимости и подогрева образца.
2. Таблицу результатов измерений.
3. График температурной зависимости проводимости;
4. График зависимости логарифма концентрации от обратной температуры.
5. График температурной зависимости уровня Ферми.
6. Расчеты энергии Ферми и ширины запрещенной зоны.

3.4. Контрольные вопросы

Чему равна энергия Ферми дырочного полупроводника при $T = 0$?

Применима ли формула (7.11) к легированным полупроводникам? Если да, то при каких температурах?

Чем обусловлена температурная зависимость подвижности носителей заряда?

Можно ли, в принципе, определить положение акцепторных уровней (разность $\varepsilon_a - \varepsilon_V$), измеряя проводимость кристалла при различных температурах?

Может ли электропроводность легированного полупроводника уменьшаться с температурой? Если да, в каком температурном интервале и почему?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анималу А. Квантовая теория кристаллических твёрдых тел. М.: Мир, 1981.
- Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978.
- Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Т. I, Т. II. М.: Мир, 1979.
- Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971.
- Блейкмор Дж. Физика твердого тела. М.: Мир, 1988.
- Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников, М.: Наука, 1990.
- Вейсс Р. Физика твердого тела. М.: Атомиздат, 1968.
- Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М. Мир, 1974.
- Каганов М. И., Лифшиц И. М. Квазичастицы. Идеи и принципы квантовой физики твердого тела. М.: Наука, 1989.
- Киреев П. С. Физика полупроводников. М.: Высшая школа, 1969.
- Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
- Киттель Ч. Элементарная физика твердого тела. М.: Наука, 1965.
- Левинштейн М. Е. Симин Г. С. Барьеры. М.: Наука, 1987.
- Левинштейн М. Е., Симин Г. С. Знакомство с полупроводниками. М.: Наука, 1984.
- Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971.
- Маделунг О. Теория твердого тела. М.: Наука, 1980.
- Пайерлс Р. Квантовая теория твердых тел. М.: ИЛ, 1956.
- Слэтер Дж. Диэлектрики, полупроводники, металлы. М.: Мир, 1969.
- Стильбанс Л. С. Физика полупроводников. М.: Советское радио, 1967.
- Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977.
- Харрисон У. Теория твердого тела. М.: Мир, 1972.
- Шалимова К. В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Рез И. С., Поплавко Ю. М. Диэлектрики. Основные свойства и применение в электронике. – М.: Радио и связь, 1989.
- В. С. Сорокин, Б. Л. Антипов, Н. П. Лазарева. Материалы и элементы электронной техники. Т. 2. Активные диэлектрики, магнитные материалы, элементы электронной техники. М.: Издат. центр «Академия», 2006.

ПРИЛОЖЕНИЯ

П1. ОПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ MOS

1. Общие сведения

Программа **MOS** предназначена для управления автоматизированным многоканальным спектрофотометром и регистрации спектров. Программа работает в среде **MS DOS**.

ВНИМАНИЕ! Выполнение программы MOS в режиме эмуляции DOS в OC Windows невозможно. Будет выдано сообщение об ошибке.

Вид рабочего окна программы приведен на рис. П1. В верхней части экрана располагаются индикаторы состояния прибора: **РЕГИСТРАЦИЯ, ОБРАБОТКА, СТОП, ОШИБКА**. В центре экрана отображается график измеряемого спектра – зависимость уровня сигнала или коэффициента пропускания от длины волны. В нижней части экрана выводятся параметры регистрации спектра **ЭКСПОЗИЦИЯ, СГЛАЖИВАНИЕ, НАКОПЛЕНИЕ** и расположены экранные кнопки, с помощью которых осуществляется управление прибором: **КАЛИБРОВКА, ПРЕОБРАЗОВАНИЕ, УПРАВЛЕНИЕ, ВЫВОД**.

2. Подготовка к работе

2.1 *Включить прибор.* Включить питание полихроматора и блока источников излучения, визуально убедится в том, что спектральная лампа загорелась.

2.2. *Включить компьютер.* Выбрать в меню загрузки **MS DOS**. После завершения загрузки на экране должна отобразиться интегрированная оболочка **Volcov Commander**.

2.3. *Запустить программу MOS.* Запустить на исполнение файл **mos&mpc.exe**. После появления на экране окна программы **MOS** нажать клавишу **Enter**. Программа перейдет в режим непрерывного сканирования спектра, при этом индикатор **РЕГИСТРАЦИЯ** должен мигать и на экране должен отображаться спектр излучения. В случае если загорится индикатор **ОШИБКА** и будет выведено сообщение об ошибке, необходимо обратится к преподавателю.

2.4. *Установить параметры регистрации.* При необходимости, по указанию преподавателя настроить чувствительность ПЗС фотоприемника (пара-

метр **ЭКСПОЗИЦИЯ**), параметр сглаживания по алгоритму скользящего среднего (параметр **СГЛАЖИВАНИЕ**) и число накапливаемых спектров, по которым проводится усреднения с целью уменьшения шумов, (параметр **НАКОПЛЕНИЕ**).

ВНИМАНИЕ! Самостоятельно изменять параметры регистрации запрещается.

3. Измерение спектров пропускания

3.1 Зафиксировать темновой сигнал. Закрыть заслонку прибора. Нажать экранную кнопку **Нуль**.

3.2. Зафиксировать опорный сигнал. Открыть заслонку. Вывести образец из пучка. Нажать экранную кнопку **Макс**.

3.3. Перейти в режим измерения пропускания. Нажать экранную кнопку **Пропуск**. На экране должен отобразится сигнал 100% пропускания.

3.4. Измерить спектр образца. Ввести исследуемый образец в пучок. Наблюдать на экране спектр пропускания. Сохранить спектр в файл (кнопка **Файл**). Перед измерением спектров каждого из образцов действия по пунктам 3.1-3.3 повторить.

4. Экспорт данных в MS Excel

Экспорт данных в Excel осуществляется с помощью надстройки **Spectrum**. Для подключения надстройки необходимо скопировать файл spectrum.xla на жесткий диск компьютера, запустить Excel, выбрать пункт меню **Сервис\Надстройки**, нажать экранную кнопку **Обзор** и в открывшемся окне диалога указать путь к файлу spectrum.xla.

После указанных действий в главном меню появится новый раздел **Спектр**. Для импорта файла спектра следует вызвать **Спектр\Импортировать файл спектра** (одновременно можно импортировать несколько спектров, пользуясь множественным выбором при выборе файлов). В результате будет сформирован один или несколько столбцов, содержащих, в зависимости от типа спектра, коэффициенты поглощения, пропускания или интенсивность для каждого канала. В первую ячейку столбца помещается имя файла.

П2. МЕХАНИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ

Металл	Плотность, г/см ³	Удельное сопротивление при $t = 0^\circ\text{C}$, мкОм·см	Температура Дебая, К	Работа выхода, эВ
Ag	10.50	1.5	215	4.3
Al	2.69	2.5	394	4.25
Au	19.3	2.1	170	5.1
Ba	3.59	36	116	2.5
Ca	1.55	4.1	230	2.8
Cr	7.2	14.1	424	4.6
Cs	1.87	18.1	43	1.81
Cu	8.96	1.55	315	4.4
Fe	7.87	8.6	373	4.3
K	0.86	6.1	100	2.2
Li	0.53	8.55	448	2.4
Mg	1.74	4.3	330	3.64
Na	0.97	4.3	155	2.35
Ni	8.91	6.1	375	4.5
Os	22.6	9.5	400	4.7
Pb	11.3	19	88	4.0
Pt	21.5	9.8	230	5.3
Ti	4.5	42	380	3.95
Zn	7.13	5.65	234	4.24
W	19.3	4.9	312	4.5

П3. ПЛОТНОСТИ И УДЕЛЬНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВЫСОКООМНЫХ СПЛАВОВ ПРИ 293 К

Сплав	Константан (54 % Cu, 45 % Ni, 1 % Mn)	Никелин (67 % Cu, 3 % Mn, 30 % Ni)	Нихром (63 % Ni, 15 % Cr, 20 % Fe, 2 % Mn)
Плотность, г/см ³	8.9	8.8	8.4
Удельное сопротивление, мкОм·см	50	40	110

П4. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Полупроводник		Si	Ge	GaAs
Плотность ρ , г/см ³		2.33	5.32	5.4
Температура Дебая, К		690	360	340
Относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\text{отн}}$		12	16	11
Собственная концентрация носителей, см ⁻³	$T = 300$ К	10^{10}	$2.3 \cdot 10^{13}$	
Ширина запрещенной зоны, эВ	$T = 300$ К	1.11	0.664	1.43
	$T = 4.2$ К	1.17	0.744	1.52
Эффективная масса плотности состояний	электронов, m_e^*/m_e	0.33	0.22	1.2
	дырок, m_h^*/m_e	0.81	0.39	0.5
Удельное сопротивление, Ом·м	$T = 300$ К	2300	0.47	
Работа выхода, эВ		4.8	4.76	
Энергии примесных уровней, эВ	донары	As	0.049	0.0127
		P	0.044	0.0120
	акцепторы	B	0.046	0.0104
		Al	0.057	0.0102

П5. МНОЖИТЕЛИ И ПРИСТАВКИ ДЛЯ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕСЯТИЧНЫХ КРАТНЫХ И ДОЛЬНЫХ ЕДИНИЦ И ИХ НАИМЕНОВАНИЯ

Множитель	Приставка	Обозначение приставки		Множитель	Приставка	Обозначение приставки	
		Международное	Русское			Международное	Русское
10^{18}	экса	E	Э	10^{-1}	деци	d	д
10^{15}	пета	P	П	10^{-2}	санти	c	с
10^{12}	тера	T	Т	10^{-3}	милли	m	м
10^9	гига	G	Г	10^{-6}	микро	μ	мк
10^6	мега	M	М	10^{-9}	нано	n	н
10^3	кило	k	к	10^{-12}	пико	p	п
10^2	гекто	h	г	10^{-15}	фемто	f	ф
10^1	дека	da	да	10^{-18}	атто	a	а

Содержание

Введение.....	3
1. Исследование температурной зависимости электропроводности металлов и полупроводников.....	4
2. Исследование размерного эффекта в тонких металлических пленках.....	13
3. Определение ширины запрещенной зоны по краю собственного поглощения.....	21
4. Исследование спин-орбитального взаимодействия в атомах ртути.....	32
5. Исследование фотоэлектрических характеристик Полупроводниковых материалов и структур на их основе.....	44
6. Исследование температурных зависимостей сопротивления материалов с фазовыми переходами.....	55
7. Исследование температурной зависимости уровня Ферми в полупроводниках.....	62
Список литературы.....	71
 Приложения	
П1. Описание программы MOS.....	72
П2. Механические и электрические свойства металлов.....	74
П3. Плотности и удельные сопротивления высокоомных сплавов.....	74
П4. Физические свойства некоторых полупроводников	75
П5. Множители и приставки для образования кратных и дольных единиц и их наименования.....	75

В. П. Афанасьев, А. М. Василевский, К. Б. Варнашев, В. Н. Гульков,
Г. А. Коноплев, Е. В. Орлов, Д. В. Пахнин, А. И. Соколов, Б. Н. Шалаев

Физика конденсированного состояния
Учебно-методическое пособие

Редактор И.Г.Скачек

Подписано к печати 28.12.2016 Формат 60x84 $1/16$. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Печ. л. 4,75 .
Тираж 180 экз. Заказ .

СПбГЭТУ “ЛЭТИ”
197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5