

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет “ЛЭТИ”

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**

Методические указания
к лабораторным работам

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ “ЛЭТИ”
2008

УДК [533.9:621.387] (075)

Моделирование процессов плазменной электроники: Методические указания к лабораторным работам / Сост.: В. Т. Барченко, О. И. Гребнев, С. А. Марцынюков, В. В. Черниговский. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2008. 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”.

Утверждено
редакционно-издательским советом университета
в качестве методических указаний

Редактор И. Г. Скачек

Подписано в печать 2008. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 3,0.
Гарнитура “Times New Roman”. Тираж 245 экз. Заказ .

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

© СПбГЭТУ “ЛЭТИ”, 2008

Введение

«Вакуумная и плазменная электроника» является одной из базовых дисциплин, изучаемых студентами факультета электроники, таких как «Вакуумные и плазменные приборы и устройства», «Устройства сбора и отображения информации», «Оборудование для лучевых и плазменных технологий».

Одной из задач, решаемых при изучении курса «Вакуумная и плазменная электроника», является ознакомление студентов с практическими навыками проведения экспериментальных исследований в области физики и техники приборов и устройств плазменной электроники, которые приобретаются ими в ходе освоения лабораторной части курса.

В лабораторном практикуме предусмотрено проведение двух типов работ: математическое моделирование процессов в газонаполненных средах и плазме и исследование характеристик устройств плазменной электроники в реальном физическом эксперименте.

В методических указаниях методы математического моделирования представлены в работах, посвященных изучению возбуждения самостоятельного разряда при средних давлениях плазмообразующего газа, исследованию особенностей ионизации газа электронным ударом и движению заряженных частиц в газе при наличии частых столкновений.

Прямой физический эксперимент использован при моделировании процессов, определяющих вид функции распределения и параметров плазмы методом зондов, исследовании характеристик газоразрядной индикаторной панели, тлеющего разряда.

В настоящих методических указаниях в сжатом виде рассматриваются физические процессы, протекающие в изучаемых объектах. Приводятся описания алгоритмов и конструкций устройств и экспериментальных стендов. Описываются способы экспериментального исследования устройств технологического назначения. Даются рекомендации по составлению отчетов по лабораторным работам.

Для закрепления навыков работы с технической литературой в методических указаниях оставлены те единицы измерения физических величин, которые использованы в рекомендованных учебниках и широко применяются в статьях и монографиях по плазменной технике.

Лабораторная работа № 1

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ДРЕЙФА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Цель работы: ознакомление со спецификой движения электронов и ионов в газе под действием электрического поля.

1.1. Основные сведения

Заряженные частицы (электроны и ионы), принимающие участие в электрическом токе в газе, находятся в состоянии непрерывного движения, определяемого направленной и хаотической составляющими. Направленная составляющая обусловлена действием внешнего электрического поля, устремляющего заряженную частицу к ускоряющему электроду (например, электрон к аноду). После столкновения с нейтральной частицей заряженная частица начинает двигаться в любом направлении, однако при этом становится возможным дрейф под действием внешнего электрического поля.

Рассмотрим движение электронов под действием электрического поля.

Схематически (рис. 1.1) показан путь электрона среди группы атомов газа при наличии в разрядном промежутке однородного электрического поля напряженности E . Непрерывное столкновение электрона, ускоряемого электрическим полем, с встречающимися на пути атомами газа приводит к тому, что электрон перемещается по сложным зигзагообразным путям. Характер-

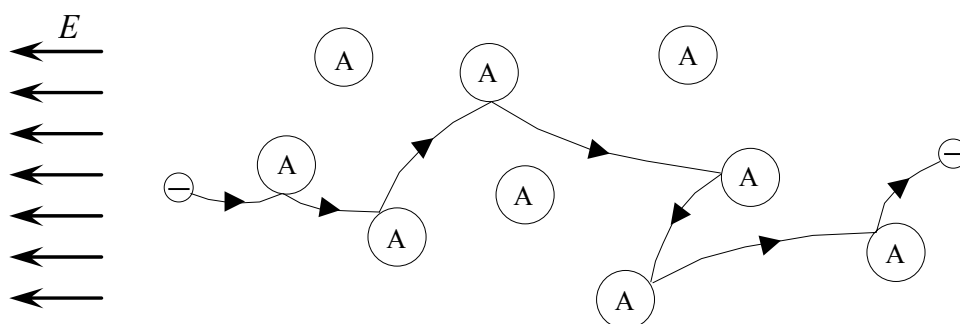


Рис. 1.1. Путь электрона в газе при однородном электрическом поле

ным в таком движении является то, что электрон, двигаясь беспорядочно, сохраняет вместе с тем и некоторую составляющую скорости, направленную вдоль поля. Как правило, дрейфовая составляющая скорости заряженной частицы гораздо меньше ее хаотической, что позволяет оценить ее среднюю на-

правленную скорость. При напряженности внешнего электрического поля E импульс силы, сообщаемый полем электрону на пути его свободного пробега λ_e за время $t_e = \lambda_e / v_e$, где v_e – полная скорость электрона, определяется как

$$eEt_e = eE \frac{\lambda_e}{v_e},$$

Так как импульс силы, сообщаемый электрону полем, равен количеству движения в направлении поля, то для момента очередной встречи электрона с атомом можно написать равенство

$$eE \frac{\lambda_e}{v_e} = m_e v_k,$$

где m_e – масса электрона; v_k – значение направленной составляющей скорости электрона к концу его свободного пробега в предположении, что в начале пробега эта составляющая скорости была равна нулю. Данное предположение близко к действительности, так как после соударения электрона его составляющая направленного движения очень мала.

Принимая в расчете первого приближения среднее значение направленной составляющей скорости равной среднеарифметическому из начальной и конечной скоростей, можно записать:

$$v_{eH} = \frac{v_k}{2} \approx \frac{e\lambda_e}{2m_e v_e} E.$$

Если скорости беспорядочного движения распределены по функциям Максвелла, то среднее арифметическое значение скорости направленного движения электронов примерно в 2 раза больше, то есть

$$\bar{v}_{eH} = \frac{e\lambda_e}{m_e v_e} E,$$

где \bar{v}_e – средняя арифметическая полная скорость электронов при их беспорядочном движении.

Если считать, что λ_e зависит только от давления газа: $\lambda_e = \lambda_{e0}/p_0$, где λ_{e0} – средний пробег в газе при 1 мм рт. ст. и 0 °С; p_0 – давление, приведенное к температуре 0 °С, и если положить, что полная скорость электрона слабо зависит от E , то b_e является постоянной, называемой подвижностью и определяемой выражением

$$b_e = \frac{e\lambda_e}{m_e v_e} = \frac{e\lambda_{e0}}{m_e v_e} \frac{1}{p_0} = \frac{b_{e0}}{p_0}.$$

Подвижностью называют скорость заряженных частиц, перемещающихся под действием поля при напряженности поля, равной единице ($E = 1$ В/см).

Таким образом, направленная скорость электрона определяется как произведение: $v_{eH} = b_e E$.

Часто допускается, что и движение иона можно охарактеризовать понятием подвижности, т. е. считать, что направленная скорость иона $v_{iH} = b_i E$. Однако данное выражение иногда приводит к существенной ошибке. Это объясняется тем, что для ионов характерно явление перезарядки, заключающееся в захвате ионом одного из внешних электронов нейтрального атома. При этом нейтральный атом становится ионом и начинает ускоряться электрическим полем с практически нулевой начальной скоростью, а ион, получивший электрон, продолжает движение в виде быстрой нейтральной частицы.

Такой характер движения ионов обычно описывается моделью «эстафетного» перемещения.

Средняя скорость направленного движения ионов, как показал Л. А. Сена (Столкновения электронов и ионов с атомами газа. М.: Гостехиздат, 1948), может быть приближенно подсчитана, исходя из предположения, что при перезарядке ион полностью теряет свою скорость, накопленную им между очередными перезарядками на пути λ_i . При таком условии максимум энергии (скорости) иона в конце пробега соответствует равенству

$$eE\lambda_i = \frac{m_i v_{i\max}^2}{2}. \quad (1.1)$$

Левая часть в (1.1) определяет энергию, сообщаемую полем иону на пути свободного пробега, а правая часть – кинетическую энергию, накопленную при этом ионом.

Примем, что электрическое поле однородно. Тогда, образовавшийся в результате перезарядки ион до своего столкновения с нейтралом наберет максимальную скорость:

$$v_{i\max} = \sqrt{\frac{2eE\lambda_i}{m_i}}, \quad (1.2)$$

причем $\lambda_i = \frac{1}{N_0 \sigma_{\Pi}}$, где N_0 – концентрация нейтральных частиц; σ_{Π} – сечение перезарядки. Дрейфовая скорость ионов (v_{iH}) определяется как среднее значение скорости между двумя столкновениями. Примем, что процесс перезарядки может произойти в любой точке пространства (x) от 0 до λ_i . Тогда заменим в формуле (1.2) λ_i на x и возьмем интеграл:

$$v_{iH} = \frac{1}{\lambda_i} \int_0^{\lambda_i} v_{i \max}(x) dx = \frac{1}{\lambda_i} \int_0^{\lambda_i} \sqrt{\frac{2 e E}{m_i}} \cdot x dx = \frac{2}{3} v_{i \max}.$$

Таким образом, получаем рабочую формулу

$$v_{iH} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2 e E}{m_i N_0 \sigma_{\Pi}}}. \quad (1.3)$$

Сечение перезарядки σ_{Π} следует определять как

$$\sigma_{\Pi} = \sigma_0 \frac{R_{\infty}}{U_i} \left[\ln \left(\frac{v_0}{\sqrt{\frac{2 e E}{m_i N_0 \sigma_{\Pi}}}} \sqrt{\frac{U_i}{R_{\infty}}} \right) \right]^2, \quad (1.4)$$

где $\sigma_0 = 0.88 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$; $R_{\infty} = 13.6 \text{ В}$ – потенциал ионизации атома водорода по Ридбергу; U_i – потенциал ионизации атома; $v_0 = 2.2 \cdot 10^6 \text{ м/с}$; $m_i = A m_0$ (A – атомная масса; $m_0 = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ – масса протона). В расчетах принять $N_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ (концентрация нейтралов при 1 мм рт. ст. и 300 К).

1.2. Порядок выполнения работы

1. Решить трансцендентное уравнение (1.4) для одного из газов (He, Ne, Ar). Необходимые данные для расчета представлены в табл. 1.1. Диапазон изменения E выбрать исходя из экспериментальных данных (рис. 1.2). Построить зависимость $\sigma_{\Pi} = f(E)$.

2. Имея зависимость $\sigma_{\Pi} = f(E)$, на основе формулы (1.3) рассчитать v_{iH} .

3. Используя данные для b_i , рассчитать v_{iH} с помощью простейшей формулы $v_{iH} = b_i E$.

Параметры материалов и газов, используемые для расчета

Газ	A	$U_i, \text{В}$	$b_i, \text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{мм рт. ст.})$
He	4	24.5	1
Ne	20	21.5	0.4
Ar	40	15.7	0.16

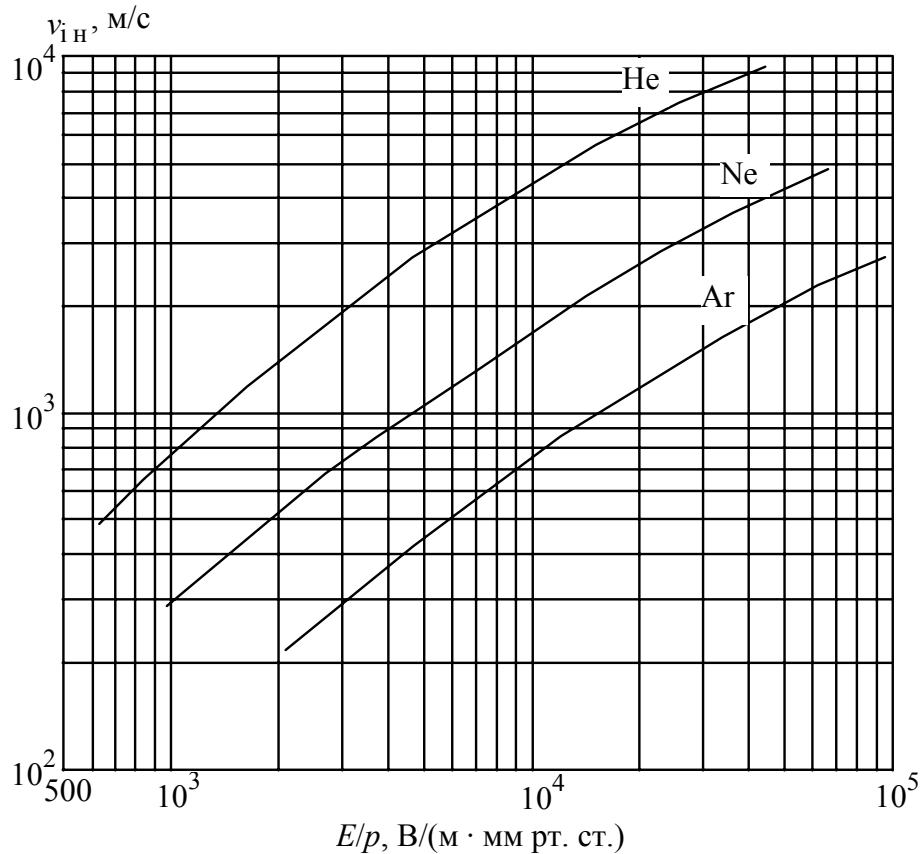


Рис. 1.2. Скорость дрейфа ионов в некоторых инертных газах

4. Сопоставить экспериментальные данные для v_{iH} , с расчетом по формуле (1.3) и для линейной модели (совмещая все зависимости на одном графике).

1.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Краткая характеристика заряженных частиц в газе.
3. Расчетные формулы (с пояснением всех входящих величин).
4. Порядок расчета v_{iH} , результаты расчета.
5. Пример решения трансцендентного уравнения.

6. График зависимости $\sigma_{\text{и}} = f(E)$.
7. Сопоставление расчетных данных скорости ионов с экспериментальными зависимостями (рис. 1.2).
8. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДИК РАСЧЕТА СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ПРИ СОУДАРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМОМ

Цель работы: ознакомление с методиками расчета сечения ионизации атомов при соударении электронов с атомами.

2.1. Основные сведения

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. При неупругом соударении сумма кинетической энергии участвующих частиц изменяется за счет соответствующего изменения их внутренней (потенциальной) энергии (всех или некоторых из них). К неупругим взаимодействиям частиц относится большинство элементарных процессов, например, возбуждение и ионизация.

Атом – сложная микроструктура, фундаментальную основу которой 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 воз-

действия на атом валентные электроны способны покинуть свою орбиту, что приводит к возбуждению или ионизации атома.

Способность атома терять или приобретать электроны количественно определяется энергией ионизации атома и его сродством с электроном. 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 постоянном поле, чтобы приобрести энергию, достаточную для отрыва валентного электрона и образования положительно заряженного атома.

Ионизация атома может происходить за счет прямого соударения свободного электрона с атомом, если его энергия выше W_i . Кроме этого, возможна ступенчатая ионизация, которая происходит в два этапа: при первом соударении с электроном атом переходит в возбужденное (как правило, метастабильное) состояние, а затем при соударении метастабильного атома с электроном происходит акт ионизации. Очевидно, что во втором случае ми-

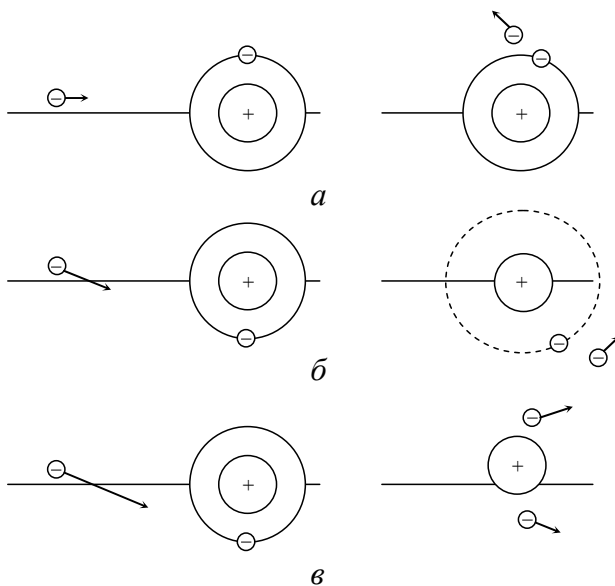


Рис. 2.1. Схемы элементарных актов взаимодействия

зывающую число актов взаимодействия, производимых в среднем одним электроном на 1 см его пути или величину, обратную ей, называемую эффективным сечением.

Полное эффективное сечение, определяющее собой полное число актов взаимодействия электрона на 1 см его пробега с атомами газа, может быть определено по формуле

минимальная энергия, необходимая для ионизации, будет существенно ниже, чем при прямом взаимодействии. Схематически эти процессы представлены на рис. 2.1, б, в (переход атома в возбужденное состояние и ионизация атома соответственно). На рис. 2.1, а дана схема упругого взаимодействия электрона с атомом.

При количественном учете числа актов взаимодействия электронов с атомами газа используют длину их свободного пробега, указывающую число актов взаимодействия, производимых в среднем одним электроном на 1 см его пути или величину, обратную ей, называемую эффективным сечением.

$$Q = (4\sqrt{2}\lambda_a)^{-1} = (4\sqrt{2})^{-1} \sigma n_a,$$

где λ_a – длина свободного пробега атомов газа при тепловом движении; n_a – концентрация атомов. Поскольку полное эффективное сечение Q пропорционально концентрации атомов, то для описания единичного акта ионизации пользуются понятием «эффективное сечение атома» σ .

Сечение ионизации σ_i определяется энергией электрона eU , при этом сама зависимость носит пороговый характер: при $eU < eU_i \rightarrow \sigma_i = 0$. При небольшом превышении энергии электрона над $U_i \rightarrow \sigma_i$ мало, так как при малых скоростях первичных и вторичных электронов велика вероятность рекомбинации медленных электронов и ионов. По мере роста eU растут скорости первичных и вторичных электронов, уменьшается возможность их рекомбинации с ионами и растет σ_i . Однако при очень больших eU сечение ионизации σ_i уменьшается, так как электроны «проскакивают мимо атома», не успевая его ионизировать, поскольку уменьшается время нахождения электрона вблизи атома, т. е. зависимость $\sigma_i = f(eU)$ имеет максимум (рис. 2.2).

Для расчета сечения ионизации атомов электронами используются различные аппроксимационные формулы.

При небольших энергиях электронов используется линейная аппроксимация:

$$\sigma_i(U) = \alpha_i(U - U_i), \quad (2.1)$$

где α_i – коэффициент пропорциональности; U – энергия ионизирующих электронов, В; U_i – потенциал ионизации атома или молекулы.

В широком диапазоне энергий электронов можно применять следующие аппроксимации:

1) аппроксимацию Лотца–Дрэвина:

$$\sigma_i(U) = 2.66S_0 l \frac{R_\infty^2}{U_i^2} \beta_1 \frac{(U/U_i) - 1}{(U/U_i)^2} \ln(1.25\beta_2 U/U_i), \quad (2.2)$$

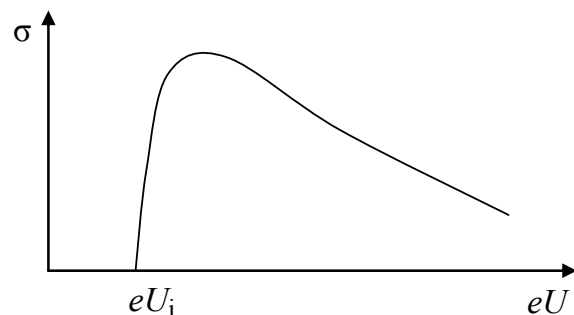


Рис. 2.2. Зависимость эффективного поперечного сечения ионизации от энергии электрона

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

2) аппроксимацию, приведенную в работе В. Л. Грановского:

$$\sigma_i(U) = \sigma_{i \max} \frac{U - U_i}{U_{\max} - U_i} \exp\left(-\frac{U - U_{\max}}{U_{\max} - U_i}\right), \quad (2.3)$$

где $\sigma_{i \max}$ – максимальное значение сечения ионизации, которому соответствует энергия электронов U_{\max} .

Рис. 2.2 и формулы (2.1) – (2.3) относятся к монохроматическому пучку электронов. В газовом разряде электроны имеют широкий диапазон энергий, который описывается функцией распределения электронов по энергиям. Электроны в газоразрядной плазме приобретают свою энергию под действием электрического поля. Расход энергии происходит за счет упругих и, особенно, неупругих столкновений с атомами. Кроме этого, в плазме возможен также обмен энергией между электронами. В зависимости от соотношения между всеми этими факторами устанавливаются различные распределения электронов по энергиям. В равновесных условиях чаще всего встречается распределение Максвелла:

$$f_M(eU, W_e) = 2.07 \frac{(eU)^{0.5}}{W_e^{1.5}} \exp\left(-1.55 \frac{eU}{W_e}\right). \quad (2.4)$$

В случае интенсивной ионизации в функции распределения уменьшается количество «быстрых» электронов, и она переходит в функцию распределения Дрюйвестейна:

$$f_D(eU, W_e) = 1.04 \frac{(eU)^{0.5}}{W_e^{1.5}} \exp\left(-0.55 \frac{(eU)^2}{W_e^2}\right). \quad (2.5)$$

Обычно реальные энергетические распределения электронов находятся между ними. Рис. 2.3 отражает полученные распределения по Максвеллу и Дрюйвестейну.

Для оценки эффективности ионизации в плазме необходимо усреднять σ_i по функции распределения электронов:

$$\bar{\sigma}_i(W_e) = \int_{U_i}^{\infty} \sigma_i(U) f_e(eU, W_e) dU, \quad (2.6)$$

где W_e – средняя энергия электронов. Для Максвелловского распределения $W_e = \frac{3}{2}kT_e$, где k – постоянная Больцмана; T_e – температура «электронного газа»; для Дрюйвестейновского $W_e = eE\lambda_e$, где E – напряженность электрического поля в плазме, λ_e – средняя длина свободного пробега электронов.

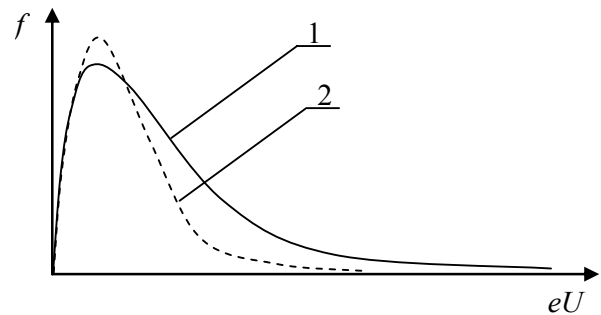


Рис. 2.3. Функции распределения электронов по энергиям:
1 – по Максвеллу; 2 – по Дрюйвестейну

Диапазон средних энергий электронов в плазме современных плазменных приборов и устройств лежит в пределах 1...9 эВ. Потенциалы ионизации большинства используемых газов лежат в пределах 12...24 В (табл. 2.1), поэтому ионизация производится «быстрыми» электронами на «хвосте» функции распределения электронов (рис. 2.3).

2.2. 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 $\sigma_i(U)$, используя аппроксимационные формулы (2.1), (2.2) и данные табл. 2.1.

Таблица 2.1

Расчетные параметры газов

Газ	$U_i, \text{В}$	$\alpha_i \cdot 10^{22}, \text{м}^2/\text{В}$	$\sigma_{i \max} \cdot 10^{20}, \text{м}^2$	$U_{\max}, \text{В}$	l
He	24.5	1.3	0.34	120	2
Ne	21.5	1.58	0.85	170	6
Ar	15.7	20	3.4	100	
H ₂	15.4	4.8	1.05	70	2
N ₂	15.8	8.5	3.1	110	6
O ₂	12.5	5.65			8

Сопоставить полученные расчетные значения $\sigma_i(U)$ с экспериментальными данными (рис. 2.4). Найти диапазон энергий, в котором можно использовать линейную аппроксимацию.

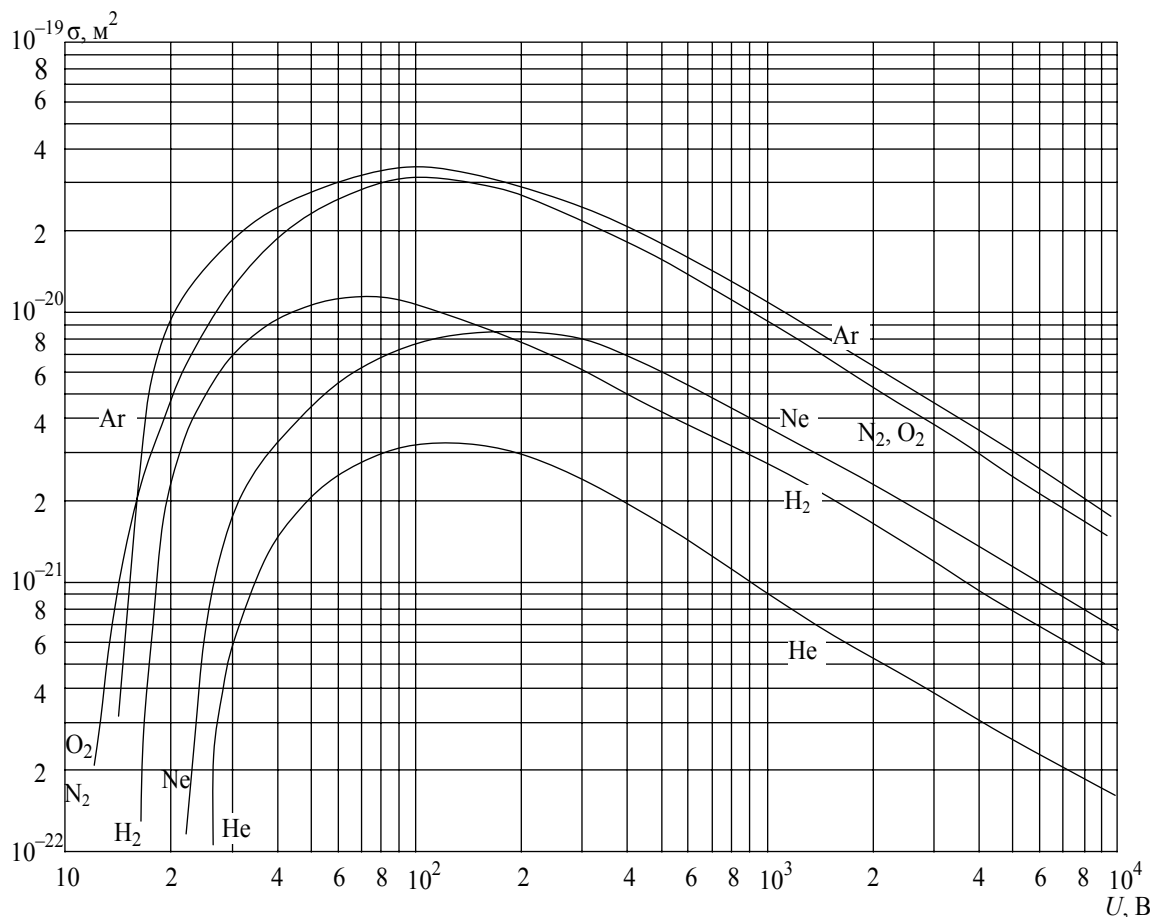


Рис. 2.4. Эффективные сечения ионизации атомов некоторых газов

3. Построить зависимость распределения электронов по энергиям по формуле (2.4) для следующих значений средней энергии: 2, 6, 10 эВ.

4. Построить зависимость среднего эффективного сечения ионизации от средней энергии электронов двух аппроксимаций (2.1), (2.2) и распределения электронов по энергии (2.4). Вид распределения электронов по энергиям и диапазон средних энергий согласовать с преподавателем.

2.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Основные теоретические положения.
3. Расчетные формулы (с пояснением всех входящих величин).

4. Расчетные и экспериментальные зависимости, полученные по пп. 2, 3 порядка выполнения работы.

5. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ НА СРЕДНЕЕ СЕЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

Цель работы: ознакомление с методикой расчета сечения ионизации атомов, усредненного по функциям распределения электронов по энергии, для различных условий газового разряда.

3.1. Основные сведения

См. лабораторную работу № 2.

3.2. 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 $\sigma_i(U)$, используя аппроксимационные формулы (2.1), (2.3) и данные табл. 2.1. Найти диапазон энергий, в котором можно использовать линейную аппроксимацию.

3. Построить на трех графиках зависимости распределения электронов по энергиям по формулам (2.4) и (2.5) для следующих значений средней энергии: 2, 4, 6 эВ. На каждом графике дать распределения Максвелла и Дрюйвестейна для данной средней энергии.

4. Построить зависимость среднего эффективного сечения ионизации от средней энергии электронов двух аппроксимаций (2.1), (2.3) и двух распределений электронов по энергии. Диапазон средних энергий согласовать с

преподавателем.

5. Исследовать влияние ступенчатых процессов на зависимость (2.6). Для учета ступенчатого процесса положить в первом приближении $U_{i\text{ ст}} \approx U_i/2$.

3.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Основные теоретические положения.
3. Расчетные формулы (с пояснением всех входящих величин).
4. Расчетные зависимости, полученные по пп. 2 – 5 порядка выполнения работы.
5. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 4

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕНИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА (КРИВЫЕ ПАШЕНА)

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

4.1. Основные сведения

Разность потенциалов между электродами, при которой разряд из несамостоятельного переходит в самостоятельный, называется пробивным напряжением, или напряжением возникновения газового разряда, и имеет большое значение при разработке плазменных приборов и устройств. Физический смысл напряжения возникновения (U_B) иллюстрируется с помощью вольт-амперной характеристики двухэлектродного промежутка, показанной на рис. 4.1, где j – плотность тока, протекающего между электродами; U_0 – приложенное к ним напряжение.

Область I обусловлена током частиц, образовавшихся в промежутке за счет объемной ионизации и вторичной эмиссии электронов поверхностью ка-

тогда под действием достаточно жестких квантов и быстрых ядерных частиц, связанных с естественным (космическим) или искусственным фоном облучения. Если каким-то образом оградить промежуток внешнего ионизирующего воздействия, то ток между электродами в области I практически прекратится. По этой причине протекание тока на участке I вольт-амперной характеристики (ВАХ) называется «несамостоятельным» разрядом.

Совершенно иначе обстоят дела на II участке вольт-амперной характеристики. Здесь очень существенна вторичная эмиссия электронов катодом под действием бомбардирующих его ионов. За счет образования ионов в объеме и выбивания ими вторичных электронов разряд перестает зависеть от внешних ионизирующих воздействий, он переходит в режим самоподдержания – становится «самостоятельным». Показанная на рис. 4.1 точка напряжения возникновения газового разряда (U_B) является граничной, определяющей «несамостоятельный» разряд от «самостоятельного». По этой причине общепринятая методика вычисления значения U_B основана на расчете U_0 , при котором начинает выполняться условие самостоятельности:

$$\gamma \left(\exp \int_0^L \alpha(x) dx - 1 \right) = 1, \quad (4.1)$$

где γ – коэффициент вторичной эмиссии ионно-электронного типа; L – расстояние между электродами; $\alpha(x)$ – коэффициент объемной ионизации нейтральных атомов или молекул газа электронами.

В первом приближении можно считать, что значение коэффициента γ практически постоянно. Если предполагать, что в объеме при условиях, характерных для предпробойного состояния, образуются в основном однозарядные ионы, то отклонение от допущения о постоянстве коэффициента γ наступает лишь при энергии ионов около 1 кэВ.

Коэффициент объемной ионизации α определяется через функцию распределения электронов по энергиям, которая в сильном электрическом поле отличается от максвелловской. Определение этой функции в зависимости от напряженности электрического поля и координаты пространства – задача

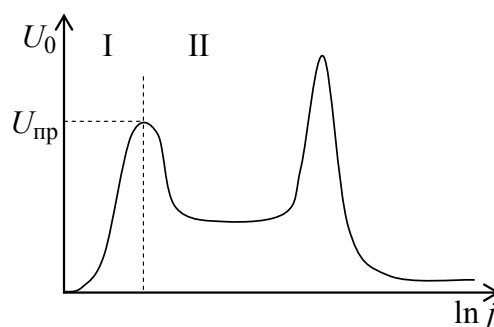


Рис. 4.1. Обобщенная вольт-амперная характеристика

сложная, громоздкая и тем самым неоправданная для получения результатов, удобных для практического использования. Обработка экспериментальных результатов по зависимости α от напряженности электрического поля выявила, что эту зависимость приближенно можно аппроксимировать следующим соотношением:

$$\alpha(E, p) = Ap \exp\left(\frac{-B}{E/p}\right), \quad (4.2)$$

где E – напряженность электрического поля; p – давление газа (или пара) в промежутке; A и B – константы, зависящие от рода газа.

К сожалению, такая форма зависимости не позволяет достаточно точно описывать поведение $\alpha(E, p)$ в широком диапазоне изменения аргументов с одними и теми же значениями констант A и B . Поэтому для аппроксимации коэффициента объемной ионизации для различных диапазонов E/p приходится для одного и того же газа подбирать различные значения A и B .

Экспериментальные данные по коэффициенту объемной ионизации электронами некоторых газов представлены на рис. 4.2.

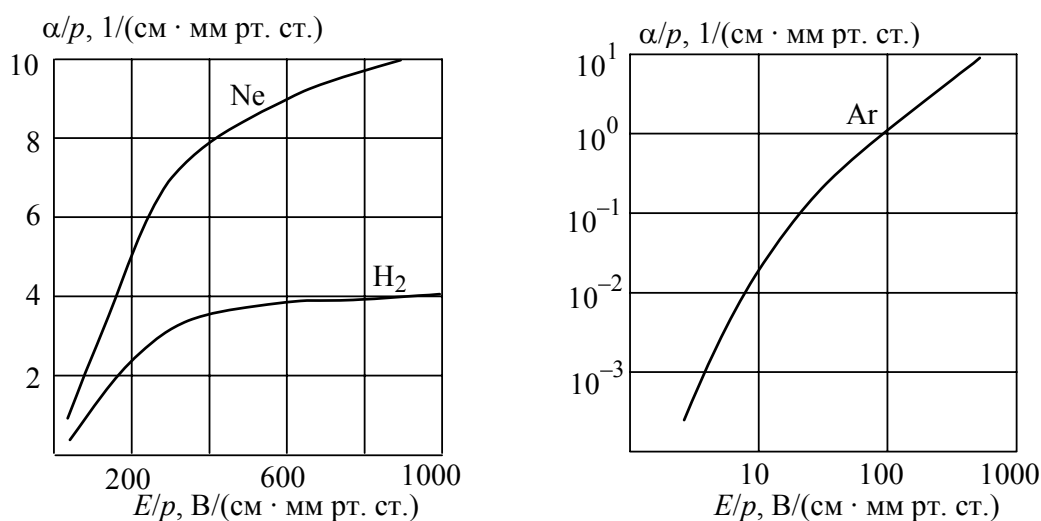


Рис. 4.2. Зависимость коэффициента объемной ионизации

Степень точности сделанного ранее допущения о постоянстве коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ можно оценить по экспериментальным данным, приведенным на рис. 4.3.

Вернемся к условию самостоятельности разряда (4.1). Поскольку токи, протекающие между электродами, в предпробойном состоянии малы, не будем считаться со связанным с наличием объемных зарядов искажением потенциального рельефа между электродами. Примем, что распределение потенциала между плоскими электродами линейно. В связи с этим электриче-

ское поле будет однородным, а его напряженность определяется как

$$|E| = U_B / L. \quad (4.3)$$

Подставим выражения (4.2) и (4.3) в условие самостоятельности (4.1). Полученное при этом уравнение решается относительно U_B ($U_B = f(pL)$ – зависимость получить самостоятельно). Полученная зависимость $U_B = f(pL)$ – аналитическое выражение закона Пашена. Необходимо обратить внимание на то, что давление газа и междуэлектродное расстояние входят в зависимость в виде произведения. Графическая иллюстрация закона Пашена в качественном виде представлена на рис. 4.4.

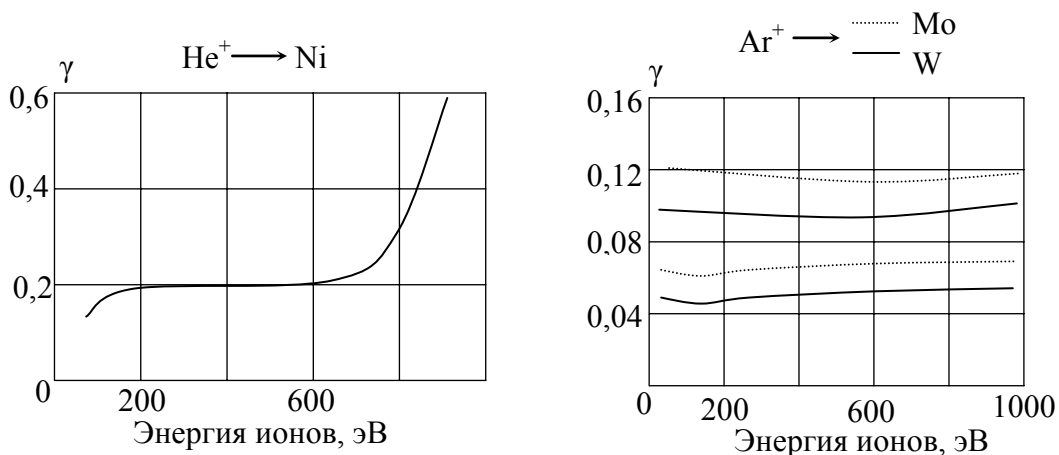


Рис. 4.3. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии электронов

Из простого анализа зависимости $U_B = f(pL)$ видно, что если выражение под знаком логарифма примет значение, равное 1, то U_B станет бесконечно большим. Это означает лишь то, что вблизи pL складывается такая ситуация, когда ионизация в объеме практически отсутствует и электрическую прочность промежутка следует определять с помощью закономерностей, характерных для вакуумного пробоя.

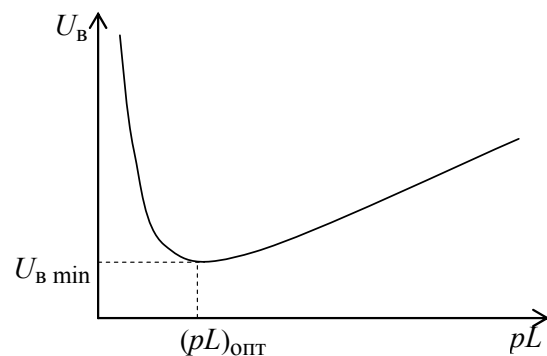


Рис. 4.4. Иллюстрация закона Пашена

При достаточно больших значениях pL существенную роль начинают играть процессы ступенчатой ионизации, фотоионизации и др., что также обуславливает отклонение от закона Пашена.

Качественно ход кривой закона Пашена объясняется следующим образом. Рассматриваем относительно минимума кривой. Пусть L постоянно, и

меняется давление газа p . Давление газа p увеличивается, следовательно, количество молекул газа увеличивается, а значит длина свободного пробега электрона в газе уменьшается, поэтому на расстоянии каждого свободного пробега электрон в среднем проходит меньшую разность потенциалов и вероятность ионизации при столкновении уменьшается, что приводит к увеличению U_B . При уменьшении давления газа p уменьшается число столкновений электрона с молекулами газа на пути, пройденном электроном в направлении от катода к аноду, что затрудняет ионизацию.

Рассмотрим случай, когда давление газа p постоянно, а меняется расстояние между электродами L . При увеличении этого расстояния уменьшается напряженность поля E , так как в случае плоских электродов $E = U/L$, падает энергия электронов, уменьшается вероятность ионизации, что влечет за собой увеличение U_B . При уменьшении расстояния между электродами L уменьшается пространство, находящееся в распоряжении идущей от катода к

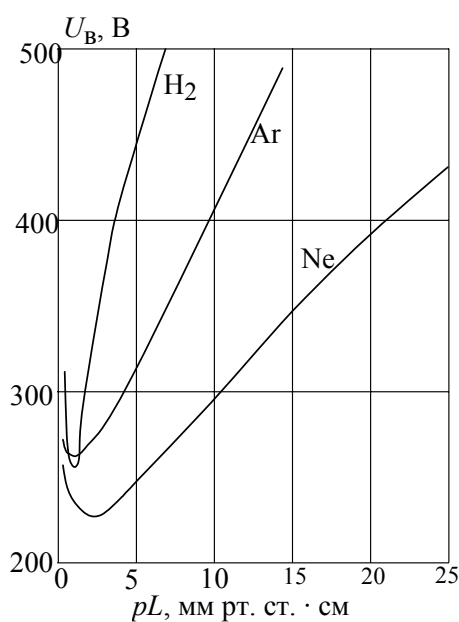


Рис. 4.5. Экспериментальные зависимости

аноде лавины, при ее развитии падает число столкновений электронов с атомами, что опять-таки затрудняет ионизацию.

Уходят ли обе ветви кривой закона Пашена в бесконечность? Нет, слева ветвь ограничена вакуумным пробоем, справа – лавинным пробоем.

Вакуумный пробой заключается в следующем. При уменьшении расстояния между электродами напряженность поля у поверхности катода возрастает настолько, что начинается холодная эмиссия. Удары эмитируемых заряженных частиц бомбардируют электрод. Электрод начинает греться.

Происходит выделение газов и испарение материала электрода, нарушается вакуум, и между электродами происходит пробой.

Экспериментальные зависимости U_B представлены на рис. 4.5.

4.2. Порядок проведения работы

1. Ознакомиться с основными теоретическими положениями.
2. Пользуясь вышеизложенным материалом, вывести зависимость $U_B = f(pL)$.
3. Получить у преподавателя вариант задания. Построить график зависимости $\alpha(E, p)$. Сопоставить расчетные результаты с экспериментальными данными, представленными на рис. 4.2.
4. Рассчитать ход зависимости $U_B = f(pL)$ для выбранного газа и различных материалов мишени. Параметры некоторых газов и материалов мишени, необходимые для расчета кривых Пашена, приведены в табл. 4.1

Таблица 4.1

Параметры материалов и газов, необходимые для расчета

Газ	$A,$ $\text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$	$B,$ $\text{В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$	$E/p,$ $\text{В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$	γ		
				Fe	Pt	Ni
Ne	13.2	245	100 – 600	0,022	0,23	0,031
Ar	13.6	235		0,058	0,03	0,058
H ₂	5	130		0,061	0,02	0,053

5. Рассчитать ход зависимости $U_B = f(pL)$ для выбранного материала мишени и различных газов.

4.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Основные теоретические положения.
3. Расчетные формулы (с пояснением всех входящих величин).
4. Расчетные зависимости, полученные по пп. 3 – 5 порядка выполнения работы.
5. Сопоставление расчетных данных с экспериментальными.
6. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 5

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

Цель работы: ознакомиться с экспериментальной методикой нахождения функции распределения электронов в общем случае, в том числе и для немаксвелловского распределения электронов по энергиям.

5.1. Основные сведения

Имеется ряд способов нахождения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ). В частности, если допустить, что ФРЭ – максвелловская, и снять зондовую характеристику, то электронная составляющая зондового тока будет определяться по следующей формуле:

$$I_3 = I_{30} \exp\left(-\frac{eU_3}{kT_e}\right).$$

Прологарифмировав эту формулу, можно убедиться, что если $\ln I_3 = f(U_3)$ – линейная функция, то ФРЭ близка к максвелловской. При этом имеется простая возможность определения T_e и других параметров плазмы. Однако для немаксвелловской ФРЭ данная методика не подходит.

Информация о функции распределения электронов по энергиям необходима для расчета параметров плазмы электрических разрядов в приборах и устройствах плазменной электроники. Для определения этой функции теоретическим путем необходимо решить кинетическое уравнение Больцмана. Это уравнение является нелинейным интегрально-дифференциальным уравнением, решение которого в общем виде является довольно сложной задачей, в связи с исключительными трудностями математического характера. Известны решения лишь для некоторых частных случаев (Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971). Поэтому ФРЭ часто определяют экспериментально.

Разработано несколько методов экспериментального определения ФРЭ. В настоящей работе рассматривается зондовый метод определения вида ФРЭ в том случае, когда она изотропна.

Вид вольт-амперной характеристики зонда, помещенного в плазму, описывается выражением

$$j_3 = \frac{2\pi e n_e}{m^2} \int_{eU}^{\infty} (E - eU) f(E) dE, \quad (5.1)$$

где j_3 – плотность тока электронов в цепи зонда при его потенциале относительно плазмы U ; e и m – заряд и масса электрона; n_e – концентрация плазмы; $f(E)$ – ФРЭ; E – энергия электрона.

Двойное дифференцирование выражения (5.1) по U приводит к выражению

$$\frac{d^2 j_3}{dU^2} = \frac{2\pi e^3 n_e}{m^2} f(eU). \quad (5.2)$$

Из выражения (5.2) следует, что ФРЭ пропорциональна второй производной плотности тока зонда по потенциалу. Это обстоятельство как раз и используется для определения вида ФРЭ с помощью электрических зондов.

Очевидным представляется, что вид ФРЭ можно определить двойным дифференцированием экспериментально полученной вольт-амперной характеристики зонда. Однако последующее дифференцирование экспериментальной зависимости графическим или численным методом приводит к большим погрешностям и поэтому малоценно.

Учитывая вышеизложенное, представляется целесообразным найти способ аппаратного определения непосредственно второй производной.

Рассмотрим одну из возможностей непосредственного определения вида второй производной в ходе эксперимента.

Если цепь зонда запитать напряжением

$$U_3 = U_{3=} + A \sin(\omega t),$$

где $U_{3=}$ – постоянная составляющая напряжения в цепи зонда; A – амплитуда переменной составляющей; ω – частота; t – время, то разложение тока зонда в ряд Фурье будет иметь вид

$$\begin{aligned} I_{e3}(U_{3=} + A \sin(\omega t)) = & \left(I_{e=} + \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e3}}{dU^2} + \frac{1}{64} A^4 \frac{d^4 I_{e3}}{dU^4} + \dots \right) + \\ & + \left(A \frac{dI_{e3}}{dU} + \frac{1}{8} A^3 \frac{d^3 I_{e3}}{dU^3} + \dots \right) \sin(\omega t) - \\ & - \left(\frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e3}}{dU^2} + \frac{1}{48} A^4 \frac{d^4 I_{e3}}{dU^4} + \dots \right) \cos(2\omega t) + \dots \end{aligned} \quad (5.3)$$

Анализ приведенного выражения показывает, что для определения второй производной зондового тока по потенциалу зонда можно использовать два подхода:

1) измерять приращение постоянной составляющей тока в цепи зонда после включения в цепь питания переменной составляющей напряжения малой амплитуды;

2) измерять амплитуду второй гармоники переменной составляющей тока в цепи зонда при изменении постоянной составляющей потенциала зонда.

Используем первый подход.

В силу нелинейности вольт-амперной характеристики зонда в его цепи питания проявляется детекторный эффект, выражающийся в изменении постоянной составляющей тока после подключения источника переменного напряжения.

Из выражения (5.3) следует, что постоянная составляющая тока в цепи зонда $I_{e_{3=}}$ описывается выражением

$$I_{e_{3=}}(U_{3=} + A \sin(\omega t)) = I_{e=} + \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e_{3=}}}{dU^2} + \frac{1}{64} A^4 \frac{d^4 I_{e_{3=}}}{dU^4} + \dots \quad (5.4)$$

Из выражения (5.4) следует, что приращение постоянной составляющей зондового тока $\Delta I_{e_{3=}}$, обусловленное проявлением детекторного эффекта, будет определяться выражением

$$\Delta I_{e_{3=}} = \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e_{3=}}}{dU^2} + \frac{1}{64} A^4 \frac{d^4 I_{e_{3=}}}{dU^4} + \dots \quad (5.5)$$

При выполнении условия $A \ll U_{3=}$ в выражении (5.5) всеми членами, кроме первого, можно пренебречь без потери точности, тогда из (5.5) имеем:

$$\Delta I_{e_{3=}} = \frac{1}{4} A^2 \frac{d^2 I_{e_{3=}}}{dU^2}. \quad (5.6)$$

Сопоставление формул (5.2) и (5.6) позволяет установить, что ФРЭ и приращение постоянной составляющей электронного тока в цепи зонда связаны зависимостью

$$f(eU) = \frac{2m^2}{\pi A^2 e^3 n_e S} \Delta I_{e_{3=}} = B \Delta I_{e_{3=}},$$

где S – площадь приемной поверхности зонда.

Описание экспериментальной установки. В лабораторной работе студентам предлагается определить ФРЭ в плазме положительного столба дугового несамостоятельного разряда с накаливаемым катодом в парах ртути.

Экспериментальный макет представляет собой цилиндрическую колбу, в которую с одной стороны запаян катодный узел, содержащий подогреватель, оксидный катод и управляющий электрод (сетку), а с другой – анод. В стенку макета впаяны металлические проволочные зонды.

Схема присоединения источников электрического питания и измерительных приборов приведена на рис. 5.1.

Напряжение питания разряда подается от регулируемого источника питания, работающего в режиме стабилизации тока, через балластный резистор. Напряжение на зонд подается от источника постоянного напряжения, отрицательный полюс которого подключен к катоду.

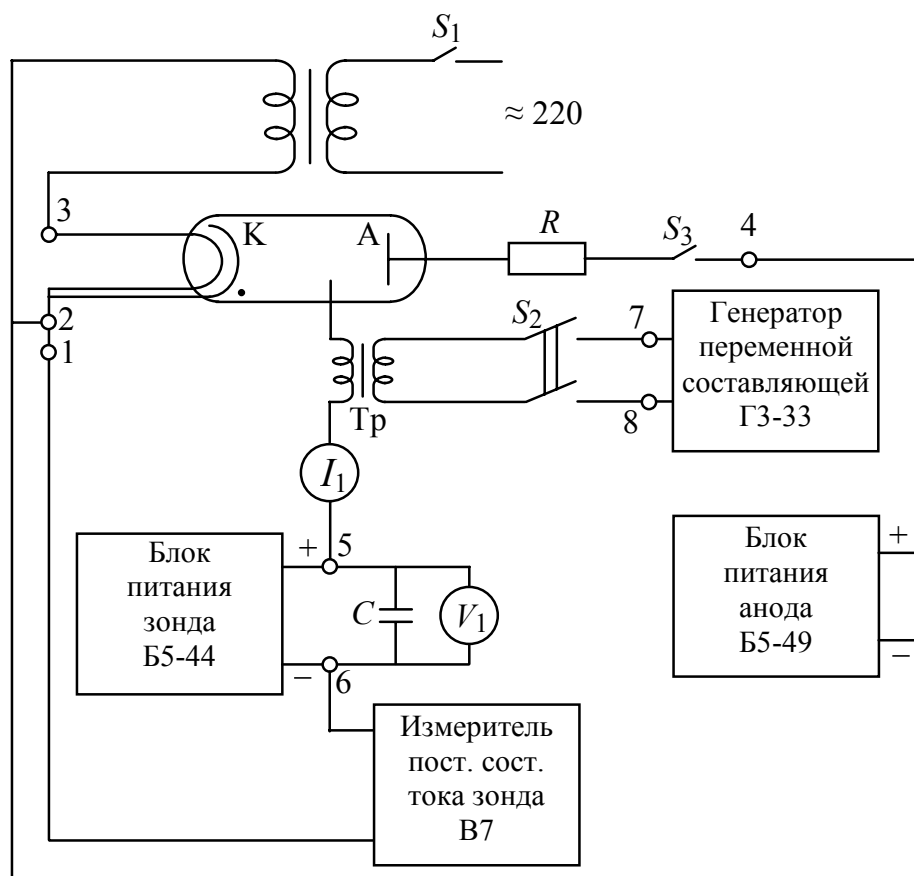


Рис. 5.1. Схема экспериментальной установки

Переменная составляющая напряжения в цепь зонда подается через вторичную обмотку трансформатора. Его первичная обмотка является нагрузкой генератора синусоидальных колебаний с регулируемой частотой и амплитудой.

Значения токов разряда и напряжений, подаваемых на исследуемый макет, оговариваются с преподавателем.

Несамостоятельный дуговой разряд в макете возбуждается в парах ртути, давление которых p зависит от температуры T в лабораторном помещении и может быть определено из соотношения

$$\lg p = 8.4525 - 3.3225/T.$$

В общем случае ФРЭ в положительном столбе может быть максвелловской и тогда описывается выражением

$$f(U) = 2\pi \left(\frac{e}{\pi k T_e} \right)^{3/2} \sqrt{U} \cdot \exp\left(-\frac{eU}{k T_e} \right),$$

а может иметь и другой вид.

5.2. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с устройством экспериментальной установки.
2. Перед началом снятия ФРЭ необходимо определить параметры схемы питания цепи зонда. Порядок этой процедуры: включить накал макета, выждать 7 мин, включить анодное напряжение (блок Б5-49), установить анодный ток 200 мА, включить блоки питания цепи зонда переменным и постоянным токами и измеритель высокочастотного напряжения – милливольтметр ВЗ-38 ($U_{з\sim}$).
3. При отсутствии переменного напряжения (S_2 – выключен) определить «плавающий» потенциал стенки $U_{ст}$, для чего, меняя подаваемое на зонд постоянное напряжение, найти переход от ионного тока на зонд к электронному, что проявляется в смене знака тока. Точно этот переход можно определить с помощью амперметра, который включается при размыкании ключа K_1 . Первоначально предел по току установить 20 мА.
4. Найти рабочую частоту и амплитуду переменного сигнала генератора, нагруженного на плазму (ключ S_2 замкнут), обеспечивающую стабильную работу генератора. Частоту менять от 200 до 2000 Гц, амплитуду A брать не более 2 В.
5. Исследовать влияние амплитуды переменного напряжения A на величину ΔI_e . Для этого задать постоянное напряжение на зонд (ключ S_2 – вы-

ключен), замерить с помощью тестера значение тока на зонд I_1 , включить постоянное и переменное напряжения (ключ S_2 замкнут), замерить второе значение тока I_2 , $\Delta I_e = I_2 - I_1$. Определить ΔI_e для четырех значений A .

6. После подготовительной работы, выбрав частоту и амплитуду переменного сигнала, дающих минимальное, но заметное значение ΔI_e , приступить к снятию ФРЭ. Для этого менять через 0.5 В постоянное напряжение, подаваемое на зонд от $U_{ст}$ до значения, при котором $\Delta I_e = 0$. Снять ФРЭ три раза и привести в отчете среднее ее значение.

7. Выключить питание разряда и цепи зонда, не выключая накал катода!

8. Выключить источник питания накала катода спустя 3 мин после выключения анодного напряжения.

5.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Физика явлений. Описание методики снятия ФРЭ.
3. Электрическая схема установки, ее описание.
4. Таблицы экспериментальных данных.
5. Графики экспериментальной зависимости $\Delta I_e = f(A)$ и расчетной кривой $\Delta I_e \equiv A^2$. На основе предварительных исследований выбрать значения A и частоту переменного напряжения.
6. Среднее значение функции распределения электронов по энергиям $f(eU_e)$ – см. (5.6), f дать в относительных единицах, eU_e – эВ.
7. Выводы о проделанной работе.

Лабораторная работа № 6

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННОГО ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Цели работы: ознакомление с характерными особенностями направленного переноса заряженных частиц в газе под действием электрического

поля, с основными закономерностями токопрохождения в плоском двухэлектродном газонаполненном промежутке; определение подвижности ионов воздуха.

6.1. Основные сведения

Развитие некоторых технических направлений стимулировало интенсивное расширение области применения потоков заряженных частиц в атмосферных или близких к ним условиях. Такие потоки используются в ряде технологических процессов, таких как нанесение на металлы различных порошковых покрытий, нанесение жидкостей в аэрозольном состоянии («электрокраска»), электросепарация материалов, снятие статического электричества в текстильной и бумажной промышленности. Потоки заряженных частиц в атмосферных условиях необходимы в электрографии (лазерный принтер) для очувствления полупроводниковых носителей информации (процессом очувствления называется нанесение на поверхность носителя информации равномерного потенциального рельефа) и в ряде других случаев.

При движении в вакууме заряженные частицы под действием электрического поля приобретают скорость направленного движения v_H , которая определяется пройденной разностью потенциалов U :

$$v_H = \sqrt{2 \frac{q}{m} U},$$

где q и m – заряд и масса заряженной частицы.

Качественно иным образом определяется скорость направленного движения заряженных частиц в газах, когда длина свободного пути мала и частицы при своем движении испытывают много столкновений в объеме между электродами. В этом случае скорость направленного движения будет зависеть не от пройденной разности потенциалов, а от локального значения напряженности электрического поля E . В простейшем случае скорость направленного движения и напряженность электрического поля связаны между собой зависимостью

$$v_H = bE, \quad (6.1)$$

где b – коэффициент подвижности, или просто «подвижность», заряженных частиц.

Подвижность заряженных частиц обратно пропорциональна давлению газа p и определяется как

$$b = b_0 / p, \quad (6.2)$$

где b_0 – подвижность при единичном давлении (приводится в справочной литературе для различных газов). Величина b_0 зависит от рода газа.

С учетом выражения (6.2) формулу (6.1) можно записать в виде

$$v_H = b_0 E / p, \quad (6.3)$$

откуда видно, что скорость направленного движения заряженных частиц в газе определяется помимо рода газа отношением E/p – характерным аргументом, также определяющим многие другие зависимости процессов в газовом разряде и плазме.

Выражение (6.3) справедливо для описания скорости направленного движения заряженных частиц в газе в режиме «слабого поля». Этот режим реализуется в тех случаях, когда скорость направленного движения существенно меньше скорости теплового хаотического движения

$$v_H \ll v_T, \quad (6.4)$$

где v_T – определяется соотношением $v_T = \sqrt{8kT/\pi m}$. Здесь k – постоянная Больцмана; T – температура частиц.

Если условие (6.4) не выполняется, зависимость скорости направленного движения от E/p может оказаться значительно более сложной, чем зависимость вида (6.3).

Рассмотрим двухэлектродный газонаполненный промежуток с плоскими электродами, функционирующий в режиме подвижности. Пусть один из электродов эмитирует заряженные частицы в газовую среду. Если же на другой электрод задать потенциал, собирающий эти заряженные частицы, то через промежуток потечет ток. Допустим, что заряженные частицы имеют отрицательный заряд. В этом случае уравнение Пуассона будет иметь вид

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{j}{\varepsilon_0 b}, \quad (6.5)$$

где U – потенциал; x – координата, отсчитываемая от поверхности эмиттера; j – плотность тока, переносимого заряженными частицами; ε_0 – диэлектрическая проницаемость газовой среды между электродами, которая практически равна диэлектрической проницаемости вакуума. При составлении уравнения (6.5) учтено, что $E = -dU/dx$.

Анализировать уравнение (6.5) будем при следующих граничных условиях:

$$(dU/dx)_{x=0} = 0; \quad U(x=L) - U(x=0) = U_a, \quad (6.6)$$

где L – расстояние между электродами.

Равенство нулю производной от потенциала по координате на поверхности эмиттера предполагает его неограниченную эмиссионную способность. Это, конечно, идеализация реального эмиттера, но она оправдывается, если эмиссия заряженных частиц из катода многократно превышает ток, реально протекающий между электродами.

Граничные условия (6.6) как по форме, так и по существу аналогичны тем, которые принимаются при выводе закона степени $3/2$ для вакуума. Ввиду этого вольт-амперная характеристика, полученная из решения уравнения Пуассона (6.5) с граничными условиями для газонаполненного промежутка, функционирующего в режиме подвижности (6.6), должна быть аналогом закона степени $3/2$. Указанную вольт-амперную характеристику можно представить в виде

$$j_0 = 9\varepsilon_0 b U_a^2 / 8L^3, \quad (6.7)$$

где j_0 – плотность тока, ограниченного пространственным зарядом носителей тока.

Анализ уравнения Пуассона позволяет найти выражение для напряженности электрического поля в зависимости от координаты в виде

$$E(x) = 3/2 \sqrt{x/L} U_a / L. \quad (6.8)$$

Используя формулы (6.1) и (6.8), выражение для вольт-амперной характеристики (6.7) можно представить в виде

$$j_0 = 3/4 \varepsilon_0 v_H(L) U_a / L^2, \quad (6.9)$$

где $v_H(L)$ – скорость направленного движения заряженных частиц в плоскости коллектора при $x = L$.

Представление вольт-амперной характеристики в виде (6.9) обладает одной интересной особенностью, которая заключается в том, что если в таком же виде представить вольт-амперную характеристику для вакуума или промежуточных давлений, при которых режим подвижности, строго говоря, не выполняется, то все равно получаются формулы, аналогичные формуле (6.9) и отличающиеся от нее лишь числовым коэффициентом. Кстати, и различие в значениях числовых коэффициентов, как правило, меньше, чем точность величин, найденная в экспериментах. Это обстоятельство делает фор-

мулу вида (6.9) удобной для экспериментального определения скорости направленного движения заряженных частиц в электрическом поле.

Описание экспериментальной установки. Установка состоит из макета плоского двухэлектродного промежутка, обеспечивающего питание электродов и измерение токов и напряжений. Схема установки представлена на рис. 6.1.

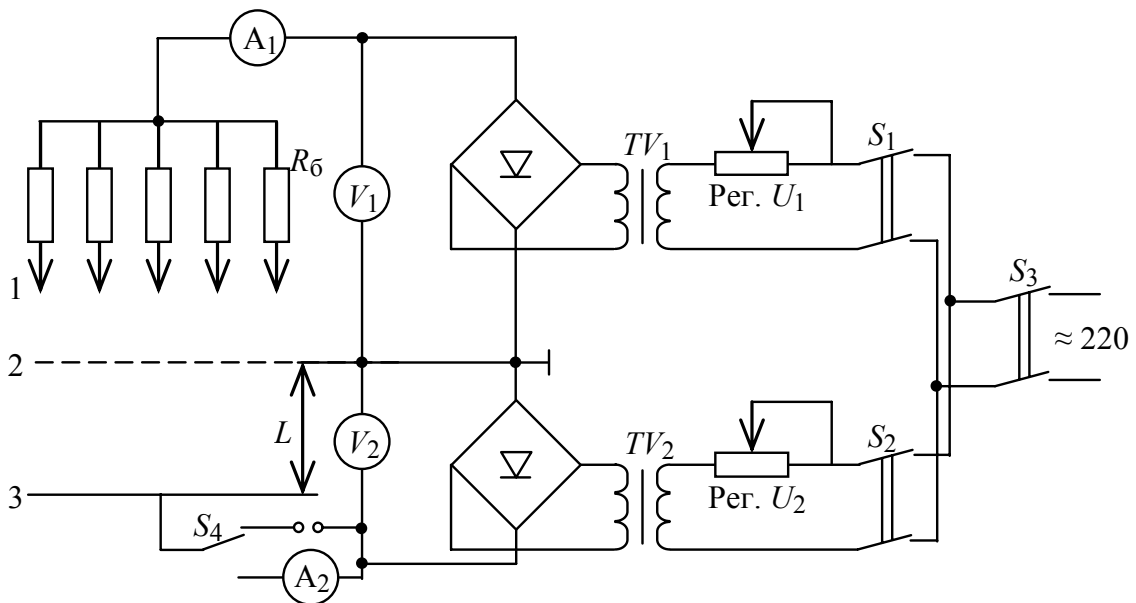


Рис. 6.1. Электрическая схема установки

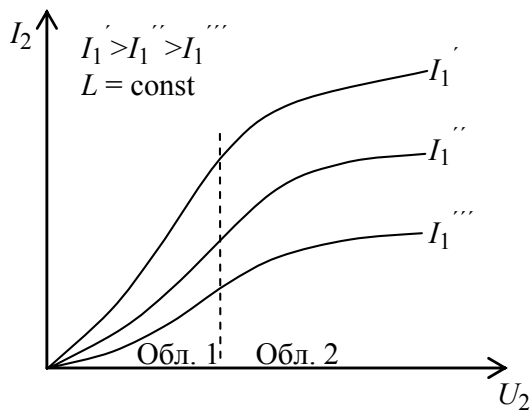


Рис. 6.2. Вольт-амперные характеристики плоского промежутка при различных значениях тока источника ионов

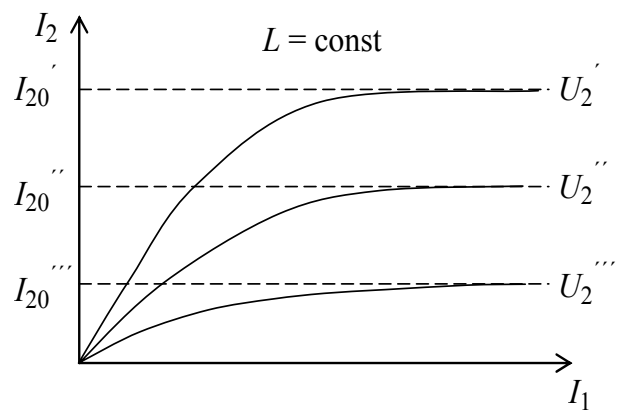


Рис. 6.3. Зависимости тока в ускоряющем промежутке от тока источника ионов

Макет имеет три электрода. Электрод 1 представляет собой многоострый коронатор. Совместно с сетчатым электродом 2 он образует источник ионов, работающий в режиме коронного разряда. Для повышения однородности плотности потока ионов по поперечному сечению последовательно с каждым из 16 острий включается резистор сопротивлением 5,1 МОм каж-

дней. Образованные в ионном источнике заряженные частицы диффундируют в плоский двухэлектродный промежуток, образованный электродами 2 и 3. Электрод 3 выполняет роль коллектора. Коллектор установлен на подвижной платформе, что позволяет изменять ширину зазора между электродами 2 и 3.

Типичный вид снимаемых характеристик показан на рис. 6.2 и 6.3.

6.2. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с устройством экспериментальной установки.
 2. Снять вольт-амперную характеристику источника ионов (промежутка между электродами 1 и 2).
 3. При фиксированном значении расстояния L между электродами 2 и 3 снять зависимость I_2 от U_2 при постоянном значении ионного тока I_1 , генерируемого в источнике ионов.
 4. Повторить измерения по п. 3, изменив значение тока I_1 .
 5. Снять зависимость тока I_2 от производительности ионного источника, оцениваемой током I_1 при фиксированных значениях U_2 и L . Типичный вид зависимости I_2 от I_1 показан на рис. 6.3.
 6. Повторить измерения по п. 5 при новых значениях U_2 и L .
- Количество измерений по пп. 3 и 5 согласовывается с преподавателем.

6.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Теоретическая часть.
3. Схема и описание работы экспериментальной установки.
4. Результаты экспериментальных исследований.
5. Результаты обработки экспериментальных данных.

По зависимости I_2 от I_1 (рис. 6.3) определяется значение тока I_{20} и по известной площади поперечного сечения потока ионов S_{Π} (2 см^2) вычисляется значение j_{20} – плотность тока насыщения. Скорость направленного движения заряженных частиц $v_{\text{H}}(L)$ вычисляется по формуле (6.9) при известных значениях j_{20} , U_2 и L . При построении графика зависимости v_{H} от на-

пряженности электрического поля в плоскости коллектора $E(L)$ значения последней вычислять для различных режимов по формуле (6.8). По вычисленным значениям v_H и $E(L)$ определяется значение коэффициента подвижности b в условиях эксперимента. Используя полученное значение b , с помощью формулы (6.7) рассчитывают значение тока в промежутке для условий, при которых выполнялись измерения.

6. Выводы о проделанной работе.

Лабораторная работа № 7

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ИНДИКАТОРНОЙ ПАНЕЛИ

Цели работы: ознакомление с устройством газоразрядных индикаторных приборов интегрального типа; исследование процесса зажигания разряда и его ВАХ в газоразрядной индикаторной панели.

7.1. 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: отображение больших массивов знаковой информации, отображение гистограмм, графиков, а также видеoinформации с градациями яркости. ГИП с большим числом ячеек и большим быстродействием – плазменные экраны – находят в настоящее время широкое применение в телевизионной технике. ГИП имеет, как правило, диэлектрическую матрицу с весьма большим числом ячеек и два покровных стекла, приклеенных к матрице, на которые снаружи или изнутри наносятся полупрозрачные электроды. Покровные стекла приклеиваются таким образом, что полупрозрачные электроды становятся взаимно перпендикулярными. После склейки панель заполняется инертным газом. Каждая ячейка ГИП представляет собой миниатюрный газоразрядный прибор с холодным катодом и анодом. 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.

Исследуемая в данной работе ГИП-10 000 является индикаторной панелью постоянного тока с внешней адресацией, количество светящихся ячеек в ней 10 000, т. е. 100×100 ячеек. Диаметр отверстия в матрице – 0.6 мм, 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. Параллельная работа газоразрядных ячеек с одним большим резистором невозможна, так как после возникновения разряда в одной из ячеек столбца напряжение на остальных ячейках, имеющих один внешний резистор, падает. Поэтому одновременно можно поддерживать разряд в ячейках только одной строки. В качестве газового наполнителя в данной ГИП используется смесь Пеннинга на основе неона, дающая оранжево-красный цвет свечения.

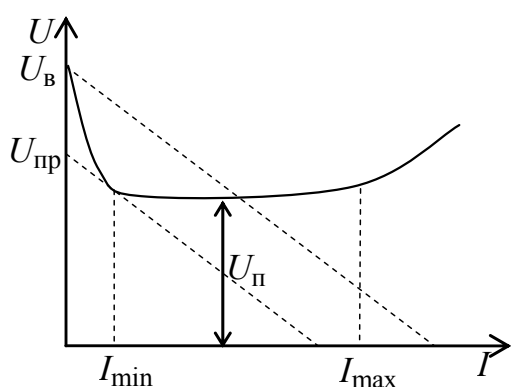


Рис. 7.1. Вольт-амперная характеристика газоразрядной ячейки

Основными электрическими параметрами ГИП постоянного тока являются напряжения возникновения (U_B), поддержания ($U_п$) и прекращения разряда ($U_{пр}$), а также время возникновения разряда. Возможные состояния газоразрядной ячейки определяются вольт-амперной характеристикой (рис. 7.1) и нагрузочными прямыми, т. е. зависимостью падения

напряжения на балластном сопротивлении от тока.

Напряжение возникновения разряда превышает напряжение его поддержания, 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.

При зажигании разряда наблюдается разброс значений U_B и времени возникновения разряда. Связано это, во-первых, с вероятностным характером самого процесса ионизации. Кроме того, начало развития разряда определяется появлением первой лавины электронов с катода. Возникновение первой

лавины электронов, если нет специального внешнего источника энергии, воздействующего на катод, связано, как правило, с космическим излучением, которое имеет существенные флуктуации по амплитуде и во времени.

В процессе эксплуатации ГИП возможно распыление катодов ячеек за счет ионной бомбардировки и эрозия матрицы. Поэтому значения U_B для различных точек ГИП могут существенно отличаться друг от друга.

Описание экспериментальной установки. Экспериментальная установка содержит индикаторную панель ГИП-10 000, встроенные блок питания и микроамперметр для измерения тока, ламповый вольтметр В7-27А/Г для измерения падения напряжения между анодом и катодом ячейки (рис. 7.2). Кроме того, источник питания Б5-50 имеет наборные барабаны, позволяющие регулировать разность потенциалов, подаваемых на ячейки от 0 до 299 В. Переключатели Π_1 и Π_2 позволяют зажигать ту или иную ячейку, рав-

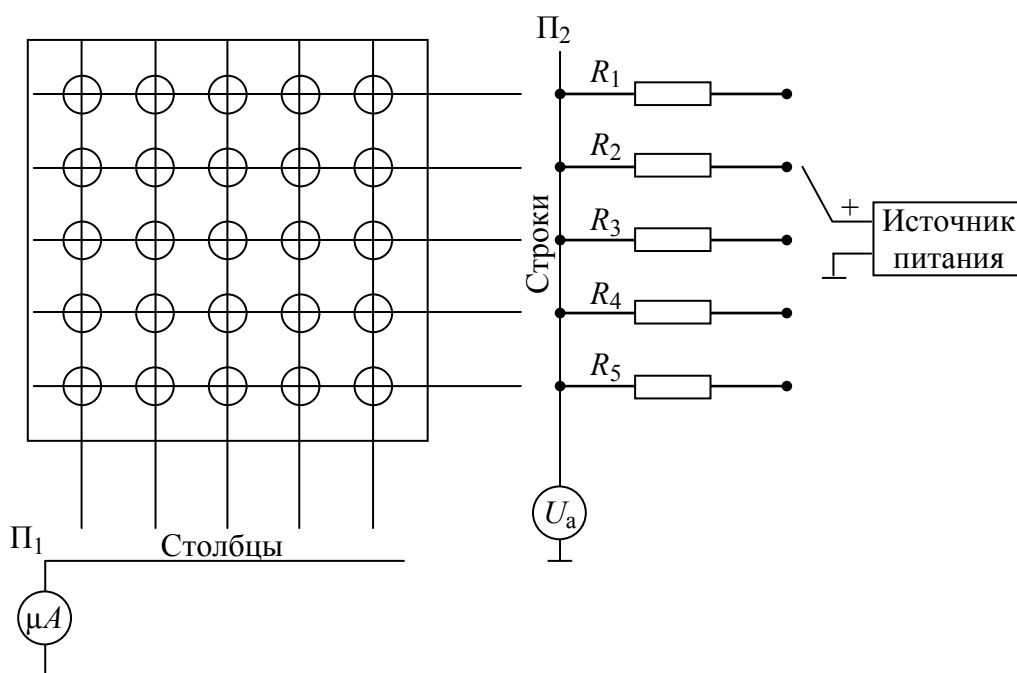


Рис. 7.2. Схема экспериментальной установки

номерно расположенные по полю ГИП. Значение U_B надо снимать по показаниям наборных барабанов источника питания. Переключатель резисторов позволяет регулировать сопротивление нагрузки. Оно изменяется следующим образом: положения переключателя 1, 2, 3, 4 и 5 соответствуют сопротивлениям 0.5; 0.8; 1.2; 1.5; 3.2 МОм.

7.2. Порядок выполнения работы

1. Исследовать возникновение разрядов ГИП. Как отмечалось в 7.1, возможен разброс как значений U_B , так и времени возникновения разряда t_B . Учет обоих этих факторов весьма трудоемок. С целью упрощения исследования будем наблюдать только разброс значений U_B . Для исключения влияния разброса значений t_B предлагается выждать зажигания разряда не более 3...5 с. Если разряд не загорелся за это время, надо с помощью источника питания увеличить подаваемое напряжение. В процессе выполнения работы замерить U_B по 5 раз в пяти точках ГИП. Для одной точки проверить влияние внешней засветки на U_B , для чего закрыть ГИП непроницаемым экраном и снять пять значений U_B .

2. Исследовать влияние внешней нагрузки (R_H) на U_B . Снять зависимость U_B для одной точки ГИП от значения R_H . R_H менять от 0.5 до 3.2 МОм. Для каждого значения R_H снять U_B 5 раз.

3. Снять ВАХ ячейки ГИП. ВАХ снимать для трех точек ГИП, ток менять с помощью источника питания, падение напряжения на приборе регистрировать с помощью лампового вольтметра U_a (рис. 7.2). Убедиться, что в ГИП используется нормальный тлеющий разряд, т. е. с ростом тока U_{a-k} меняется слабо.

7.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Устройство и принцип действия ГИП.
3. Схема экспериментальной установки.
4. Таблица значений U_B , для каждой из пяти точек 5 значений. Для одной точки дать влияние внешней зависимости на U_B .
5. Зависимость U_B от R_H .
6. ВАХ для трех точек.
7. Выводы о проделанной работе.

Лабораторная работа № 8

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ЗОНДОВ

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

8.1. Основные сведения

Газоразрядная плазма – это ионизированный газ, в котором концентрации положительно и отрицательно заряженных частиц приблизительно равны между собой, а дебаевский радиус экранирования существенно меньше характерного размера объема, в котором находится ионизированный газ. 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. В газоразрядной плазме электроны и ионы приобретают энергию под действием продольного электрического поля, поэтому энергия электронов и ионов выше энергии нейтральных атомов. В свою очередь, энергия электронов много больше энергии ионов. Объясняется это тем, что электроны, приобретая энергию в электрическом поле, теряют ее в результате соударения с атомами. В слабоионизированной плазме преобладают упругие соударения электронов с атомами, при этом обмен энергией зависит от отношения массы электрона к массе атома. Поскольку это отношение гораздо меньше единицы, то потери энергии электронов при соударении с атомами весьма малы. Для ионов получается другая ситуация: масса ионов соизмерима с массой атома и при упругом соударении с ним ион может терять значительную часть своей энергии. Для максвелловского распределения по скоростям средняя энергия частиц характеризуется их температурой. В связи с этим в газоразрядной плазме температура электронов (T_e), температура ионов (T_i) и температура атомов (T_a) связаны следующим неравенством: $T_e \gg T_i > T_a$.

Основные параметры плазмы: концентрация, температура, потенциал пространства и градиент потенциала 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: $I_3 = I_e + I_i$.

На рис. 8.1, *a* 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.

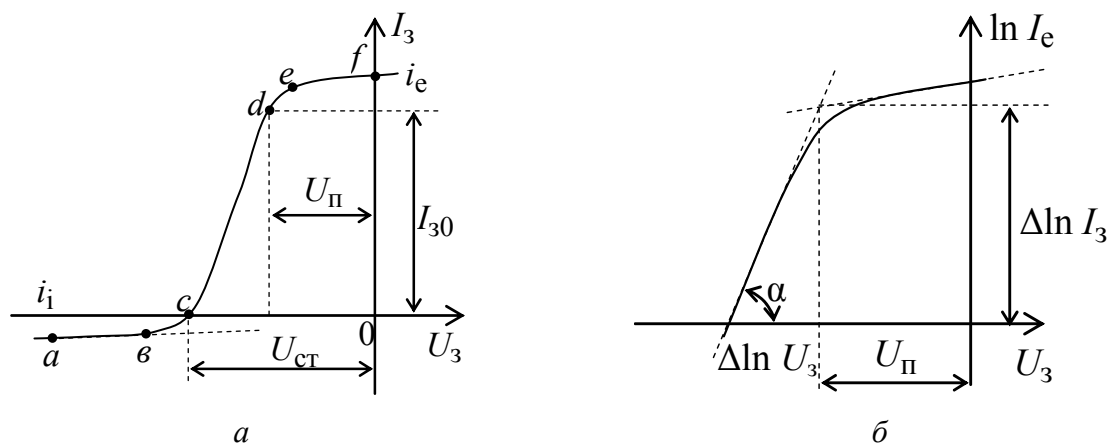


Рис. 8.1. Зондовая характеристика и метод ее обработки

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.

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 $v_{is} = \sqrt{kT_e/m_i}$. Ионный ток на границе слоя пространственного заряда составляет величину $I_i = en_i v_{is} S$, 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

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

где j_{i0} – 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

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

где n_{e0} – концентрация электронов на границе слоя; $U_{ст}$ – 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 c 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 потенциала:

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

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:

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

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. На участке ef на зонд идет чистый электронный ток, который слабо зависит от потенциала зонда. Насыщение электронного тока на зонд физически объясняется тем, что на зонд приходит хаотический ток электронов из плазмы, плотность тока которого – величина постоянная. С другой стороны, в оболочке должен соблюдаться закон степени “3/2”, который в рассматриваемом случае можно представить в виде

$$I_e = j_{e0} S = 0.25 S n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} = 2.33 \cdot 10^{-6} S \frac{U_3^{3/2}}{d^2}, \quad (8.1)$$

где U_3 – потенциал зонда относительно плазмы; d – толщина оболочки.

Из выражения (8.1) следует, что с ростом потенциала зонда возрастает толщина электронной оболочки, ее поверхность почти не изменяется, неизменным остается и электронный ток на зонд (участок ef).

Выражение (8.1) строго справедливо для плоского зонда с охранным кольцом. Для цилиндрического зонда может наблюдаться некоторый рост S , однако, так как толщина оболочки много меньше диаметра зонда, можно считать на участке ef электронный ток примерно постоянным.

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 v до $(v + \delta v)$, определяется как

$$dn_v = v n_e (\sqrt{\pi v_0})^{-1} \exp(-v^2 / v_0^2) dv.$$

При этом следует уточнить, что на зонд попадают только те электроны, у которых составляющая скорости v удовлетворяет соотношению $mv^2/2 \geq eU_3$. Следовательно, полное число электронов, достигающих зонда, определяется интегрированием этого выражения в пределах от $v = (2eU_3/m)^{1/2}$ до $v = \infty$. 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). Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс 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:

$$n_e = n_i = \frac{I_{e0}}{S e \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m_e}}},$$

где I_{e0} берется для потенциала зонда, равного потенциалу плазмы.

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.

8.2. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с руководством к лабораторной работе по изучению параметров плазмы низкого давления в разряде с накалимым катодом в парах ртути. Изучить схему экспериментальной установки (рис. 8.2), состоящей из блока накала катода, блока разрядного напряжения, блока управления потенциалом зонда. Ознакомиться с расположением органов управления.

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 раз-

рядного 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

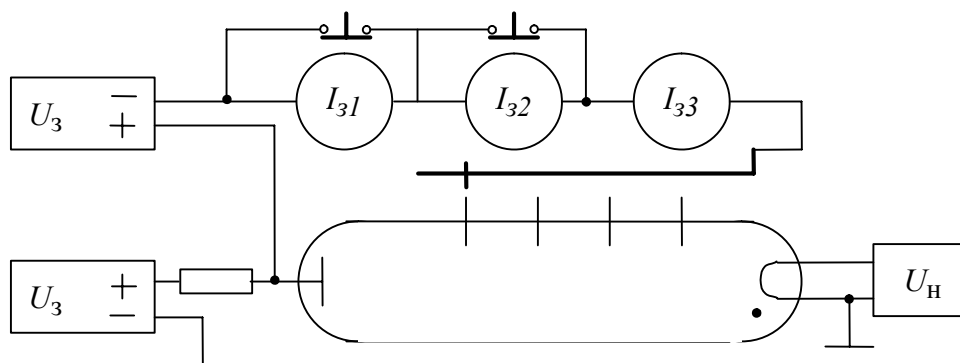


Рис. 8.2. Схема экспериментальной установки

пределами измерений, так как при снятии зондовых характеристик ток изменяется на несколько порядков и, кроме того, меняет направление своего движения.

8.3. Содержание отчета

1. Цель работы.
2. Схема экспериментальной установки.
3. Таблицы экспериментальных данных.
4. Построенные зависимости $I_3 = f(U_3)$ и $\ln I_e = f(U_3)$.
5. Рассчитанные параметры плазмы: потенциал плазмы в месте нахождения зондов, температура электронного газа, концентрация заряженных частиц, продольная напряженность поля в положительном столбе. Расчеты выполняются в системе СИ.
6. Выводы по результатам исследований.

Лабораторная работа № 9

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Цели работы: ознакомление с основными формами тлеющего разряда и исследование его характеристик.

9.1. Основные сведения

Тлеющий разряд – это самостоятельный разряд в газе с холодным катодом. Эмиссия электронов в этом разряде возникает в результате бомбардировки катода положительными ионами. Такой механизм эмиссии относительно неэффективен, поэтому для тлеющего разряда характерны небольшая плотность тока ($2 \dots 10 \text{ mA/cm}^2$) и большое катодное падение напряжения (порядка $100 \dots 300 \text{ В}$) для катодов из чистых металлов.

Основные процессы, обеспечивающие самостоятельность тлеющего разряда, происходят в катодных частях разряда и на катоде. Положительный столб представляет собой среду, через которую протекает анодный ток. Если приближать анод к катоду, то сокращается именно эта область разряда. При определенном расстоянии между электродами, которое называется критическим, положительный столб исчезает. 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.

В приборах тлеющего разряда используется, как правило, «короткий» разряд, когда расстояние между электродами порядка критического. В этом случае источником излучения является свечение, возникающее в катодном падении напряжения. Спектр излучения зависит от состава наполняющего газа. Обычно используется неон и смеси на его основе, дающие оранжево-красный цвет свечения.

Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда представлена на рис. 9.1. На этой характеристике можно выделить два характерных участка. Участок 1 с постоянным значением напряжения разряда, который наблюдается при токах, не превышающих некоторого значения. При токах выше указанного наблюдается рост напряжения на разряде при возрастании разрядного тока (участок 2).

Разряд на первом участке получил название нормального тлеющего разряда. Для него справедлив закон Геля, который гласит, что разрядное напряжение и плотность катодного тока не зависят от разрядного тока. При этом площадь катода, участвующая в разряде, меньше площади его поверхности и пропорциональна разрядному току. С физической точки зрения справедливость закона Геля обусловлена тем, что при указанных условиях протекание

разрядного тока требует наименьших затрат энергии.

Если сила тока такова, что вся поверхность катода покрыта свечением, то с ростом тока его плотность и разрядное падение напряжения возрастают. Такой разряд называют аномальным тлеющим разрядом.

Тлеющий разряд – слаботочный разряд. При токах порядка 1 А появляется тенденция к его переходу в дуговой разряд. В связи с этим приборы тлеющего разряда имеют максимальные токи в пределах до 0,1 А.

В аномальном тлеющем разряде с увеличением тока возрастает яркость свечения на катоде и усиливается распыление материала катода под действием ионной бомбардировки.

Слабоаномальный тлеющий разряд используется в различных индикаторах, в газоразрядных индикаторных панелях и в плазменных телевизионных экранах. Нормальный тлеющий разряд используется в параметрических стабилизаторах напряжения.

Аномальный тлеющий разряд в настоящее время находит широкое применение в электронном производстве для очистки и травления деталей.

На рис. 9.2 приведена упрощенная электрическая схема, включающая в себя исследуемый прибор тлеющего разряда Π , балластное сопротивление $R_{\text{б}}$, амперметр для измерения анодного тока $I_{\text{а}}$, также вольтметры, фиксирующие входное напряжение $U_{\text{вх}}$ и напряжение на исследуемом приборе $U_{\text{а}}$.

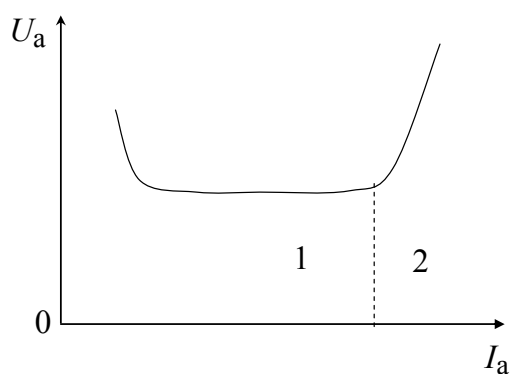


Рис. 9.1. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда

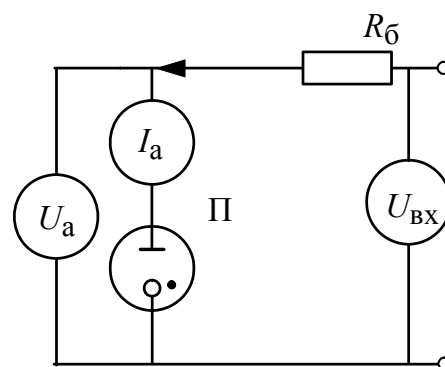


Рис. 9.2. Схема включения стабилизатора в электрическую цепь

Переключателем (на схеме не показан) можно включать в схему стенда различные по конструкции приборы. Ток через прибор можно регулировать с помощью балластного сопротивления $R_{\text{б}}$, а также изменяя с помощью потенциометра значение $U_{\text{вх}}$. В лабораторной работе исследуются: эксперимен-

тальная лампа Л, имеющая плоскую конструкцию с рамочным анодом и неоновым наполнением; линейный индикатор ИН-9, имеющий катод в виде тонкой нити и цилиндрический анод с прорезями для наблюдения свечения, наполнение – смесь неона с аргоном; различные типы стабилитронов тлеющего разряда типа СГЗС, СГ4С.

9.2. Порядок выполнения работы

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

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

3. Снять вольт-амперную характеристику $U_{\text{п}} = f(I_{\text{а}})$ линейного индикатора напряжения тлеющего разряда ИН-9, одновременно измеряя длину светящегося столба. Характеристику снимать до токов, в 1.2...1.5 раза превышающих ток, соответствующий максимальной длине столба.

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

9.3. Содержание отчета

1. Цель работы. Схема лабораторной установки.
2. Вольт-амперная характеристика лампы тлеющего разряда Л. Зависимость плотности тока на катоде от разрядного тока.
3. Вольт-амперная характеристика индикатора ИН-9. Зависимость длины светящегося столба от разрядного тока.
4. Вольт-амперная характеристика стабилитрона.
5. Выводы по результатам исследований.

Список рекомендуемой литературы

Абрамов И. С., Барченко В. Т. Лабораторный практикум по дисциплине «Плазменные приборы и устройства» / ГЭТУ. СПб., 1995.

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

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

Каганов И. Л. Ионные приборы. М.: Энергия, 1972.

Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М.–Л.: Гостехиздат, 1950.

Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.

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

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

Соболев В. Д. Физические основы электронной техники: Учеб. для вузов. М.: Высш. шк., 1979.

Электрический ток в газе. Установившийся ток / Под ред. Л. А. Сена и В. Е. Голанта. М.: Наука, 1971.

Содержание

Введение.....	3
Лабораторная работа № 1. Расчет скорости дрейфа заряженных частиц в газе под действием внешнего электрического поля.....	4
Лабораторная работа № 2. Исследование методик расчета сечения ионизации атомов при соударении электронов с атомом.....	9
Лабораторная работа № 3. Исследование влияния функции распределения электронов по энергиям на среднее сечение ионизации атомов.....	15
Лабораторная работа № 4. Расчет напряжения возникновения газового разряда (кривые Пашена).....	16
Лабораторная работа № 5. Исследование функции распределения электронов по энергиям в газовом разряде.....	22
Лабораторная работа № 6. Исследование направленного движения заряженных частиц в газе под действием электрического поля.....	27
Лабораторная работа № 7. Исследование газоразрядной индикаторной панели.....	33
Лабораторная работа № 8. Исследование газоразрядной плазмы методом зондов.....	37
Лабораторная работа № 9. Исследование тлеющего разряда.....	43
Список рекомендуемой литературы.....	47