

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет “ЛЭТИ”

ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Методические указания
к лабораторным работам

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ “ЛЭТИ”
2005

УДК [533.9:621.387] (075)

Плазменная электроника: Методические указания к лабораторным работам / Сост.: Е. В. Демешко, А. Ю. Волков, А. А. Лисенков, В. А. Степанов. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2005. 48 с.

Содержат основные теоретические и практические сведения, необходимые для выполнения лабораторных работ по дисциплинам “Плазменные приборы и устройства” и “Вакуумная и плазменная электроника”.

Предназначены для студентов вечерней и дневной форм обучения по специальности 200300 “Электронные приборы и устройства” и направлению 550700 “Электроника и микроэлектроника”.

Утверждено
редакционно-издательским советом университета
в качестве методических указаний

© СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2005

ВВЕДЕНИЕ

Электрическим разрядом в газе называют совокупность явлений, обусловленных прохождением электрического тока через газовый промежуток.

При давлении газа во внутреннем объёме прибора 10^{-3} Па (1 мм рт. ст. = 133 Па) и ниже носителями заряда, определяющими значение тока в приборе, являются практически электроны. Они движутся почти без столкновений, и средняя длина их свободного пробега заметно превышает расстояние между электродами. При повышении давления движущиеся электроны начинают взаимодействовать (сталкиваться) с атомами газа и их длина свободного пробега становится меньше расстояния между электродами. Характер соударений между электронами и атомами во многом определяет особенности газового разряда.

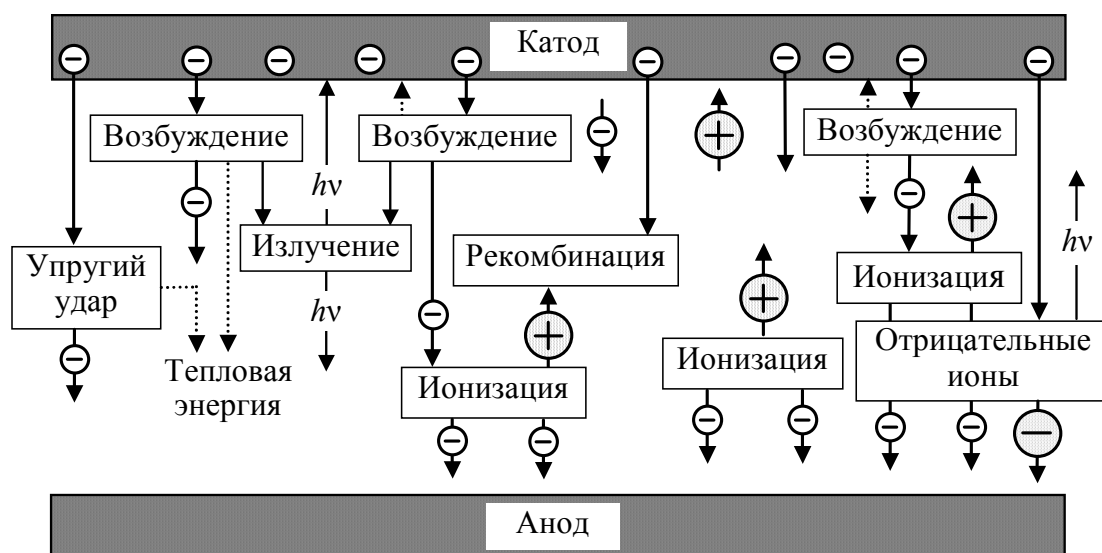


Рис. В1. Физические процессы, протекающие в межэлектродном промежутке

Сложные явления, протекающие в газовом промежутке, можно свести к небольшому числу элементарных процессов, приводящих к изменению энергии заряженных частиц: ионизация, возбуждение, перезарядка и рекомбинация (рис. В1). Перечисленные процессы могут быть описаны на основе классических законов сохранения энергии и импульса при соударениях.

Столкновения атомных частиц носят упругий и неупругий характер. При упругом соударении между частицами происходит обмен импульсом и кинетической энергией, но их внутренние энергии и состояния остаются

неизменными. Если при соударении происходит изменение внутренней (потенциальной) энергии, то это приводит к ионизации и возбуждению. Данный тип соударений относится к неупругим.

Атом – сложная микроструктура, основу которого составляет положительно заряженное ядро и движущиеся вокруг него отрицательно заряженные электроны. Число электронов, вращающихся вокруг ядра, соответствует порядковому номеру элемента в периодической системе. Наиболее устойчивым состоянием атома является такое, при котором электроны находятся на наиболее близких к ядру энергетических уровнях.

Электроны, находящиеся на внешних орбитах (валентные электроны), связаны с ядром слабее чем электроны, которые находятся на внутренних, более близких к ядру орбитах. При условии внешнего энергетического воздействия на атом валентные электроны способны покинуть свою орбиту, что приводит к изменению электрического состояния атома.

Валентные электроны обладают наибольшим запасом энергии и участвуют в создании химической связи между атомами, определяя активность вещества. Электроны, покинувшие свою орбиту и перемещающиеся между атомами, называются свободными. Нейтральный в электрическом отношении атом, теряя или приобретая электроны, становится положительно или отрицательно заряженным ионом: $\bar{e} + A \rightarrow A^+ + \bar{e} + \bar{e}$ и $\bar{e} + A \rightarrow A^- + h\nu$ соответственно.

Способность атома терять или приобретать электроны количественно определяется энергией ионизации атома и его сродством к электрону. Под энергией ионизации понимают то количество энергии, которое необходимо для разрушения связи между электроном и невозбужденным атомом $W_i = eU_i$, где U_i – потенциал ионизации, это та разность потенциалов, которую должен пройти электрон в электрическом поле, чтобы приобрести энергию, достаточную для отрыва валентного электрона и образования положительно заряженного атома (рис. В2). Если полученные после ионизации свободные электроны имеют достаточную энергию, то каждый из них в дальнейшем способен ионизировать новый атом, что приводит к лавинообразному нарастанию количества электронов и ионов.

На рис. В3 показан характер изменения энергии отрыва первого электрона от атома в зависимости от порядкового номера элемента. Кривая имеет явно выраженный периодический характер. Наименьшей энергией ионизации обладают элементы первой s-группы, наибольшей – s- и p-элементы восьмой группы (инертные газы). Возрастание энергии ионизации при переходе от группы к группе обуславливается заполнением внешних электронных оболочек.

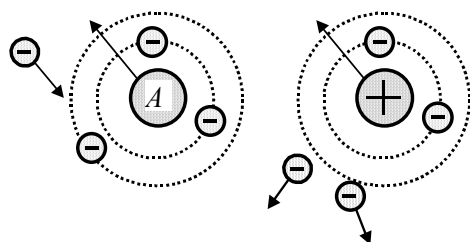


Рис. В2. Схематический процесс ионизации

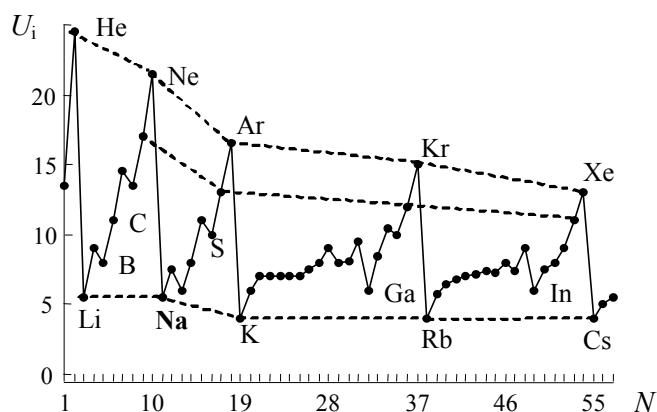


Рис. В3. Зависимость потенциала ионизации от порядкового номера элемента

Увеличение молекулярных (атомных) радиусов приводит к возрастанию поляризуемости молекул, которая в ряду инертных газов: He – Ne – Ar – Kr – Xe характеризуется следующими соотношениями 1 : 2 : 3 : 12 : 20, т. е. поляризуемость молекулы ксенона в 20 раз выше, чем у гелия. Увеличение поляризуемости сказывается на усилении межмолекулярного взаимодействия.

Присоединение свободного электрона атомом приводит к образованию отрицательного иона. Этот процесс протекает с выделением энергии, так как энергия устойчивого отрицательного иона несколько меньше энергии исходного атома. Энергия связи избыточного электрона называется энергией сродства атома к электрону. Силы связи избыточного электрона являются короткодействующими. Поэтому возбуждение вызывает столь значительное ослабление сил кулоновского притяжения к экранированному ядру, что электрон не может уже оставаться устойчиво связанным.

При столкновении атома с электроном, не обладающим достаточной энергией для ионизации, происходит возбуждение нейтрального атома, т. е. один из его электронов переходит на более высокий энергетический уро-

вень $\bar{e} + A \rightarrow A_B^* + \bar{e}$ (рис. В4). В возбужденном состоянии атом находится примерно $10^{-7} \dots 10^{-9}$ с, после чего переходит или в нормальное состояние, или в другое возбужденное состояние с меньшей энергией. При этом переходе атом отдает полученную им энергию в виде кванта электромагнитного излучения $A_B^* \rightarrow A + h\nu$. Если испускаемые лучи относятся к видимой части электромагнитного спектра, то данный переход сопровождается свечением газа.

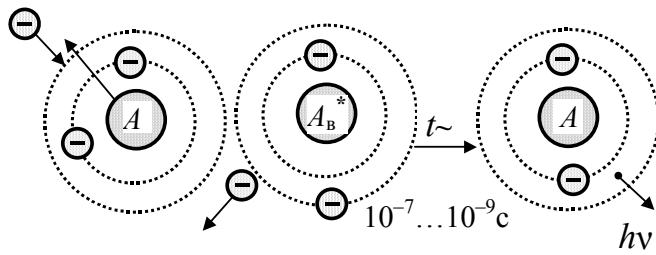


Рис. В4. Схематические процессы возбуждения и рекомбинации атома

Наряду с неустойчивыми уровнями возбуждения, с которых переход электрона на стационарные уровни происходит самопроизвольно, инертные газы и пары ртути имеют и устойчивые уровни возбуждения, называемые метастабиль-

ными. Изменение метастабильного состояния атома возможно при внешнем энергетическом воздействии. Средний срок жизни метастабильных атомов исчисляется в пределах от 1 до 10 с.

При наличии в газе метастабильных атомов наряду с прямой ионизацией имеет место ступенчатая ионизация: под действием электронных соударений атомы переходят в метастабильное состояние $\bar{e} + A \rightarrow A_M^* + \bar{e}$, а при последующих столкновениях с другими электронами $\bar{e} + A_M^* \rightarrow A^+ + \bar{e} + \bar{e}$ или при взаимодействии между собой $A_M^* + A_M^* \rightarrow A^+ + A + \bar{e}$ ионизируются.

Возбуждение и ионизация атомов могут происходить также под воздействием фотонов при условии, что энергия кванта соответствует энергии возбуждения $h\nu = eU_B$ или энергии ионизации $h\nu \geq eU_i$.

Быстро движущийся ион при соударении с нейтральным атомом газа способен захватить у него валентный электрон и превратиться в нейтральный атом: $A + A^+ \rightarrow A^+ + A$ (вариант формулы $A_1^+ + A_2 \rightarrow A_1 + A_2^+$). Этот процесс называется перезарядкой. В результате перезарядки появляются быстрые атомы и медленные ионы.

Кроме ионизации и возбуждения атомов, в газе происходит обратный процесс образования нейтральных атомов – рекомбинация, приводящая к уменьшению количества заряженных частиц, т. е. деионизации газа. В зависимости от рода газа и его давления деионизация протекает за время порядка $10^{-5} \dots 10^{-3}$ с. Поэтому, по сравнению с электровакуумными приборами, приборы с газовым наполнением значительно более инерционны и плохо работают на высоких частотах.

Процессы взаимодействия между электронами, ионами и газовыми молекулами определяют особенности газовых разрядов.

Вероятность упругих и неупругих столкновений определяется через эффективные поперечные сечения. Если условно представить себе частицы в виде дисков, то суммарная площадь дисков, отвечающая числу атомов (молекул и т. д.) в единице объема, и определяет полное эффективное поперечное сечение Q [$\text{м}^2 / \text{м}^3$].

Полное эффективное поперечное сечение Q связано с эффективным поперечным сечением атома q [м^2] следующим образом: $Q = q \cdot n$.

Типичные зависимости сечений упругих и неупругих столкновений от энергии электронов приведены на рис. В5. В области малых энергий преобладают упругие соударения, вероятность которых достаточно велика. Когда энергия электронов достаточна для возбуждения и ионизации атомов газа, наблюдаются как упругие, так и неупругие столкновения. С ростом энергии ве-

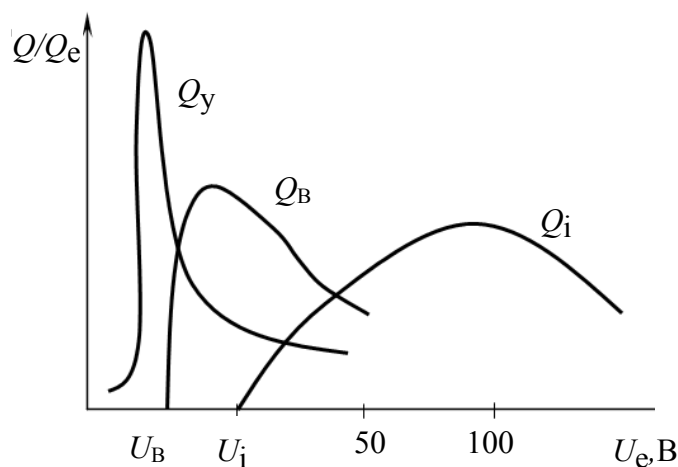


Рис. В5. Диаграмма эффективных сечений в ртути

роятность процессов столкновений падает из-за уменьшения времени взаимодействия электрона с атомом.

Лабораторная работа № 1

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Цель работы: ознакомление с различными методами аппроксимации эффективного поперечного сечения ионизации атома.

Основные сведения

Ионизацией атома называется расщепление его на положительный ион и один или несколько свободных электронов. Процесс ионизации может быть вызван соударением атома со свободным электроном или ионом, поглощением фотона и т. д. Достаточно распространенным вариантом является ионизация атома под действием неупругого электронного удара.

Вероятность соударений (столкновений) определяется через так называемое эффективное поперечное сечение. Под этим параметром понимается площадь, в пределах которой возможно взаимодействие электрона с атомом или молекулой. Для атома эффективное поперечное сечение ионизации определяется, как:

$$q_i = \sqrt{2}\pi d^2,$$

где d – эффективный диаметр атома. Под ним понимается условный диаметр мишени (диска), в пределах которого возможно взаимодействие электрона с атомом.

Если просуммировать эффективные диаметры атомов на единицу объема, получим полное эффективное сечение для процесса ионизации:

$$Q_i = \sqrt{2}\pi d^2 n, \text{ где } n - \text{концентрация атомов.}$$

Отсюда следует, что $Q_i = q_i n$. Соответственно, единица измерения Q_i – $[m^2 / m^3]$, т. е. $[m^{-1}]$. Часто значение Q_i относят к единичному давлению (1 мм рт. ст.) и температуре 0 °С, поэтому

$$Q_i = Q_{i0} p,$$

где Q_{i0} – эффективное сечение ионизации при единичном давлении.

Вопрос об измерении величины Q_i и всех производных от нее величин осложняется тем, что величина не является постоянной, а зависит от скорости движения заряженной частицы (электрона или иона). Поэтому для опре-

деления Q_i используют следующие аппроксимационные выражения:

1. Линейная аппроксимация, соответствующая небольшим превышениям энергии электронов над пороговым значением ионизации:

$$q_i(U) = C_i(U - U_i),$$

где C_i – коэффициент пропорциональности, характеризующий наклон кривых сечения ионизации у пороговых значений; U – энергия ионизирующих электронов; U_i – потенциал ионизации атома или молекулы.

2. Аппроксимация Лотца–Дрэвина:

$$q_i(U) = 2.66 S_0 n \left(\frac{Rd}{U} \right)^2 \left(\frac{U}{U_i} - 1 \right) \beta_1 \ln \left[1.25 \beta_2 \frac{U}{U_i} \right],$$

где $S_0 = \pi a_0^2 = 0.88 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ (a_0 – радиус первой боровской орбиты атома водорода); $Rd = 13.6 \text{ В}$ – потенциал ионизации атома водорода по Ридбергу; β_1 и β_2 – подгоночные коэффициенты; n – число эквивалентных электронов на внешней оболочке ионизируемого атома (электронов с одинаковыми главным и орбитальным квантовыми числами).

Рассмотренные зависимости $q_i = f(U)$ относятся к монохроматическому пучку электронов. В газовом разряде имеет место некоторое распределение энергии (f_e), чаще всего задаваемое законом Максвелла:

$$f_e = \frac{1}{N} \frac{dN}{dU_e} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{kT_e} \sqrt{\frac{eU}{kT_e}} e^{-\frac{eU}{kT_e}}.$$

Таким образом, для оценки средней скорости ионообразования в положительном столбе газового разряда надо пользоваться понятием сечения ионизации, усредненным по функции распределения электронов:

$$\langle q_i \rangle = \int_{U_i}^{\infty} q_i(U) f_e dU.$$

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с основными понятиями теории ионизации в газовом разряде и аппроксимационными формулами для определения эффективного поперечного сечения ионизации.

2. Получить у преподавателя вариант задания. Построить зависимости $q_i[U]$, используя аппроксимационные формулы и данные табл. 1.1. Первоначально подгоночные коэффициенты β_1 и β_2 принимаются равными 1.

Таблица 1.1

Параметры материалов и газов, используемые для расчета

Параметр	Газ		
	He	Ne	Ar
U_i , В	24.6	21.6	15.8
C_i , м ² /В	$1.3 \cdot 10^{-22}$	$1.58 \cdot 10^{-22}$	$20 \cdot 10^{-22}$
n	2	6	6
U_m , В	120	170	100
$q_i(U_m)$, м ²	$0.34 \cdot 10^{-20}$	$0.85 \cdot 10^{-20}$	$3.4 \cdot 10^{-20}$
A	4	20	40

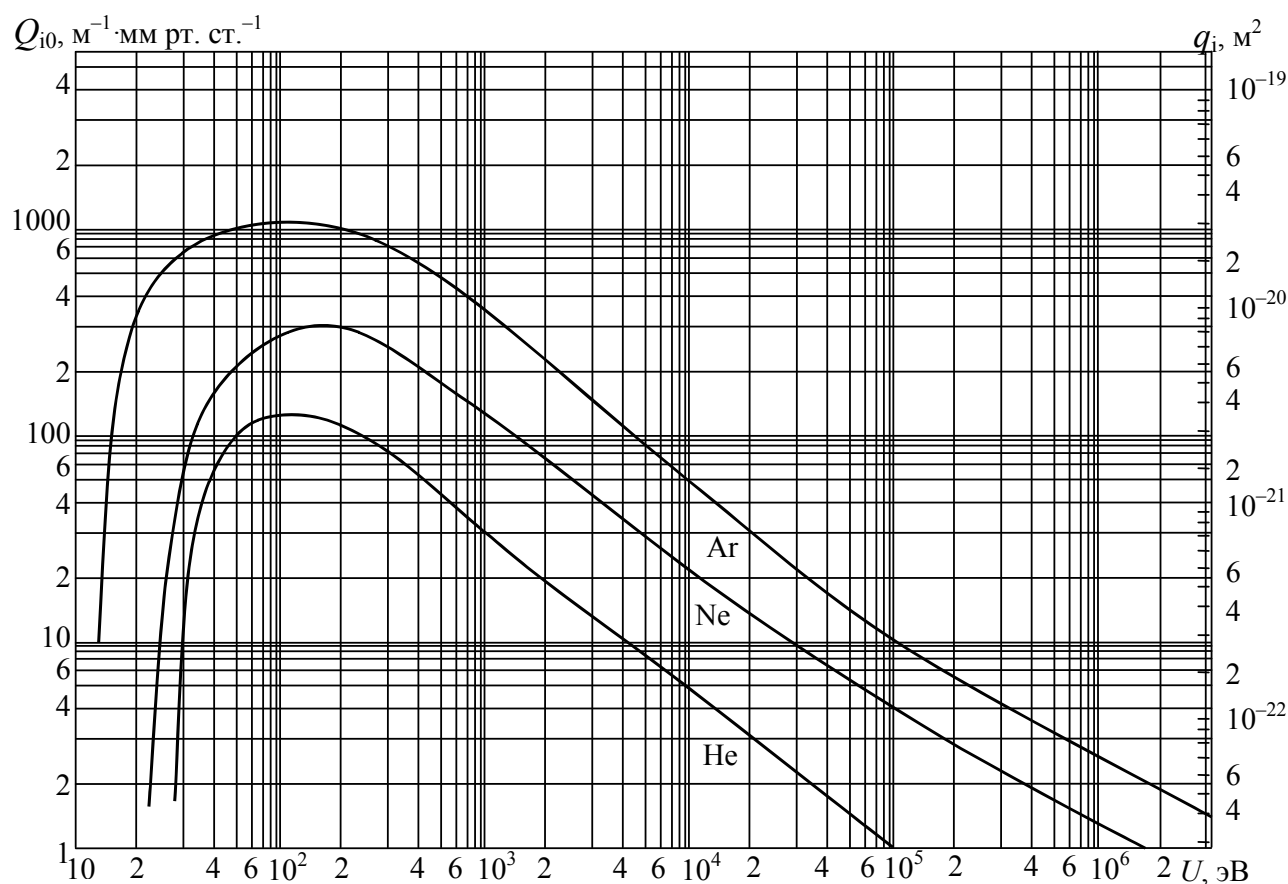


Рис. 1.1. Эффективные сечения ионизации некоторых газов

3. Согласовать полученные результаты с экспериментальными данными (рис. 1.1) путем подбора коэффициентов β_1 и β_2 . Координаты экстремума

экспериментальной зависимости: $q_i(U_m)$ и U_m приведены в табл. 1.1.

4. Построить зависимости $f_e = f(U)$ для $kT_e = 2; 6; 10$ эВ.

Содержание отчета

1. Цель работы. Основные теоретические положения.
2. Построенные аппроксимирующие кривые $q_i(U)$ для случая $\beta_1 = \beta_2 = 1$ и для случая согласованных результатов.
3. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными.
4. Распределение Максвелла для энергий 2, 6 и 10 эВ.
5. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 2

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Цель работы: изучение процесса резонансной перезарядки, расчет его эффективного поперечного сечения.

Основные сведения

Перезарядка – это один из видов неупругих соударений, происходящих в газовом разряде. Когда ионы движутся в собственном газе, помимо упругих соударений существует еще один процесс, в результате которого происходит потеря импульса и направленной скорости иона. Это процесс резонансной перезарядки. Он обладает большой вероятностью и очень сильно влияет на подвижность ионов.

Процесс перезарядки сводится к тому, что при сближении иона с медленным атомом газа ион захватывает у атома валентный электрон, превращаясь в быстрый атом, а атом становится медленно перемещающимся ионом. Таким образом, в разряде появляются быстрые атомы и медленные ионы.

Процессы перезарядки в собственном газе имеют резонансный (в квантово-механическом смысле) характер, поэтому сечения их велики, даже боль-

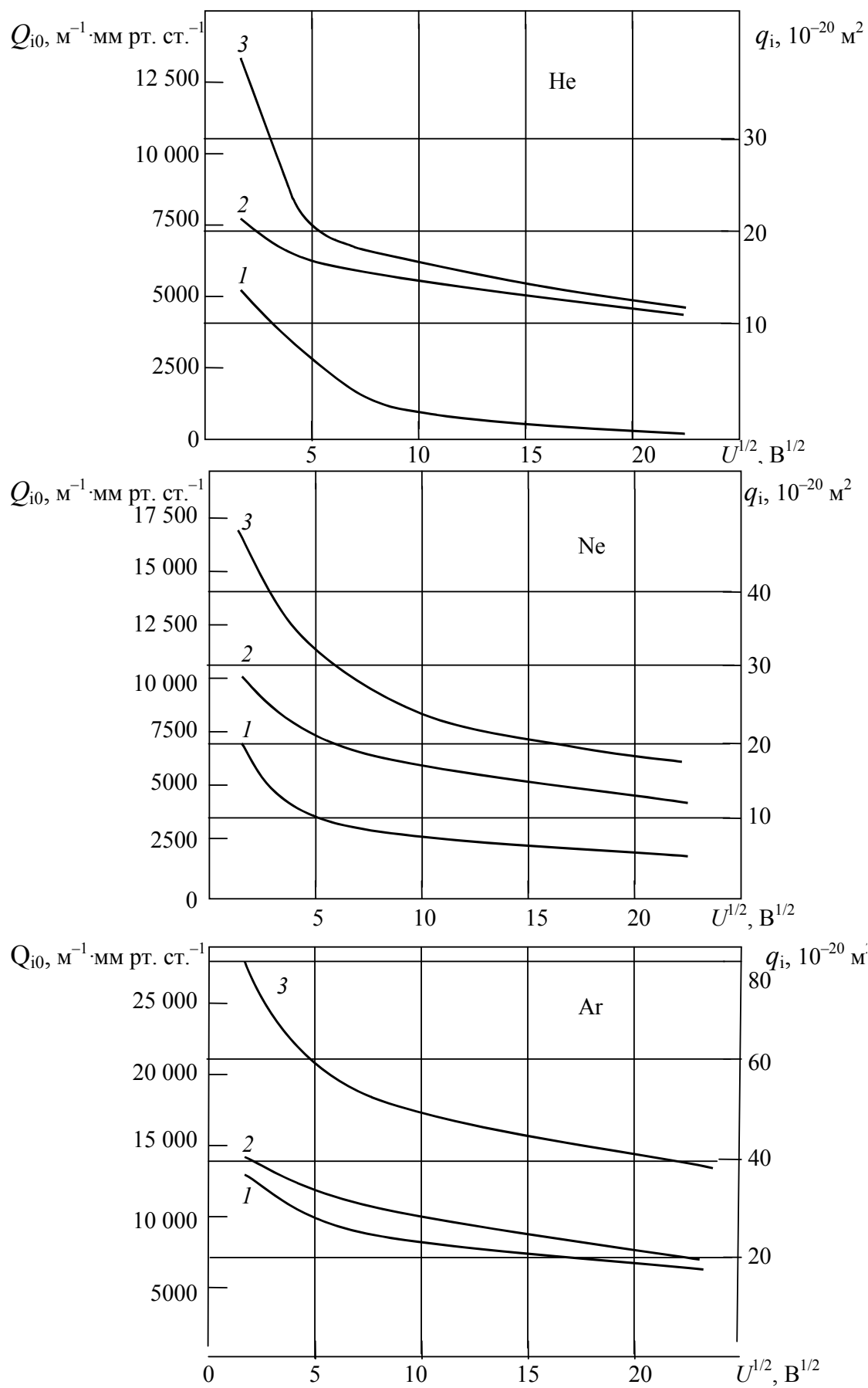


Рис. 2.1. Зависимости сечений перезарядки и упругого рассеяния в различных газах

ше чем сечения упругого рассеяния. Некоторые результаты измерений в одноатомных инертных газах показаны на рис. 2.1. Графики удобны тем, что на них нанесены сечения и перезарядки, и упругого рассеяния (1 – сечение упругого рассеяния, 2 – сечение перезарядки, 3 – их сумма).

Экспериментально исследовать перезарядку очень медленных ионов крайне трудно, как правило, сечения измеряют при энергиях ионов, превышающих несколько электрон-вольт. Поэтому представляет значительный интерес теоретическая формула, дающая довольно точные результаты.

Сечение перезарядки q_{Π} определяется решением трансцендентного уравнения графическим способом:

$$q_{\Pi} = q_0 \frac{Rd}{U_i} \left[\ln \left(\left(\frac{U_i}{Rd} \right)^{1/2} \frac{\vartheta_0}{[2eU/(q_{\Pi} m_i N_0)]^{1/2}} \right) \right]^2,$$

где $q_0 = 0.88 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ – площадь первой боровской орбиты; $Rd = 13.6 \text{ В}$ – потенциал ионизации атома водорода по Ридбергу; U_i – потенциал ионизации атома или молекулы; $\vartheta_0 = 2.2 \cdot 10^6 \text{ м/с}$; $m_i = A m_0$ (A – атомная масса, $m_0 = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ – масса протона); $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ – концентрация нейтралов при 1 мм рт. ст. и 300 К.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с основными теоретическими положениями.
2. Решить уравнение для сечения перезарядки для одного из указанных преподавателем газов. Необходимые данные для расчета представлены в табл. 1.1. Диапазон изменения U выбрать исходя из экспериментальных данных (рис. 2.1). Построить зависимость эффективного поперечного сечения ионизации от энергии для требуемого газа.
3. Сопоставить экспериментальные данные с расчетом.

Содержание отчета

1. Суть процесса перезарядки, его особенности.
2. Расчетные формулы с пояснением всех входящих величин.
3. Порядок и результаты расчета.

4. Сравнение полученных результатов с экспериментальными.
5. Выводы.

Лабораторная работа № 3

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕНИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА (КРИВЫЕ ПАШЕНА)

Цель работы: расчет напряжения возникновения газового разряда при различных условиях.

Основные сведения

Электрические разряды в газе подразделяют на несамостоятельные и самостоятельные. К несамостоятельным относятся разряды, для поддержания которых требуется эмиссия электронов из катода или образование заряженных частиц в разрядном промежутке под действием внешних факторов, например, таких как нагрев катода, облучение катода или газа в разрядном промежутке.

Если газоразрядный промежуток с двумя плоскопараллельными холодными электродами подключить к источнику питания через ограничительное сопротивление, то, изменяя значение протекающего в цепи тока, можно наблюдать виды электрических разрядов, различающиеся физическими процессами в межэлектродном пространстве и на электродах.

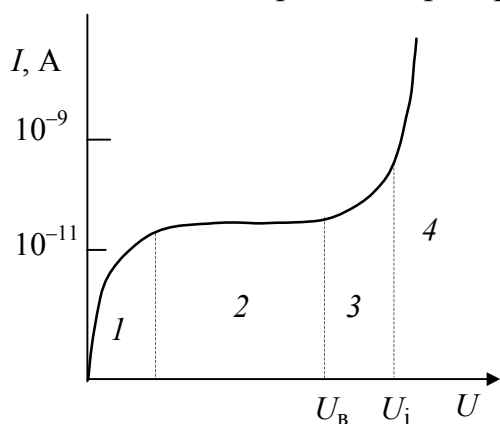


Рис. 3.1. Вольт-амперная характеристика несамостоятельного разряда

При не очень высоких напряжениях газы являются прекрасными изоляторами. Однако с помощью специальных методов можно установить, что в цепи протекает ток, который сначала увеличивается с повышением напряжения, затем становится постоянным и вновь изменяется при дальнейшем увеличении напряжения (рис. 3.1).

В области начального участка вольт-амперной характеристики газового разряда 1 происходит рост числа электронов, доходящих до анода, поэтому

ток I растет с увеличением прикладываемого напряжения U .

Участок 2 соответствует режиму насыщения, так как все электроны, возникающие на катоде либо в межэлектродном промежутке, достигают анода. Заметим, что покидающие катод электроны (при любых видах эмиссии) имеют малые (порядка долей или единиц электрон-вольт) энергии и, следовательно, не могут произвести ионизацию газа. Двигаясь в электрическом поле, они должны накопить энергию, равную или больше энергии ионизации $W_i \geq eU_i$.

На участке 3 энергия, приобретенная электронами, достаточна для возбуждения и ионизации газа. Начинается процесс лавинообразного размножения электронов: количество свободных электронов и, соответственно, ионов возрастает в геометрической прогрессии. Ток в цепи увеличивается и наступает режим газового усиления.

В области 4 рост тока связан с появлением вторичных электронов, выбиваемых из катода в результате его бомбардировки положительными ионами, что и приводит к возникновению самостоятельного разряда.

Рассмотрим процессы, протекающие в разрядном промежутке при различных напряжениях. В том случае когда $U = U_i$, ионизация может происходить в результате соударений непосредственно на поверхности анода; если $U > U_i$, то такие соударения могут происходить не только у самого анода, но и в межэлектродном промежутке; при $U > 2U_i$ внутри промежутка имеет место вторичная ионизация, приводящая к увеличению разрядного тока.

Количественной мерой этого процесса служит коэффициент объемной ионизации α , равный числу актов ионизации, производимых одним электроном на единице длины его пути.

Самостоятельный газовый разряд возникает, когда напряжение на электродах прибора и тем самым напряженность поля в промежутке возрастают настолько, что выполняется условие

$$\gamma(e^{\alpha l} - 1) = 1, \quad (3.1)$$

где α — коэффициент объемной ионизации; γ — коэффициент вторичной эмиссии (число выбитых с катода электронов, приходящихся на один ион); l — расстояние между электродами.

В условии (3.1) член $e^{\alpha l}$ определяет число электронов в лавине, инициированной одним электроном; разность $(e^{\alpha l} - 1)$ — количество ионов в

лавине (единица отнимается в связи с тем, что один из электронов лавины вышел из катода, а не появился в результате ионизации); левая часть уравнения (3.1) – число электронов, выбитых из катода ионами. Равенство этого числа единице означает, что электрон, инициировавший лавину и ушедший на анод, замещается электроном, выходящим из катода под действием ионов лавины. Иными словами, обеспечивается самоподдержание процесса.

Часто интенсивность объемной ионизации измеряют коэффициентом $\eta = \alpha / E$, который показывает число актов ионизации, совершенных одним электроном при прохождении разности потенциалов в 1 В. Заменяя α на η в (3.1) и учитывая, что в момент возникновения разряда распределение электрического поля в промежутке линейно, т. е. $E = U_B / l$, можно получить:

$$\gamma(e^{\eta U} - 1) = 1. \quad (3.2)$$

Решив уравнение (3.2) относительно U , можно получить выражение для определения напряжения возникновения самостоятельного разряда:

$$U_B = U_0 + \frac{1}{\eta} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right), \quad (3.3)$$

где U_0 – поправка на начальную энергию электронов, численно равная потенциалу ионизации газа U_i .

Зависимость коэффициента объемной ионизации газа от приведенной напряженности электрического поля E / p_0 может быть выражена, например, аппроксимацией Таунсенда:

$$\eta = \frac{A}{E/p} \exp \left(- \frac{B}{E/p} \right), \quad (3.4)$$

где A и B – коэффициенты, зависящие от рода газа.

Подставив выражение (3.4) в формулу (3.3) и учитывая, что в момент возникновения разряда распределение электрического поля в промежутке линейно, т. е. $E = U_B / l$, можно получить зависимость $U_B = f(pl)$. Эта зависимость была экспериментально проверена в различных газах немецким физиком Пашеном в 1889 г.; поэтому и носит название кривой Пашена. Графическая иллюстрация закона представлена на рис. 3.2.

Основной особенностью данной кривой является наличие минимума при значениях $pl = 1 \dots 5$ мм рт. ст.·см (в зависимости от рода газа и материала катода). Минимум объясняется оптимальным соотношением между числом столкновений электронов с молекулами и вероятностью ионизации при столкновениях.

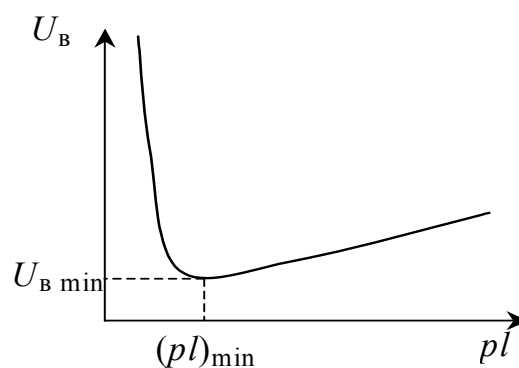


Рис. 3.2. Кривая Пашена

С ростом pl число столкновений увеличивается за счет увеличения числа молекул или длины пути, проходимого электронами, а вероятность снижается в результате уменьшения энергии, приобретаемой электронами на длине пробега.

Иными словами, при очень малых pl в промежутке мало молекул из-за низкого давления или электроны пролетают на анод преимущественно без столкновений из-за малого расстояния. При больших pl из-за малой напряженности поля или малой длины свободного пробега электроны не могут набрать энергию, достаточную для эффективной ионизации.

В обоих случаях для обеспечения уровня ионизации, необходимого для возникновения разряда, приходится увеличивать напряжение, обеспечивая этим повышение энергии электронов и вероятности ионизации при ударах.

Таблица 3.1

Параметры материалов и газов, необходимые для расчета

Газ	$U_i, \text{В}$	$A, \text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$	$B, \text{В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$	γ		
				Mo	Ni	Ba
Ne	21,5	4	100	0,15	0,068	0,33
Ar	15,6	14	180	0,08	0,03	0,22
He	24,5	3	34	0,20	0,11	0,42
H ₂	15,4	5	130	0,015	0,013	0,12

Параметры некоторых газов и материалов мишени, необходимые для расчета кривых Пашена, приведены в табл. 3.1.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с основными теоретическими положениями.
2. Пользуясь вышеизложенным материалом, вывести зависимость $U_B = f(pl)$. Получить у преподавателя вариант задания. Построить кривые Пашена для требуемых газов и материалов мишени.

Таблица 3.2

**Экспериментальные значения наклона и минимума кривой Пашена
для различных материалов и газов**

Материал мишени	Газ					
	Ne		He		Ar	
	$U_{B \min},$ В	$(pl)_{\min},$ мм рт. ст. · см	$U_{B \min},$ В	$(pl)_{\min},$ мм рт. ст. · см	$U_{B \min},$ В	$(pl)_{\min},$ мм рт. ст. · см
Mo	155	1.55	175	3.5	116	0.58
Ni	205	2.05	216	4.32	141	0.7
Ba	—	—	126	—	71	—
$H,$ В/(мм рт. ст. × ×см)	5		7		20	

3. Для каждой полученной кривой Пашена необходимо вычислить наклон правой ветви H , найти положение минимума кривой. Полученные расчетные значения сравнить с экспериментальными результатами, приведенными в табл. 3.2.

Содержание отчета

1. Цель работы. Основные теоретические положения.
2. Построенные кривые Пашена. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными.
3. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИБОРОВ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Цель работы: ознакомление с основными формами тлеющего разряда и исследование работы приборов на его основе.

Основные сведения

Тлеющий разряд – это самостоятельный разряд в газе с холодным катодом. Для него характерна существенная плотность тока по сравнению с несамоподдерживаемым разрядом, которая вызывает искажение электрического поля между электродами. Поэтому в тлеющем разряде наблюдается неравномерное распределение потенциала и отличие напряжения возникновения разряда от напряжения его поддержания.

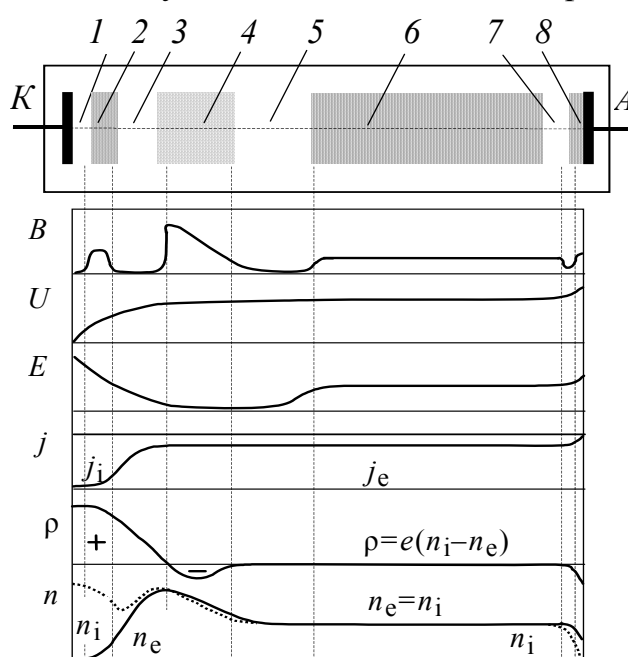
Вторичные электроны, испускаемые катодом, возникают в результате бомбардировки его положительными ионами. Ионы скапливаются у катода, в результате вблизи него образуется слой определенной толщины с большим положительным объемным зарядом. Наличие этого слоя является отличительным признаком тлеющего разряда. Здесь имеет место наибольший градиент потенциала, а падение напряжения в слое положительного объемного заряда называют катодным падением.

Катодное падение напряжения составляет 100...180 В для катодов из чистых металлов и 40...100 В для активированных катодов. Катодное падение определяется в основном работой выхода электронов из материала катода и родом газа; чем меньше работа выхода электронов, тем меньше катодное падение напряжения.

Отличительной особенностью тлеющего разряда является слоистая структура, выражающаяся в чередовании темных и светлых областей. Эти слои хорошо наблюдаются при низких давлениях газа и достаточно большом расстоянии между электродами. Интенсивность свечения светлых областей различна, как и различны происходящие в них элементарные процессы.

На рис. 4.1 приведена характерная структура чередующихся светлых и темных слоев в разрядной трубке, а также распределение яркости, напряжения, напряженности электрического поля, плотности тока, плотности пространственного заряда и концентрации заряженных частиц. К катоду приле-

гает очень узкое *астоново темное пространство 1*. Затем следует тонкий



слоем *катодного свечения 2*, за которым расположено *темное катодное пространство 3*. Следующая за ним область – это *отрицательное свечение 4*, которое затухает в направлении анода и переходит в *темное фарадеево пространство 5*. За ним начинается однородно светящийся *положительный столб 6*. Разряд заканчивается темным *анодным пространством 7* и узкой пленкой *анодного свечения 8*.

Рис. 4.1. Картина тлеющего разряда

Обеспечивающие существование тлеющего разряда, происходят в катодных частях разряда и на катоде. Положительный столб, напротив, не является существенной частью разряда. Если приближать анод к катоду, то сокращается именно эта область разряда. При определенном расстоянии между электродами, которое называется критическим, положительный столб исчезает. Следует отметить наличие большого пространственного заряда и сильного поля у катода, которое почти линейно спадает до очень малой величины около катодной границы отрицательного свечения.

В катодных частях разряда преобладает направленное движение электронов и положительных ионов, тогда как положительный столб представляет собой низкотемпературную газоразрядную плазму, в которой доминирует хаотическое движение зарядов.

Условие самостоятельности (самоподдержания) разряда обеспечивается процессами в катодных частях разряда, где под действием бомбардировки катода положительными ионами и фотоэффекта возникают новые, так называемые вторичные, электроны, принимающие участие в ионизации атомов газа. Роль положительного столба заключается в том, чтобы обеспечить замкнутую цепь тока в разряде.

Иногда катодным темным пространством называют всю область до границы отрицательного тлеющего свечения. На эту область приходится основ-

Основные процессы, обеспечивающие существование тлеющего разряда, происходят в катодных частях разряда и на катоде.

ная доля падения напряжения на разряде.

За областью катодного темного пространства следует отрицательное тлеющее свечение. Оно имеет резкую границу со стороны катода и размытую со стороны анода. В отрицательном тлеющем свечении электрическое поле мало. Ионизированный газ представляет собой почти квазинейтральную плазму, пронизываемую потоком быстрых электронов из катодного темного пространства. Излучение тлеющего свечения обусловлено, в основном, рекомбинацией медленных электронов, потерявших энергию на упругих столкновениях в области катодного падения, с положительными ионами.

Следующее за отрицательным тлеющим свечением фарадеево темное пространство является переходной областью от катодных частей разряда к положительному столбу. Здесь напряженность поля очень мала, поэтому электроны испытывают только упругие соударения. В конце этой области электроны приобретают энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов газа. Возникает положительный столб, который представляет собой квазинейтральную плазму с малой напряженностью поля. В прианодной области электроны притягиваются анодом, а ионы отталкиваются. В результате перед анодом возникает отрицательный пространственный заряд. Это вызывает увеличение электрического поля и анодный скачок потенциала.

В приборах тлеющего разряда используется, как правило, «короткий» разряд, когда расстояние между электродами меньше критического. Поэтому источником видимого излучения является отрицательное тлеющее свечение. Спектр излучения зависит от состава наполняющего газа. Обычно используется неон и смеси на его основе, дающие оранжево-красный цвет свечения. Наиболее часто используются смеси $\text{Ne} + \text{Ar}$, $\text{Ne} + \text{He}$, $\text{Ne} + \text{Xe}$ (Kr) при различном процентном содержании компонентов. Изменение состава газовой смеси незначительно влияет на цвет свечения, но существенно на плотность тока, напряжение возникновения и поддержания разряда. В то же время перечисленные параметры, а также толщина катодной части разряда остаются почти постоянными при изменении тока.

Если сила тока через прибор не превышает значения, при котором не вся поверхность катода участвует в электронной эмиссии, т. е. не вся покрыта свечением, то катодное падение напряжения не зависит от тока и остается постоянным – закон Геля. В этом случае его называют нормальным катодным падением, а тлеющий разряд – нормальным тлеющим разрядом.

Тлеющий разряд – слаботочный, при токе порядка 0.3 А появляется тенденция к переходу в дуговой разряд. Поэтому приборы тлеющего разряда имеют максимальные токи в пределах 0.1 А.

Если в разряде участвует вся поверхность катода, то с увеличением тока увеличивается и катодное падение напряжения, так как в этом случае обеспечивается большая эмиссия с единицы поверхности катода. Такой разряд называют аномальным тлеющим разрядом. В аномальном тлеющем разряде с увеличением тока возрастает яркость свечения на катоде и существенно – скорость распыления материала катода.

Начальный участок аномально тлеющего разряда используется в различных индикаторах, в частности, в цифровых и знаковых индикаторах, применяемых в измерительной технике для отображения информации. Нормальный тлеющий разряд используется в стабилизаторах напряжения. При этом постоянство катодного падения потенциала в тлеющем разряде обеспечивает хорошую стабилизацию напряжения на уровне 100 В и более.

На рис. 4.2 приведена упрощенная электрическая схема, включающая в себя исследуемый прибор тлеющего разряда П, балластное сопротивление R_6 и сопротивление нагрузки R_H , амперметры для измерения общего тока I и токов, протекающих через прибор I_P и нагрузку I_H , а также вольтметры, фиксирующие входное напряжение U_{BX} и напряжение на исследуемом приборе U_P .

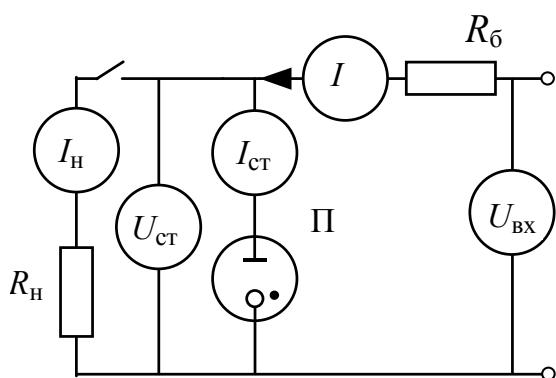


Рис. 4.2. Схема включения стабилитрона в электрическую цепь

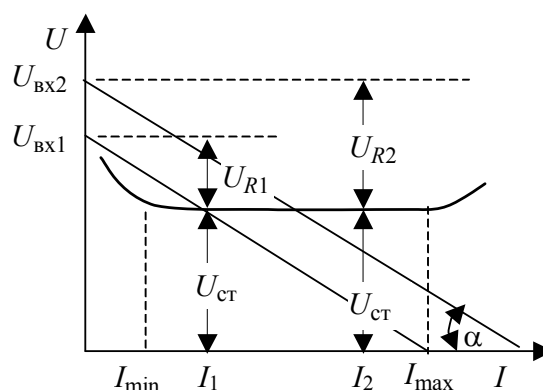


Рис. 4.3. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда

Переключателем (на схеме не показан) можно включать в схему стенда различные по конструкции приборы. В лабораторной работе исследуются: экспериментальная лампа Л, имеющая плоскую конструкцию с рамочным анодом и неоновым наполнением; линейный индикатор ИН-9, имеющий ка-

тод в виде тонкой нити и цилиндрический анод с прорезями для наблюдения свечения, наполнение – смесь неона с аргоном; различные типы стабилитронов тлеющего разряда типа СГ2С, СГ3С, СГ4С, СГ2П, СГ15П, СГ16П, имеющие разную конструкцию и газовое наполнение; цифровые индикаторные лампы, содержащие набор цифр 0...9, а также специальные символы.

Цифровые индикаторные лампы предназначены для отображения информации в цифровой и знаковой (в виде специальных символов) форме в информационных табло различного назначения. Это многокатодные приборы, причем форма катода соответствует форме знака. Катоды расположены параллельно друг другу по принципу наименьшего экранирования светящихся знаков. Подбор газового наполнения и давления обеспечивает малый разброс напряжений возникновения разряда между цифровыми катодами и анодом. Достоинством этих приборов является естественное начертание символов и простота управления.

Любой прибор тлеющего разряда обладает свойствами стабилизации за счет независимости напряжения поддержания разряда от тока. Рассмотрим принципы стабилизации напряжения на примере стабилитрона тлеющего разряда, типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) которого приведена на рис. 4.3.

Допустим, что величина входного напряжения $U_{вх1}$, в этом случае прямая линия сопротивления, проведенная через $U_{вх1}$ от оси ординат до оси абсцисс под углом $\operatorname{tg} \alpha = U/I$, при пересечении с ВАХ даст точку устойчивого горения разряда в данном режиме. Стабилитрон подключен параллельно нагрузке, поэтому падение напряжения на этих элементах одинаково и равно $U_{ст}$. Падение напряжения $U_б$ на балластном сопротивлении $R_б$ создается током I . При изменении входного напряжения, например в сторону увеличения, до значения $U_{вх2}$ линия сопротивления переместится параллельно себе самой и даст новую точку пересечения с ВАХ стабилитрона. При этом напряжение стабилизации, в пределах от I_{\min} до I_{\max} , изменится незначительно, а падение напряжения на балластном сопротивлении $U_{б2}$ изменится за счет увеличения тока до величины I_2 . Таким образом, при работе стабилитрона рабочая точка перемещается по ВАХ. Ограничив ее движение в пределах пологой части характеристики, достаточной для качественной стабилизации напряжения, по-

лучим значения I_{\min} и I_{\max} , в пределах которых и будет работать стабилизатор.

Рассмотрев схему рис. 4.2, можно записать: $U_{\text{ВХ}} = U_{R_6} + U_{\text{СТ}}$; $U_{\text{ВХ}} = IR_6 + U_{\text{СТ}}$, отсюда $R_6 = (U_{\text{ВХ}} - U_{\text{СТ}})/I$. Учитывая, что $I = I_{\text{Н}} + I_{\text{СТ}}$, можно записать: $R_6 = (U_{\text{ВХ}} - U_{\text{СТ}})/(I_{\text{Н}} + I_{\text{СТ}})$.

Корректная величина $I_{\text{СТ}}$ выбирается в зависимости от того, как изменяется входное напряжение $U_{\text{ВХ}}$. Если изменение одинаково как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения, то расчетная точка берется посередине рабочего участка ВАХ, и тогда $I_{\text{СТ}} = (I_{\max} + I_{\min})/2$, если же изменения входного напряжения несимметричны, то рабочая точка для расчета выбирается исходя из закона пропорциональности.

Качество стабилизации определяется коэффициентом стабилизации по току K_I (при постоянном входном напряжении) и коэффициентом стабилизации по напряжению K_U (при постоянном токе нагрузки):

$$K_I = \frac{\Delta I_{\text{Н}}}{I_{\text{Н}}} \left| \frac{\Delta U_{\text{Н}}}{U_{\text{Н}}} \right|; \quad K_U = \frac{\Delta U_{\text{ВХ}}}{U_{\text{ВХ}}} \left| \frac{\Delta U_{\text{Н}}}{U_{\text{Н}}} \right|,$$

где $I_{\text{Н}}$, $U_{\text{Н}}$, $U_{\text{ВХ}}$ – значения параметров в рабочей точке вольт-амперной характеристики стабилизатора.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с руководством к лабораторной работе и схемой лабораторной установки. Установить движки реостатов и выключатели сопротивлений в положения, соответствующие минимальным значениям токов и напряжений на схеме. Включить питание схемы.

2. Измерить напряжение возникновения разряда лампы тлеющего разряда с плоским катодом Л. Снять вольт-амперную характеристику $U_{\text{П}} = f(I_{\text{а}})$, одновременно замеряя площадь катода, занятую разрядом. Характеристику снимать до токов, в 1.2...1.5 раза превышающих ток полного покрытия катода.

3. Измерить напряжение возникновения разряда линейного индикатора напряжения тлеющего разряда ИН-9. Снять вольт-амперную характеристику

$U_{\Pi} = f(I_a)$, одновременно замеряя длину светящегося столба. Характеристики снимать до токов, в 1.2...1.5 раза превышающих ток, соответствующий максимальной длине столба.

4. Снять ВАХ нескольких стабилитронов (по указанию преподавателя).

5. По указанию преподавателя для двух режимов стабилизации выбрать стабилитрон, рассчитав балластное сопротивление и выставить на схеме полученные $R_{\text{б}}$ и I . Проверить экспериментально расчетную рабочую точку.

6. Снять нагрузочные характеристики $U_{\Pi} = f(I_{\text{н}})$ и стабилизационные характеристики $U_{\Pi} = f(U_{\text{вх}})$ для указанных режимов стабилизации.

Содержание отчета

1. Цель работы. Схема лабораторной установки.

2. Вольт-амперная характеристика лампы тлеющего разряда Л. Значение напряжения возникновения разряда. Зависимость плотности тока на катоде от разрядного тока.

3. Вольт-амперная характеристика индикатора ИН-9. Значение напряжения возникновения разряда. Градуировочная характеристика индикатора: зависимость длины светящегося столба от разрядного тока.

4. Вольт-амперная характеристика стабилитрона. Нагрузочные характеристики $U_{\Pi} = f(I_{\text{н}})$ и стабилизационные характеристики $U_{\Pi} = f(U_{\text{вх}})$ для двух режимов стабилизации.

5. Результаты исследования цифровых индикаторных ламп.

6. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 5

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА

Цель работы: ознакомление с основными свойствами коронного разряда.

Основные сведения

Коронный разряд является самостоятельным разрядом в сравнительно плотном газе.

Если к двум электродам, между которыми находится газовый промежуток, приложить электрическое поле, то при определенной разности потенциалов между электродами, которую назовем критической и обозначим через U_0 , возникает коронный разряд. Его появление существенным образом зависит от конфигурации электродов. Легче всего коронный разряд возникает между остриями, тонкими проволочками, шарами малого диаметра и т. п. Внешне коронный разряд проявляется в том, что в небольшом объеме газа (воздуха) около одного или обоих электродов возникает слабое свечение (в воздухе – сине-зеленого цвета). При прочих равных условиях вероятность появления свечения вокруг электрода, а следовательно, короны тем больше, чем меньше радиус кривизны электродов. Электрод, вокруг которого наблюдается свечение, называют коронирующим электродом. Свечение, возникающее при коронном разряде около электрода, связано с элементарными процессами, происходящими на границе электрод–воздух или в объеме воздуха вблизи электрода. В результате элементарных процессов в небольшом объеме воздуха вблизи электрода протекают ионизация, возбуждение, диссоциация молекул азота и кислорода. Естественно, что в этом объеме воздуха должны развиваться и обратные процессы: рекомбинация ионов и электронов, образование отрицательных ионов, переход возбужденных молекул (атомов) из возбужденных состояний в нормальные с излучением квантов света и т. д. По своему спектральному составу свечение, наблюдаемое при коронном разряде в воздухе, состоит преимущественно из молекулярных полос испускания, принадлежащих второй положительной системе полос молекулярного азота и первой отрицательной системе полос ионизованного молекулярного кислорода, благодаря чему свечение концентрируется в сине-зеленой и ультрафиолетовой областях спектра.

Если коронирующий электрод присоединить к положительному полюсу источника питания, то коронный разряд называется положительной короной; при присоединении коронирующего электрода к отрицательному полюсу – отрицательной короной. Практически различия между спектральным составом свечения, возникающего при положительной и отрицательной коронах, не существует, хотя есть некоторая разница в самом характере свечения. В случае положительной короны свечение вокруг коронирующего электрода распределяется равномернее, чем при отрицательной короне. В последнем случае свечение сосредоточено у отдельных точек коронирующего электрода. Кроме того, критические потенциалы коронного разряда и искрового пробоя неодинаковы.

Возникновение коронного разряда объясняется появлением вблизи коронирующего электрода резкой неоднородности электрического поля, значительно превосходящей напряженность электрического поля на других участках воздушного промежутка между электродами. Для возникновения коронного разряда напряженность поля у электрода должна превосходить электрическую прочность воздуха. В результате большой напряженности электрического поля слой воздуха вблизи коронирующего электрода будет пробит и станет проводящим. При этом около электрода возникает корона. Радиус проводящего слоя возрастает до тех пор, пока на его границе напряженность электрического поля не станет равной электрической прочности воздуха. Таким образом, при коронном разряде пробой газа распространяется не на весь воздушный междуэлектродный промежуток. Если приложенную к электродам разность потенциалов увеличивать сверх критического потенциала U_0 , то с повышением напряжения сила разрядного тока быстро увеличивается, а толщина коронирующего слоя около электрода возрастает. При определенной разности потенциалов между электродами наступает искровой пробой всего газового промежутка.

Отрицательный коронный разряд. В разрядном промежутке коронного разряда электроны осуществляют ударную ионизацию, возбуждение и диссоциацию молекул воздуха. В итоге каждый свободный электрон способен на своем пути к аноду создать ряд новых электронов, образующих движущуюся от катода к аноду лавину. Наряду с образованием такой лавины в зоне ионизации появляются и положительные ионы, которые под действием электрического поля начинают двигаться к катоду, а также значительное

число возбужденных молекул и атомов. При этом, например, молекулы воздуха под действием электронного удара в коронном разряде могут возбуждаться до высоких энергий. Такие возбужденные молекулы (атомы) при переходе в нормальное состояние испускают кванты лучистой энергии, преимущественно в области вакуумного ультрафиолета, для которых характерен весьма большой показатель поглощения. Поглощаясь в воздушном промежутке, кванты будут ионизовать новые молекулы. Появление новых центров ионизации приводит к возникновению новых электронных лавин.

По мере удаления от катода напряженность электрического поля убывает, что, в свою очередь, приводит к уменьшению скорости движения (энергии) свободных электронов в лавине. На некотором расстоянии L от катода электрическое поле ослаблено настолько, что свободные электроны, движущиеся в лавине, практически перестают производить дальнейшую ионизацию молекул (атомов) воздуха, из-за чего коэффициент объемной ионизации становится приблизительно равным нулю. Оставшиеся в воздушном промежутке свободные электроны с малыми энергиями либо рекомбинируют с положительными ионами, либо же, взаимодействуя с атомами и молекулами кислорода, образуют отрицательные ионы. Вероятность образования отрицательных ионов в воздухе при нормальной плотности весьма велика из-за большого электронного сродства атомарного и молекулярного кислорода.

Следовательно, на расстоянии от катода свыше L , т. е. за пределами области отрицательного коронного разряда, образуется внешняя униполярная область, носителями тока в которой являются отрицательные ионы кислорода (O_2 , O^-). Под действием электрического поля такие ионы медленно перемещаются к аноду. Из-за малой подвижности отрицательных ионов кислорода за пределами области коронного разряда в воздушном промежутке образуется отрицательный пространственный заряд, который будет препятствовать продвижению к аноду отрицательных ионов, что приведет к ограничению силы тока коронного разряда.

Несколько иная картина создается при образовании отрицательной короны в электроположительных газах, например, в чистом азоте. В этом случае за пределами области коронного разряда также находятся отрицательные заряды, однако носителями тока являются свободные электроны. Поскольку подвижность свободных электронов во много раз больше подвижности отрицательных ионов, при одной и той же силе тока плотность объемного заряда,

образуемая свободными электронами, значительно меньше плотности объемного заряда, создаваемого отрицательными ионами кислорода. Поэтому в чистых электроположительных газах отрицательный объемный пространственный заряд ограничивает ток коронного разряда гораздо слабее, чем в газах, способных образовывать отрицательные ионы.

Положительный коронный разряд. В этом случае коронирующий электрод является анодом, а катодом служит электрод с большим радиусом кривизны (например, плоскость). При положительной короне основная роль отводится электронам, возникающим в процессе объемной фотоионизации молекул воздуха между электродами. При достаточно большой напряженности электрического поля свободный электрон приобретает значительную энергию на своем пути движения к аноду. Электроны, движущиеся в сильном электрическом поле, на своем пути к аноду станут ионизовать молекулы воздуха, что приведет к образованию электронной лавины, которая в конечном итоге попадает на анод. У анода, т. е. в области положительного коронного разряда, протекают не только процессы ионизации электронным ударом, но и процессы возбуждения молекул воздуха и их продуктов диссоциации. Кванты света, испущенные такими молекулами (атомами), будут ионизовать в объеме газа новые молекулы. Образовавшиеся таким образом фотоэлектроны пополняют убыль электронов в области коронного разряда.

За пределами области положительного коронного разряда в межэлектродном воздушном промежутке находятся положительные ионы азота N_2^+ , N^+ , которые под действием электрического поля медленно перемещаются к катоду. Эти положительные ионы создают положительный пространственный заряд, ограничивающий силу тока коронного разряда. Как и в случае отрицательной короны, при увеличении разности потенциалов между электродами толщина коронирующего слоя в положительной короне возрастает и при некоторой критической разности потенциалов наступает искровой пробой.

Сила тока коронного разряда определяется сопротивлением внешней области короны. Поэтому для нахождения вольт-амперной характеристики надо решить уравнение Пуассона для внешней области короны. Полная система уравнений, описывающих распределение поля во внешней области коронного разряда, имеет вид

$$\operatorname{div} E = \rho / \varepsilon_0, \quad E = -\operatorname{grad} U, \quad \operatorname{div} j = 0, \quad j = \rho k E.$$

Обычно на практике пользуются простыми приближенными формулами, либо найденными эмпирически, либо выведенными на основе теоретических расчетов при значительном упрощении задачи.

Дейтш, решая задачу приближенно, вывел формулы характеристики короны для следующих случаев:

1) провод – плоскость:

$$I = \frac{0.78 \ k}{h^2 \ln(2h/r_0)} U(U - U_0),$$

где h – расстояние от провода до плоскости; r_0 – радиус коронирующего провода; k – подвижность заряженных частиц (положительная $k^+ = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, отрицательная $k^- = 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; U_0 – напряжение возникновения короны;

2) проводов радиуса r_0 , расположенных на равном расстоянии от плоскостей и на расстоянии d один от другого:

$$I = \frac{4\pi^2 Ak}{d^3 [(4h/d) - \ln(2hr_0/d)]} U(U - U_0).$$

Константа A рассчитывается отдельно для каждого значения h и d .

Для любой конфигурации электродов ток коронного разряда можно представить следующим выражением: $I = AkU(U - U_0)$.

Прерывистые явления в коронном разряде. И положительная, и отрицательная корона сопровождается в воздухе характерным звуковым явлением – шипением. Это шипение носит несколько различный характер в случае положительной и отрицательной корон и при каждой из них изменяется с изменением силы коронного тока. Таким образом, уже непосредственное визуальное наблюдение коронного разряда указывает на ряд прерывистых явлений в короне. Прерывистый характер коронного разряда был обнаружен Тричелем. Коронный ток, как показал Тричель, складывается из периодических и правильно чередующихся импульсов. При повышении напряжения сила тока в каждом импульсе остается неизменной, а общая сила тока коронного разряда увеличивается за счет увеличения частоты чередования импульсов.

Каждый регулярный импульс представляет собой обычным образом развивающийся ряд лавин, сопровождаемый фотоионизацией в окружающем объеме газа. Как показали исследования, прерывистые явления тока корон-

ного разряда наблюдались только в электроотрицательных газах и при наличии последних в смеси газов хотя бы в небольшом количестве.

Частота чередования импульсов Тричеля обуславливается временем накопления и рассасывания пространственного заряда.

Применение коронного разряда в технике. Вольт-амперная характеристика тока коронного разряда данного промежутка $I = AkU(U - U_0)$ зависит от геометрии промежутка, наполняющего его газа и состояния электродов. В некоторых газоразрядных приборах используется зависимость "критического потенциала" от одного из параметров разрядного промежутка (приборы для определения температуры, давления, влажности газа).

Отрицательный коронный разряд применяется для зарядки и последующего осаждения электрическим полем взвешенных в газе посторонних мелких частиц: пылинок, частиц дыма (аэрозолей), мелко распыленных продуктов и т. д. Такая аппаратура носит название электрофилтра.

Если через область с коронным разрядом проходят неодинаковые по размерам и физической природе частицы, то происходит их частичное разделение. Это явление используется в электросепараторах.

Коронный разряд также применяется для непрерывного и безинерционного анализа газовых смесей. В этом случае при изменении состава газа в разрядном промежутке изменяется напряжение коронного разряда.

Большое различие в подвижности положительных ионов и электронов в разрядном промежутке позволяет использовать коронный разряд также для выпрямления и стабилизации высокого напряжения.

Коронный разряд нашел также применение в экспериментальной ядерной физике. Счетчики медленных нейтронов (типа СНМ-9, СНМ-13) работают в режиме коронного разряда. Широко применяется коронный разряд в электрографии, электроокраске, медицине, сельском хозяйстве, в промышленности для нанесения порошковых покрытий, в текстильной промышленности и т. д.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с руководством к лабораторной работе и схемой лабораторной установки. Установить ручку регулятора напряжения в положение, соответствующее нулевому напряжению.

2. Снять ВАХ отрицательного коронного разряда промежутка игла–плоскость для трех фиксированных расстояний между электродами: $H_1 = 5.5$ мм; $H_2 = 6.5$ мм; $H_3 = 8$ мм.

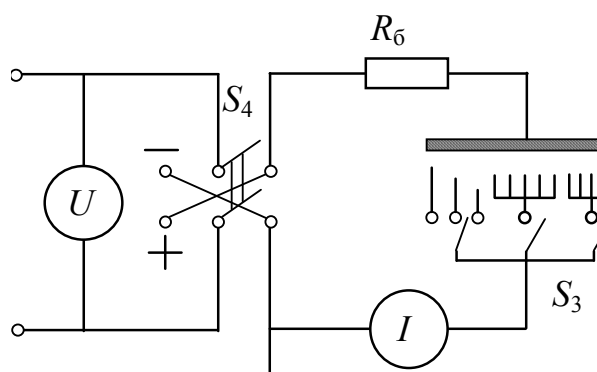


Рис. 5.1. Блок-схема лабораторной установки

3. Снять ВАХ отрицательного коронного разряда промежутка ряд игл –плоскость для двух значений расстояния между иглами в ряду $b = 7.5$ мм и $b = 2.5$ мм. В обоих случаях расстояние между электродами $H = 6.5$ мм. Для каждого случая рассчитать ток с одного острия.

4. Снять ВАХ положительного коронного разряда для тех же электродов. По указанию преподавателя с помощью осциллографа исследовать прерывистые явления коронного разряда с острия для отрицательной короны. Снять зависимость частоты и амплитуды колебаний тока коронного разряда от среднего значения тока для трех одиночных игл.

Содержание отчета

1. Цель работы. Схема лабораторной установки.
2. Таблицы с экспериментальными данными и графики полученных зависимостей.
3. Для полученных ВАХ коронного разряда промежутка острие–плоскость рассчитать теоретические зависимости и сравнить их с экспериментальными данными. Значения коэффициента A определяются из экспериментальных вольт-амперных характеристик.
4. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 6

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ЗОНДОВ

Цель работы: ознакомление с зондовой методикой диагностики газоразрядной плазмы и экспериментальное определение параметров положительного столба разряда низкого давления.

Основные сведения

Газоразрядная плазма – это ионизированный газ, в котором концентрации положительно и отрицательно заряженных частиц приблизительно равны между собой. Примером низкотемпературной плазмы является положительный столб тлеющего разряда и дуги низкого давления. Плазма положительного столба в осевом направлении однородна и стационарна во времени. Распределение электронов по скоростям является, как правило, максвелловским, при этом хаотическое движение частиц преобладает над их направленным движением.

Основные параметры плазмы: концентрация, температура и скорость заряженных частиц, потенциал пространства и градиент потенциала, направленная скорость частиц могут быть определены с помощью метода электрических зондов, разработанного Ленгмюром (1924).

Зонд – это вспомогательный металлический электрод, который вводится в плазменный объем для его исследования. Размеры зонда выбираются обычно достаточно малыми, чтобы можно было пренебречь падением потенциала вдоль зонда и искажениями поля, вносимыми зондом в исследуемый разряд. Применяются плоские, цилиндрические и сферические зонды. Относительно одного из электродов на зонд задается потенциал и снимается зависимость поступающего тока от значения этого потенциала. Параметры плазмы определяются из вольт-амперной характеристики зонда.

Электрический ток с зонда складывается из токов электронов и положительно заряженных ионов $I_z = I_e + I_i$.

На рис. 6.1, а представлена типичная зондовая характеристика, получаемая при погружении в плазму вспомогательного электрода. Ток частиц, поступающий на поверхность, зависит от приложенной разности потенциалов между плазмой и рабочей поверхностью зонда.

Большим отрицательным потенциалам зонда соответствует участок ab , когда от него отталкиваются практически все электроны. В этом случае вокруг зонда формируется слой положительного объемного заряда, поле внутри которого уменьшается от зонда к границе невозмущенной плазмы. Толщина слоя автоматически устанавливается такой, чтобы положительный заряд ионов нейтрализовал бы действие отрицательного потенциала зонда. За пределами этого слоя влияние зонда на плазму не ощущается.

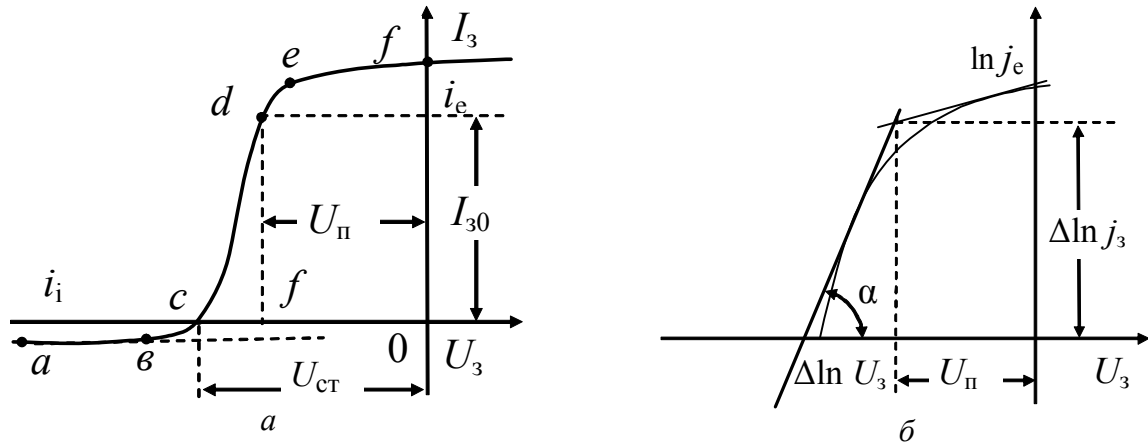


Рис. 6.1. Зондовая характеристика и метод ее обработки

Электроны, приходящие из плазмы и не имеющие достаточной энергии для преодоления тормозящего поля, отталкиваются, а положительные ионы, приходящие к оболочке и проникающие в нее, попадают в ускоряющее поле и перемещаются к зонду. Ток на зонд обусловлен исключительно положительными ионами.

В пределах области плазмы, непосредственно примыкающей к слою, окружающему зонд, концентрация ионов спадает по следующему закону: $n_i(x) = n_{i0} \exp(-eU_3/kT_e)$, при этом их скорость равна $\vartheta_{is} = \sqrt{kT_e/m_i}$. Ионный ток на границе слоя пространственного заряда составляет величину $I_i = en_i\vartheta_{is}S$, где S – площадь слоя, окружающего зонд. При большой поверхности зонда его площадь можно принять равной площади слоя. Отсюда ионный ток насыщения на плоский зонд определяется выражением

$$I_{i0} = j_{i0}S = 0.5Sen_e\sqrt{kT_e/m_i},$$

где j_i – плотность беспорядочного ионного тока в плазме; S – приемная поверхность зонда.

В неподвижной плазме ток насыщения ионов на зонд связан лишь с ее эмиссионной способностью.

На внешней границе слоя объемного заряда существует переходная область, в которой находятся не только ионы, но и наиболее подвижные электроны плазмы. Толщина этой области значительно меньше толщины слоя при значительных отрицательных потенциалах зонда.

С уменьшением (по абсолютному значению) отрицательного потенциала, задаваемого на зонд, уменьшается и толщина слоя, но ионный ток на зонд при этом остается неизменным.

Крутой подъем характеристики на участке bd связан с появляющейся возможностью выхода из плазмы на зонд электронов, способных преодолеть действие тормозящего поля. Зависимость концентрации электронов от координаты, отнесенное к единице времени и единице поверхности зонда, имеет вид

$$n_e(x) = n_{e0} \exp\left(-\frac{e(U_{\text{ст}} - U_0)}{kT_e}\right),$$

где n_0 – концентрация электронов на границе слоя; $U_{\text{ст}}$ – потенциал изолированной стенки, или плавающий потенциал плазмы; U_0 – потенциал пространства в точке расположения зонда.

За счет попадающих на зонд электронов ток в цепи зонда уменьшается, так как часть заряда, отдаваемого зонду положительными ионами, компенсируется приходящими из плазмы электронами. При некотором значении потенциала токи на зонд выравниваются и в точке с потенциал становится равным нулю. В этом случае потенциал зонда равен потенциалу изолированной стенки и называется плавающим потенциалом.

Электронный ток, протекающий в цепи зонда, зависит от величины потенциала:

$$I_e = 0.25 S e n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e(U_{\text{ст}} - U_0)}{kT_e}\right).$$

При дальнейшем уменьшении потенциала ток на зонд становится преимущественно электронным и при этом быстро нарастает по закону Больцмана до тех пор, пока потенциал зонда не сравняется с потенциалом окружающей его плазмы. Потенциал зонда в точке излома (точка d) соответствует потенциалу пространства, т. е. плазмы в точке расположения зонда. При этом потенциале положительный слой объемного заряда вокруг зонда исчезает. Зонд становится как бы прозрачным для электронов и ионов. Они приходят к

нему в процессе беспорядочного движения, не испытывая при этом ни притяжения, ни отталкивания. Ток на зонд равен разности плотностей беспорядочных электронного и ионного токов, умноженной на площадь зонда.

Из условия равенства токов $I_e = I_i$ можно найти потенциал плазмы:

$$U_{\Pi} = U_0 - \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{m_i}{m_e}.$$

Дальнейшее повышение положительного потенциала зонда приводит к быстрому излому в ходе зондовой характеристики (участок de). При дальнейшем повышении потенциала около зонда формируется уже электронная оболочка. Положительные ионы, входя в оболочку, испытывают действие поля зонда и выталкиваются обратно в плазму, а электроны, попадая в ускоряющее для них поле, уходят на зонд. Поскольку с ростом толщины оболочки ее поверхность почти не изменяется, неизменным остается и электронный ток на зонд (участок ef):

$$I_e = j_{e0}S = 0.25Sen_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}.$$

При рассмотрении изменения электронного тока на восходящем участке зондовой характеристики предполагают, что электроны имеют максвелловское распределение по скоростям. В этом случае число электронов, попадающих в единицу времени на единицу площади зонда перпендикулярно к его поверхности в интервале скоростей от ϑ до $(\vartheta + \partial\vartheta)$, определяются как

$$dn_{\vartheta} = \vartheta n_e (\sqrt{\pi\vartheta_0})^{-1} \exp(-\vartheta^2 / \vartheta_0^2) d\vartheta.$$

При этом следует уточнить, что на зонд попадают только те электроны, у которых составляющая скорости ϑ удовлетворяет соотношению $m\vartheta^2 / 2 \geq eU_3$. Следовательно, полное число электронов, достигающих зонда, определяется интегрированием этого выражения в пределах от $\vartheta = (2eU_3 / m)^{1/2}$ до $\vartheta = \infty$. Умножив данное выражение на заряд электрона, получим плотность электронного тока на зонд при его потенциале U_3 относительно плазмы:

$$j_{3e} = j_e \exp(-eU_3 / kT_e)$$

или после логарифмирования:

$$\ln j_{3e} = \ln j_e - (eU_3 / kT_e).$$

Полученное уравнение показывает, что зависимость логарифма плотности электронного тока на зонд от потенциала зонда (при отрицательных относительно плазмы потенциалах) имеет линейный характер (рис. 6.1, б). Угол наклона этой прямой к оси абсцисс α удовлетворяет соотношению

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta \ln j_{3e}}{\Delta U_3} = \frac{e}{kT_e},$$

откуда определяется температура электронов

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} = 11\,600 \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} = 11\,600 \frac{\Delta U_3}{\Delta \ln j_{3e}},$$

где $\Delta \ln j_{3e}$ – приращение логарифма электронного тока; ΔU_3 – вызвавшее это приращение изменение потенциала зонда.

На практике логарифмируют не плотность электронного тока на зонд, а полный электронный ток на зонд.

То, что экспериментальные полулогарифмические характеристики $\ln I_e = f(U_3)$ действительно имеют прямолинейный участок, подтверждает правильность предположения о максвелловском характере распределения электронов по скоростям (энергиям) в плазме.

Зная температуру и плотность беспорядочного электронного тока в плазме, можно определить концентрацию электронов и равную ей концентрацию положительных ионов в плазме:

$$n_e = n_i = 4.03 \cdot 10^{15} j_e / \sqrt{T_e}.$$

Для определения продольного градиента потенциала необходимо в плазме иметь два зонда с известным расстоянием между ними l , тогда

$$E_z = \frac{U_{п1} - U_{п2}}{l},$$

где $U_{п1}$, $U_{п2}$ – потенциалы плазмы в месте установки первого и второго зондов.

Для определения направленной скорости электронов необходимо иметь два зонда, тогда

$$g_{lz} = \frac{i_{e1} - i_{e2}}{2en_{e0}S},$$

где i_{e1} – ток первого зонда; i_{e2} – ток второго зонда.

Вместо $i_{e1} - i_{e2}$ допустимо применять $i_{31} - i_{32}$ при $U = U_0$.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с руководством к лабораторной работе по изучению параметров плазмы низкого давления в разряде с накалившимся катодом в парах ртути. Изучить схему лабораторной установки (рис. 6.2), состоящей из блока накала катода, блока разрядного напряжения, блока управления потенциалом зонда. Ознакомиться с расположением органов управления.

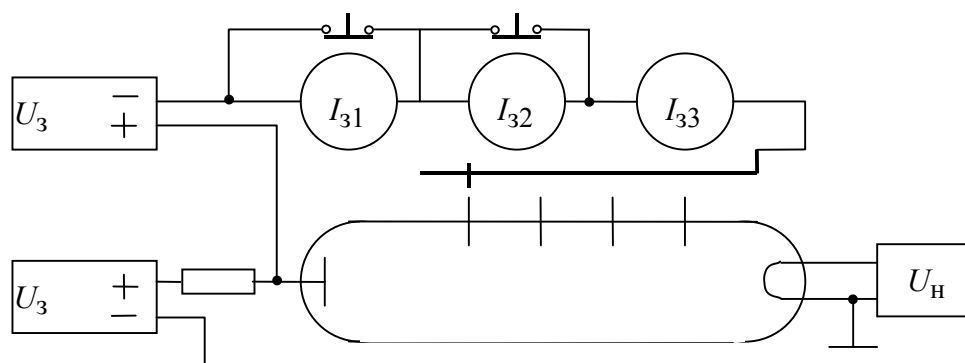


Рис. 6.2. Схема лабораторной установки

2. Прогреть катод в течение 5 мин. Ток накала при этом поддерживать постоянным. Включить анодную цепь. Установить заданное значение разрядного тока. (При выключении схемы сначала снимается анодное напряжение, а потом выключается цепь накала.)

3. Снять вольт-амперные характеристики цилиндрических зондов, изменяя потенциал зонда в пределах от -30 до 0 В при нескольких значениях разрядного тока, указанных преподавателем. Диаметр зондов 1 мм, высота рабочей части 10 мм, расстояние между зондами 30 мм. Для регистрации тока в цепи зонда используется несколько милли- и микроамперметров с разными пределами измерений, так как при снятии зондовых характеристик ток изменяется на несколько порядков и, кроме того, меняет направление своего движения.

Содержание отчета

6. Цель работы. Схема лабораторной установки.
7. Таблицы экспериментальных данных.

8. Построенные зависимости $I_3 = f(U_3)$ и $\ln I_e = f(U_3)$.

9. Рассчитанные параметры плазмы: потенциал плазмы в месте нахождения зондов, температура электронного газа, концентрация заряженных частиц, направленная скорость движения, продольная напряженность поля в положительном столбе.

10. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 7

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ИНДИКАТОРНОЙ ПАНЕЛИ

Цель работы: исследование основных электрических параметров газоразрядной индикаторной панели постоянного тока типа ГИП-10 000.

Основные сведения

Газоразрядные индикаторные панели (ГИП) представляют собой приборы интегрального типа, объединяющие в плоском корпусе большое число светоизлучающих элементов. ГИП используются для решения сложных информационных задач: отображения больших массивов знаковой информации, отображения гистограмм, графиков, а также видеоинформации с градациями яркости. Изображение формируется с помощью матричной структуры, состоящей из миниатюрных ячеек, находящихся на пересечении горизонтальных электродов строк и вертикальных столбцов. Для адресации светоизлучающих ячеек ГИП используется временное совпадение сигналов, подаваемых на электроды строк и столбцов. При двухкоординатной выборке управление матричным экраном, содержащим n элементов, осуществляется с помощью $2\sqrt{n}$ входов.

В настоящей работе исследуются параметры газоразрядной индикаторной панели типа ГИП-10000. Панель содержит 10 000 индикаторных ячеек, образованных с помощью перфорированной диэлектрической пластины – матрицы. Диаметр отверстия в матрице 0.6 мм, а шаг 1.0 мм. Две взаимно перпендикулярные системы электродов – анодов и катодов – образуют столбцы и строки. Отверстия в матрицах совмещены в местах пересечения катодов и анодов. Таким образом, ячейки каждой строки имеют общие катоды, ячейки каждого столбца – общие аноды. Нагрузочные резисторы вклю-

чаются в цепи внешних электродов. Параллельная работа газоразрядных ячеек с одним общим резистором невозможна, так как после возникновения разряда в одной из ячеек столбца напряжение на остальных ячейках, имеющих один внешний резистор, падает. Поэтому одновременно разряд может поддерживаться в ячейках только одной строки (столбца), вследствие чего индикаторное поле не запоминает информацию. В качестве газового наполнения обычно используется смесь Пеннинга на основе неона, дающая оранжево-красный цвет свечения.

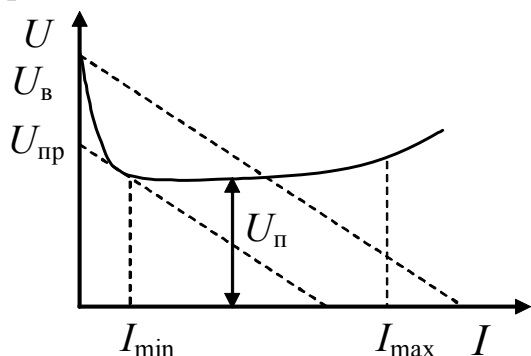


Рис. 7.1. Вольт-амперная характеристика газоразрядной ячейки

Основными электрическими параметрами ГИП постоянного тока являются напряжение возникновения, поддержания и прекращения разряда. Возможные состояния определяются вольт-амперной характеристикой и нагрузочными кривыми (рис. 7.1). Из рисунка видно, что напряжение прекращения разряда $U_{\text{пр}}$ зависит не только от вольт-

амперной характеристики, но и от наклона нагрузочной кривой (значения ограничительного сопротивления), т. е. является параметром как газоразрядной ячейки, так и схемы включения. Значения токов I_{min} и I_{max} определяют протяженность плато вольт-амперной характеристики.

Напряжение возникновения разряда $U_{\text{в}}$ (напряжение зажигания) обычно превышает напряжение поддержания разряда $U_{\text{п}}$ (напряжение горения). Благодаря этому обеспечивается работа газоразрядной ячейки в одном из двух состояний: «Включено» и «Выключено». Эта особенность может быть использована для получения в некоторых газоразрядных устройствах отображения электрической памяти. Интервал памяти определяется как $\Delta U = U_{\text{в}} - U_{\text{п}}$. Режим памяти, однако, требует введения токоограничительных резисторов в каждую ячейку панели.

Если к панели приложено опорное напряжение (напряжение смещения) $U_{\text{оп}}$, превышающее напряжение поддержания разряда, но недостаточное для возникновения разряда, то отдельные ячейки могут быть переведены в состояние «включено» и «выключено» путем подачи соответствующих импульсов

на пары электродов x и y (строк и столбцов). Поскольку каждая ячейка панели находится на пересечении двух взаимно перпендикулярных электродов x и y , воздействовать только на одну из них можно управляющим сигналом, состоящим из двух равных частей, суммирующихся с опорным напряжением.

В индикаторной панели, как в системе, состоящей из множества отдельных светоизлучающих элементов, наблюдается разброс электрических параметров – напряжений возникновения, поддержания и прекращения разряда, связанный с разбросом геометрических размеров конструктивных элементов. Поэтому нормальное функционирование панели при питании от источника постоянного смещения (опорного напряжения) и импульсов полувыборки $U_{\text{имп}}$ можно записать в следующем виде:

$$U_{\text{см}} + 2U_{\text{имп}} > U_{\text{в max}}, \quad (7.1)$$

$$U_{\text{см}} + U_{\text{имп}} < U_{\text{в min}}, \quad (7.2)$$

$$U_{\text{см}} - 2U_{\text{имп}} < U_{\text{пр min}}, \quad (7.3)$$

$$U_{\text{см}} - U_{\text{имп}} > U_{\text{пр max}}. \quad (7.4)$$

Выполнение условия (7.1) обеспечивает зажигание разряда в ячейке с наибольшим напряжением возникновения разряда, условия (7.3) – гашение разряда в ячейке с наименьшим напряжением прекращения разряда. В целом, вышеприведенные условия работы панели обеспечивают зажигание и гашение отдельных ячеек при матричной схеме управления.

С момента приложения управляющих импульсов до момента установления в ячейках ГИП самостоятельного разряда проходит конечное время, называемое временем запаздывания возникновения разряда $t_{\text{зап}}$. Это время состоит из статистического времени запаздывания $t_{\text{ст}}$ и времени формирования разряда $t_{\text{ф}}$. Статистическое время задержки – это время между моментом приложения напряжения и началом протекания тока. Время формирования разряда определяется как время нарастания тока до стационарного значения, соответствующего самостоятельному разряду.

После снятия управляющего напряжения плазма мгновенно не исчезает – начинается процесс нейтрализации зарядов, определяемый временем деионизации $t_{\text{д}}$. Поэтому в газовом разряде имеет место эффект послесвечения. Форма токового импульса в газоразрядной ячейке приведена на рис. 7.2.

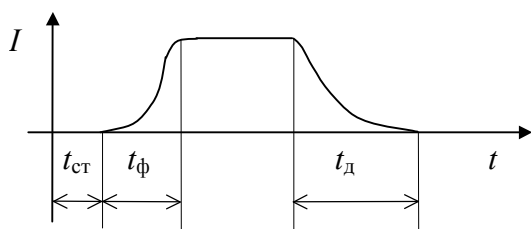


Рис. 7.2. Ток в газоразрядной ячейке

Среднее статистическое время запаздывания $t_{ст}$ зависит от относительного перенапряжения на промежутке $(U_{имп} - U_{в})/U_{в}$. Кроме того, $t_{ст}$ зависит от предварительной ионизации, поэтому после первого возникновения разряда время запаздывания обычно резко уменьшается.

Время формирования разряда зависит от рода и давления наполняющего газа, межэлектродного расстояния и напряжения на промежутке.

Минимальная длительность управляющих импульсов $t_{мин}$ должна превышать $t_{зап}$. Максимальная длительность импульсов определяется режимом работы индикаторной панели с матричной выборкой. Можно использовать следующие режимы работы:

- поэлементный, когда в данном интервале времени включена только одна ячейка;
- построчный, когда в данном интервале времени включены индицируемые ячейки одной строки;
- с запоминанием информации, когда ячейки остаются включенными и по прекращению действия управляющих импульсов, а прекращение разряда осуществляется путем подачи гасящих импульсов. Для получения немелькающего изображения в первых двух случаях требуется циклическое обновление информации с частотой, превышающей частоту мельканий на экране (25...50 Гц).

Длительность импульсов сканирования определяется тактовой частотой и числом строк n_y при развертке по строкам и числом столбцов n_x при развертке по столбцам:

$$t_{имп} = (fn_x)^{-1}; \tag{7.5}$$

$$t_{имп} = (fn_y)^{-1}, \tag{7.6}$$

где n_y, n_x – число строк и столбцов; f – частота кадров.

В режиме с запоминанием частота f может быть ниже частоты мельканий и определяется только необходимой скоростью обновления информа-

ции.

В матричных панелях без встроенных в каждую ячейку резисторов наиболее целесообразно использовать режим построчной адресации. Средняя яркость в таком режиме записи информации в n_x раз меньше мгновенной яркости. Поэтому число строк индикаторного поля и, следовательно, информационная емкость панели, ограничены. Наибольшее число строк ГИП постоянного тока без запоминания (с внешней адресацией) не превышает обычно 100...200.

Описание лабораторной установки. Лабораторная установка содержит индикаторную панель, встроенные блоки питания и измерительные приборы. Схема лабораторной установки приведена на рис. 7.3.

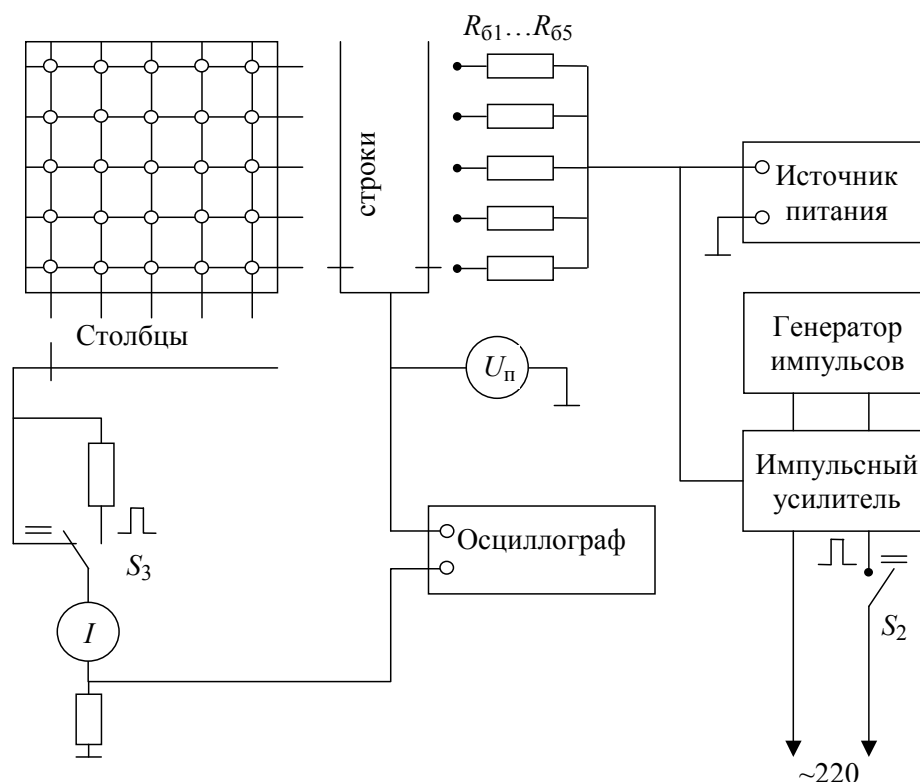


Рис. 7.3. Схема лабораторной установки

При поэлементном режиме включения панели (переключатель S_1) с помощью кнопочного переключателя строк и столбцов обеспечивается выборка 100 ячеек панели, равномерно расположенных по индикаторному полю. Исследование ГИП проводится в двух режимах: режиме постоянного тока и в импульсном режиме. Переключение режимов питания производится переключателями S_2 и S_3 .

В режиме постоянного тока на катоды выбранных ячеек подается отрицательное смещение (0...300 В) от источника питания постоянного тока Б5-50. Напряжение возникновения разряда измеряется с помощью источника питания Б5-50, напряжение поддержания разряда измеряется цифровым вольтметром $U_{\text{п}}$. Регулировка тока ячеек производится изменением напряжения источника постоянного тока и переключателем «нагрузка», с помощью которого в цепь выбранных ячеек подключаются ограничительные сопротивления от 0.5 до 3.2 МОм. Напряжение прекращения разряда, зависящее от значения ограничительного сопротивления, измеряется с помощью оцифрованного регулятора напряжения питания Б5-50.

В импульсном режиме питания на катоды выбранных ячеек подается импульсное напряжение регулируемой амплитуды (до 250 В) от лампового усилителя импульсов. С помощью генератора импульсов, используемого в качестве задающего генератора, измеряется длительность, амплитуда и частота следования импульсов. Источник питания Б5-50 обеспечивает подачу на электроды опорного напряжения. Двухлучевой осциллограф С1-69 позволяет наблюдать напряжение и ток ячеек панели в импульсном режиме питания.

Порядок выполнения работы

Привести схему лабораторной установки в режим питания постоянным током.

1. Измерить напряжение возникновения, напряжение поддержания (при одинаковых токах) и напряжение прекращения разряда в нескольких ячейках, расположенных в различных концах индикаторной панели.

2. Снять ВАХ нескольких ячеек панели. Определить минимальное I_{min} и максимальное I_{max} значения токов.

3. Снять зависимость напряжения прекращения разряда от величины ограничительных сопротивлений для одной из ячеек. Положениям переключателя «нагрузка» 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют сопротивления 0.5; 0.8; 1.2; 1.5; 3.2 МОм.

4. Привести схему лабораторной установки в режим питания импульс-

ным напряжением. Переключателем «нагрузка» установить минимальное сопротивление нагрузки (положение 1). Включить генератор импульсов и осциллограф.

5. Снять зависимость импульсного напряжения возникновения разряда от длительности импульсов для опорного напряжения 0 и 50 В. Импульсное напряжение измерять по осциллографу. Длительность импульсов менять в пределах 10...100 мкс. Рекомендуемая частота следования 1.2...2.2 кГц.

6. Снять зависимость времени запаздывания возникновения разряда от относительного перенапряжения $\Delta U = (U_{\text{имп}} - U_{\text{в.ст}}) / U_{\text{в.ст}}$ при нулевом опорном напряжении. Сравнить статистическое время запаздывания с временем формирования разряда. Амплитуду импульсов менять через 20 В. Длительность импульсов установить в пределах 50...100 мкс. Рекомендуемая частота следования 1.2...2.2 кГц.

7. Снять зависимость времени запаздывания возникновения разряда от опорного напряжения для относительного перенапряжения 75 %. Опорное напряжение менять от 0 до 120 В. Длительность импульсов установить в пределах 50...100 мкс.

Содержание отчета

1. Цель работы. Схема лабораторной установки.
2. Таблицы измеренных величин и графики полученных зависимостей.
3. Выводы по результатам работы.

Список рекомендуемой литературы

Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве / Под ред. Ю. А. Быстрова. СПб.: Энергоатомиздат, 2001.

Абрамов И. С., Барченко В. Т., Колгин Е. А. Газоразрядная техника и приборы: Пособие по курсовому проектированию / ЛЭТИ. Л., 1986.

Барченко В. Т. Плазменные приборы и устройства на базе тлеющего разряда: Учеб. пособие. СПб.: СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2002.

Барченко В. Т., Вихрев Ю. И., Григорьев В. Н. Газоразрядная техника: Технология приборов и устройств: Учеб. пособие / ЛЭТИ. Л., 1988.

Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Мир, 1987.

Соболев В. Д. Физические основы электронной техники. М.: Высш. шк., 1974.

Швилкин Б. Н., Мискинова Н. А. Физическая электроника в задачах. М.: Мир, 1987.

Пенинг Ф. М. Электрические разряды в газах. М.: Вост. лит., 1960.

Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. Гл. 3, 7.

Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. М.: Наука, 1985.

Левитский С. М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1964.

Черняев В. Н. Физико-химические процессы в технологии РЭА. М.: Высш. шк., 1987.

Розанов Л. Н. Вакуумная техника. М.: Высш. шк., 1990.

Шимони К. Физическая электроника. М.: Мир, 1977.

Фридрихов С. А., Мовнин С. М. Физические основы электронной техники. М.: Высш. шк., 1982.

Яблонский Ф. М. Газоразрядные приборы для отображения информации. М.: Энергия, 1979.

Якимов О. П. Газоразрядные матричные индикаторные панели. М.: Сов. радио, 1980.

Содержание

Введение.....	3
Лабораторная работа № 1. Расчет эффективного поперечного сечения ионизации атомов электронным ударом.....	8
Лабораторная работа № 2. Расчет эффективного поперечного сечения резонансной перезарядки.....	11
Лабораторная работа № 3. Расчет напряжения возникновения газового разряда (кривые Пашена).....	14
Лабораторная работа № 4. Исследование приборов тлеющего разряда.....	19
Лабораторная работа № 5. Исследование коронного разряда.....	26
Лабораторная работа № 6. Исследование параметров газоразрядной плазмы методом зондов.....	33
Лабораторная работа № 7. Исследование параметров газоразрядной индикаторной панели.....	39
Список рекомендуемой литературы.....	46

Редактор И. Г. Скачек

Подписано в печать 2005. Формат 60×84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 3,0.

Гарнитура “Times New Roman”. Тираж 250 экз. Заказ

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