

ленную скорость ионов. Для некоторых газов это различие доходит до трех порядков.

При расчетах времени движения заряженных частиц в среде газа широко используются не только величины подвижностей, но и непосредственно экспериментальные зависимости скоростей направленного движения  $u$  от отношения  $E/p$  для электронов и ионов, которые широко представлены в литературе по электрическим разрядам в газах.

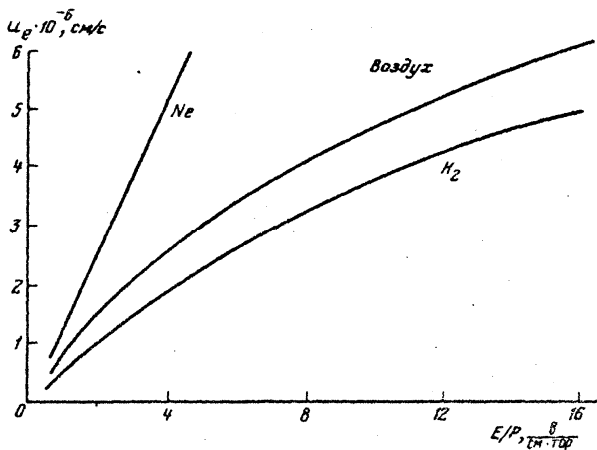


Рис. 3.7. Зависимость  $U_e = f(E/p)$  для некоторых газов

### 3.4. Диффузия

Диффузия заряженных и нейтральных частиц играет большую роль при электрических разрядах в газах. Ионизированный газ можно рассматривать как смесь нейтрального невозбужденного, электронного, ионного и нейтрального возбужденного газов. Каждый из этих газов обладает своей концентрацией и парциальным давлением. При нарушении постоянства концентрации одного или нескольких компонентов смеси возникают соответствующие диффузионные потоки в направлении к области с меньшей концентрацией частиц. Диффузия, протекающая в безграничном пространстве, называется *свободной*.

### 3.4.1. Свободная диффузия

**Плотность потока диффундирующих частиц** типа  $i$  пропорциональна градиенту концентрации согласно известному соотношению:

$$\mathbf{N}_i = -D_i \cdot \text{grad}(n_i), \quad (3.14)$$

где  $D_i$  – коэффициент диффузии частиц  $i$  – го типа;  $n_i$  – концентрация этих частиц.

Поток диффундирующих частиц определяется еще и следующим выражением:

$$\mathbf{N}_i = n_i \mathbf{u},$$

где  $\mathbf{u}$  – скорость диффузионного потока. Отсюда

$$\mathbf{u} = -\frac{D_i}{n_i} \text{grad}(n_i). \quad (3.15)$$

Используя для одномерного случая выражение (3.14) и уравнение непрерывности  $\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\text{div}(N_i)$  получаем

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -D_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2}. \quad (3.16)$$

Уравнения (3.14) и (3.16) позволяют определить концентрацию частиц вида  $i$  в точке  $x$  в момент времени  $t$ .

Для каждого вида частиц существует свой коэффициент диффузии  $D_i$ . Таким образом, имеются коэффициенты  $D_+$ ,  $D_-$ ,  $D_e$ , а также коэффициент диффузии метастабильных возбужденных атомов  $D_m$ . Все эти величины рассчитываются или определяются опытным путем.

Несложно определить для одномерного случая также **плотность диффузионных токов** электронов

$$j_e = eD_e \frac{\partial n_e}{\partial x}$$

и положительных ионов

$$j_+ = -eD_+ \frac{\partial n_+}{\partial x}.$$

Экспериментальные данные о коэффициентах свободной диффузии можно в некоторых случаях получить из измерений подвиж-

ностей, используя известное *соотношение Эйнштейна* справедливое для любых видов частиц (включая заряженные), подчиняющихся статистике Максвелла - Больцмана:

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{kT_i}{e}, \quad (3.17)$$

где  $T_i$  – температура соответствующего вида частиц.

### 3.4.2. Пристеночная диффузия

Рассмотрим также **диффузию заряженных частиц из плазмы на ограничивающую ее непроводящую стенку**. В этом виде диффузии принимают участие одновременно электроны и ионы, которые рекомбинируют на стенке. Поскольку потенциал стенки остается неизменным (накопления зарядов одного знака на стенке не наблюдается), **потоки диффундирующих частиц оказываются равными**.

Плазма представляет собой квазинейтральную среду с одинаковыми (и достаточно высокими) концентрациями электронов и положительных ионов:  $n_e = n_+$ . Равенство потоков электронов и ионов к стенке накладывает условие и на скорости их движения  $u_e$  и  $u_+$ , а именно

$$N = u_e n_e = u_+ n_+.$$

Отсюда необходимо, чтобы кроме концентраций частиц были бы равными и скорости:  $u_e = u_+$ .

В плазме скорости хаотического движения электронов намного больше чем ионов, отсюда предполагается, что у стенки **существует поле  $E$ , которое тормозит электроны и ускоряет положительные ионы**.

Совместная диффузия положительных ионов и электронов с равными скоростями при равных концентрациях называется *амбиполярной* (или *двуполярной*) диффузией.

Диффузия заряженных частиц из плазмы на непроводящую стенку является частным случаем амбиполярной диффузии. Поток частиц на стенку можно, очевидно, представить согласно уравнению (3.14):

$$N_a = -D_a \text{grad}(n),$$

где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии. Этот коэффициент может быть найден следующим путем. Используя уравнение  $u = \mu E$ , а также (3.15), запишем выражения для скоростей электронов и ионов при наличии поля  $E$ , тормозящего электроны и ускоряющего положительные ионы

$$u_+ = -D_+ \frac{\text{grad}(n_+)}{n_+} + \mu_+ E;$$

$$u_e = -D_e \frac{\text{grad}(n_e)}{n_e} - \mu_e E.$$

Исключаем неизвестное поле  $E$ , умножая первое уравнение на  $\mu_e$  второе на  $\mu_+$  и складывая эти уравнения. Принимая во внимание также, что  $n_e = n_+ = n$  и  $u_+ = u_e = u$ , получаем

$$u = -\frac{D_+ \mu_e + D_e \mu_+}{\mu_+ + \mu_e} \frac{\text{grad}(n)}{n}.$$

Сопоставляя это выражение с (3.15), имеем

$$D_a = \frac{D_+ \mu_e + D_e \mu_+}{\mu_e + \mu_+}. \quad (3.18)$$

Так как  $\mu_e \gg \mu_+$ , то  $D_a = D_+ + D_e(\mu_+/\mu_e)$ . Используя далее формулу соотношения Эйнштейна (3.17) и имея в виду, что  $T_e \gg T_+$ , получаем упрощенную формулу

$$D_a = D_e \frac{\mu_+}{\mu_e}. \quad (3.19)$$

Таким образом,  $D_a \ll D_e$ .

# ГЛАВА IV

## ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ

### 4.1. Внешние и внутренние параметры разрядов

Электрические разряды в газах имеют внешние и внутренние параметры.

К числу **внешних параметров** относятся: напряжение на разрядном промежутке  $U$ ; протекающий ток  $I$ ; индуктивность  $L$ ; ёмкость  $C$ ; сопротивления резистивное, статическое  $R_c$  и дифференциальное  $R_g = \frac{dU}{dI}$ ; полное сопротивление  $Z$ ; внешнее магнитное поле, если оно используется.

Внешние параметры связаны между собой и зависят от материала и формы электродов, давления и природы газа.

Общая вольт-амперная характеристика разрядов  $U = f(\lg I)$  (рис 4.1.) включает участки со всеми значениями дифференциальных сопротивлений  $R_g$ .

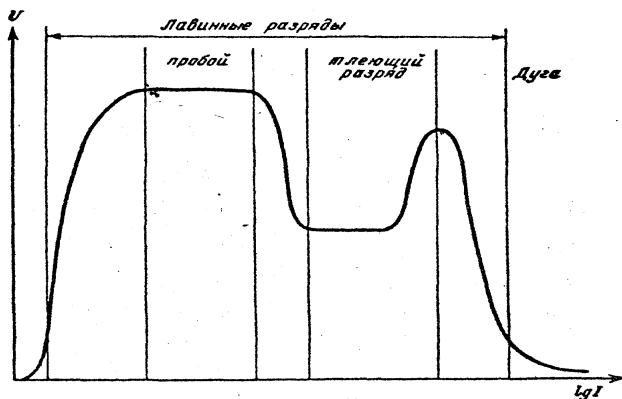


Рис. 4.1. Общая вольт-амперная характеристика электрического разряда в газах для области  $(pd)$  соответствующей правой ветви кривой Пашена. Случай плоских параллельных электродов.

Внешние параметры электрических разрядов в газах измеряются при помощи приборов постоянного или переменного тока, импульсной измерительной аппаратуры. В том числе различными осциллографами, мостами для измерения индуктивностей и ёмкостей. Расчёт этих параметров с использованием внутренних параметров сложен и до сих пор произведён не для всех видов электрических разрядов в газах.

К числу **внутренних параметров** электрических разрядов в газах относятся: напряженность поля  $E$  в различных точках пространства разряда; плотность тока в объёме газа и на электродах  $j$ ; плотности зарядов ионов положительных  $\rho_+$  и отрицательных  $\rho_-$  и электронов  $\rho_e$ ; функции распределения ионов и электронов по скоростям  $f_e, f_+, f_-$ ; средние значения скоростей частиц хаотических  $v$  и направленных  $u$ ; температуры ионов, электронов и нейтральных газовых молекул –  $T_{и}, T_e, T_n$ .

Для расчётов параметров разряда могут быть использованы уравнения Максвелла, а также вытекающее из них уравнение непрерывности. Для случая, когда в объёме газа возникают и исчезают заряды, это уравнение записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} j + \Delta, \quad (4.1)$$

где  $\Delta$  – объёмный коэффициент, учитывающий процессы ионизации и рекомбинации. Как правило, расчёт этих процессов требует предварительного знания функции распределения электронов по скоростям, определяемой из уравнения Больцмана, а также эффективных сечений ионизации и рекомбинации. В общем случае уравнение непрерывности для электрических разрядов в газах ещё не решено. Однако для частных случаев и при наличии ряда упрощающих предположений это решение найдено.

Для тех случаев, когда внутренние параметры не представляется возможным достаточно точно рассчитать, применяются экспериментальные методы определения этих параметров.

## 4.2. Экспериментальное определение внутренних параметров разрядов

Для определения внутреннего состояния высокотемпературной плазмы обычно применяют наименование – *диагностика*. Методики определения внутренних параметров разрядов – это та же диагностика.

Пространство между электродами при электрических разрядах в газах делится на область *пространственного заряда* и область *плазмы*. Между этими основными областями находятся промежуточные участки.

Для области пространственного заряда одной из основных задач является нахождение распределения поля. Для решения этой задачи применяют ряд методов, в том числе методы электронного и накаливаемого зондов. Одним из методов исследования области плазмы является метод холодного зонда.

### 4.2.1. Метод электронного зонда

Этот метод предложил Д. Томсон в 1909 году. Использование метода может быть пояснено с помощью рис. 4.2. В пространстве между электродами  $A$  и  $K$  происходит электрический разряд при низком давлении. Тонкий электронный луч формируется в электронной пушке  $\Pi$ , проходит пространство высокого вакуума и далее область объёмного заряда между катодом и анодом. В этой области луч отклоняется и выходит через узкую щель вновь в пространство высокого вакуума. Двигаясь далее по прямой, луч попадает на люминесцирующий экран  $L$ . Естественно, что рассеяние луча в пространстве объёмного заряда должно быть невелико, это ограничивает применение метода областью давлений от  $10^{-1}$  до  $10^{-4}$  мм рт.ст. На приборе измеряется зависимость отклонения луча на люминесцирующем экране от положения луча между катодом и анодом  $\Delta x = f(x)$ .

**Для выяснения распределения поля** в пространстве между электродами целесообразно решить обратную задачу: задавшись распределением поля, рассчитать зависимость и далее сопоставить расчетную зависимость  $\Delta x = f(x)$  с экспериментальной, найденной ранее. Совпадение зависимостей означает, что первое приближение

было взято верно. В случае расхождений следует сделать второе приближение, добиваясь лучшего совпадения зависимостей  $\Delta x = f(x)$ , расчетной и полученной на опыте.

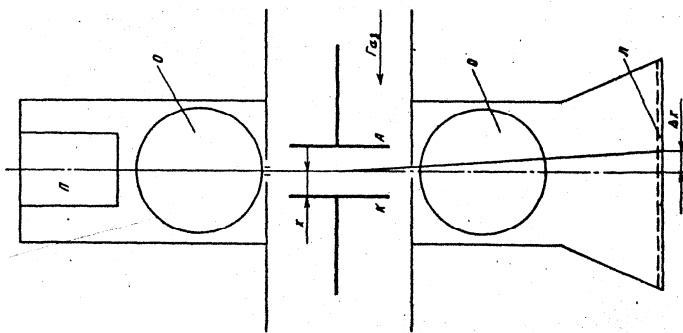


Рис. 4.2. Прибор с электронным зондом: П – электронная пушка; Л – люминесцирующий экран; О – откачная система

Таким путем еще в 1911 г. Астон нашел распределение поля в катодных частях тлеющего разряда, которое показано на рис. 4.3.

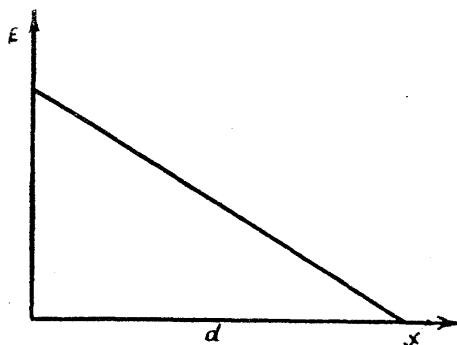


Рис. 4.3. Распределение электрического поля в катодной части тлеющего разряда



Хорошей аппроксимацией этой зависимости является формула:

$$E = E_0 \left( 1 - \frac{x}{d} \right), \quad (4.2)$$

где  $E_0$  – электрическое поле у катода;  $d$  – ширина области между катодом и точкой отрицательного тлеющего свечения, для которой  $E = 0$ . Электронный зонд использовался также для исследования распределения электрического поля в неоднородном слоистом положительном столбе, для которого характерно образование светящихся и темных слоев.

#### 4.2.2. Метод накаливаемого зонда

Метод предложили Н.Семенов и А.Вальтер в 1923 г. *Накаленный зонд* представляет собой небольшое металлическое тело, нагретое до температуры, при которой возникает **заметная термоэлектронная эмиссия**. Зонд вводится в пространство с неизвестным распределением поля, и на него при помощи электрической схемы **подается потенциал, больший или меньший потенциала той точки пространства, куда он помещён**. Если имеет место первый случай, то термоэлектроны не смогут покинуть зонд, во втором случае с зонда обнаруживается измеримый ток термоэлектронов, который сильно зависит от разности потенциалов пространства  $U_{\text{п}}$  и зонда  $U_3$ . Этот ток начинается практически при  $U_{\text{п}} = U_3$ . Таким образом, метод накаливаемого зонда является нулевым методом.

Этот метод был использован, в частности, для **нахождения распределения поля** в катодной части тлеющего разряда. Схема опыта приведена на рис. 4.4. Зонд помещен во второе (кружково) темное пространство катодной части тлеющего разряда. При изменении потенциала накаливаемого и холодного зондов относительно одного из электродов получаются характеристики, показанные на рис. 4.5. Потенциал зонда, при котором эти характеристики начинают резко расходиться, т.е. электроны в большом числе уходят с зонда, и является потенциалом пространства. Перемещая либо систему электродов относительно зонда, либо наоборот, зонд относительно электродов, можно получить полное распределение потенциала в пространстве. Недостаток этого метода – появление вызы-

ваемого зондом местного нагрева газа. Этот недостаток может быть в значительной степени устранён уменьшением размеров зонда и величины зондового тока.

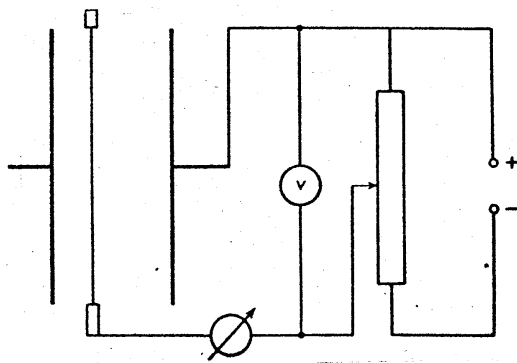


Рис. 4.4. Электрическая схема опыта с накали́нным зондом

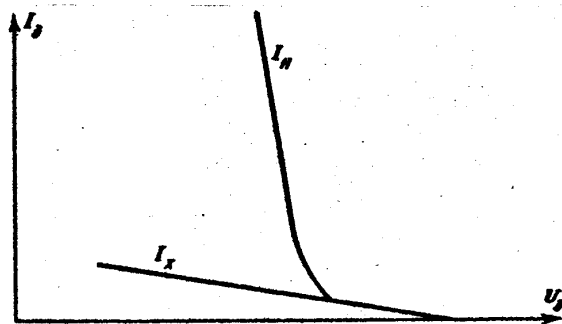


Рис. 4.5. Зондовые характеристики:  $I_n$  – накали́нного и  $I_x$  – холодного зондов

#### 4.2.3. Метод холодного зонда

*Холодный зонд* – небольшое пробное металлическое тело, вводимое в электропроводящую среду для ее исследования. Ленгмюр в

1923 г. предложил использовать холодные зонды для исследования плазмы газового разряда и подробно развил их теорию.

Как известно, *плазма* является квазинейтральной средой с высокими и приблизительно равными концентрациями положительных и отрицательных зарядов  $n_+ = n_-$ , в частном же случае отсутствия отрицательных ионов  $n_+ = n_e$ . Из-за большой концентрации электронов и ионов плазма обладает высокой электропроводностью и в ней не могут возникать значительные электрические поля. Электроны и ионы в плазме имеют определенные функции распределения и в случае максвелловского распределения – определенные температуры  $T_e$ ,  $T_-$ ,  $T_+$ . Плазма газового разряда, ограниченная стенками, имеет также определенное распределение потенциала вдоль диэлектрической оболочки, и различным точкам плазмы отвечают различные значения потенциала плазмы  $U_{\text{п}}$ . При помощи холодных зондов Ленгмюра можно определить большинство из перечисленных внутренних параметров плазменной области газового разряда.

**Зонды** обычно имеют плоскую, цилиндрическую или шаровую формы. Ток электронов и ионов из плазмы попадает на небольшую поверхность зонда, имеющую определенную геометрическую форму. Остальная часть зонда закрывается тонким слоем диэлектрика (стекла, керамики). Размеры зонда выбираются наименьшие, и ток зарядов из плазмы на зонд должен быть во много раз меньше основного дрейфового тока. Все это обеспечивает **наименьшее возможное влияние введенного зонда на исследуемую область плазмы**.

Параметры плазмы определяются в результате обработки **вольт-амперной характеристики зонда**  $I_3 = f(U_3)$ . Для измерения этой характеристики используется электрическая схема, показанная на рис. 4.6. Отсчет разности потенциалов производится относительно анода или катода. Из рис. 4.6 видно, что

$$U_3 = U_{\text{п}} + U, \quad (4.3)$$

где  $U_{\text{п}}$  – потенциал точки плазмы относительно электрода,  $U$  – разность потенциалов между плазмой и зондом. Наиболее важен случай, **когда потенциал зонда отрицателен относительно плазмы**, анализ этого случая дает возможность определить основные параметры плазмы.

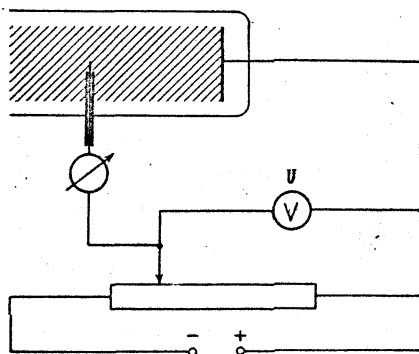


Рис. 4.6. Электрическая схема опыта с холодным зондом

При введении заряженного металлического тела – зонда в плазму происходит процесс *поляризации*. Явления, возникающие при этом можно рассмотреть на примере плоского зонда (рис. 4.7). В случае отрицательно заряженного зонда около него образуется слой положительных ионов, общий заряд которых равен отрицательному заряду зонда. Слой поляризованной плазмы толщиной  $d$  и содержит эти ионы. За пределами слоя расположена невозмущенная плазма.

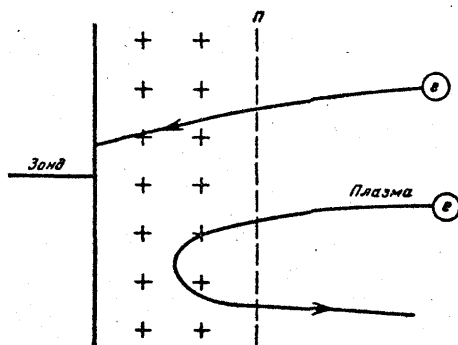


Рис. 4.7. Плоский зонд с отрицательным зарядом в плазме

Естественно, что слой положительного объемного заряда образуется движущимися ионами, которые одновременно создают ионную составляющую тока. На зонд проникает и некоторое количество быстрых электронов, преодолевающих тормозящее поле перед зондом.

Простая теория зонда строится на следующих предположениях:

1. Электроны и ионы в слое толщиной  $d$  не претерпевают столкновений с атомами нейтрального газа, движутся как в вакууме, т.е. при условии  $d \ll \lambda$ , где  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега электронов. Это ограничивает применение метода областью давлений газов и паров  $10^{-1}$ – $10^{-4}$  мм рт.ст.

2. Электронные токи из зонда, вызванные фотонами и метастабильными атомами, а также нагревом зонда пренебрежимо малы.

3. Зонд имеет характерную геометрическую форму, и краевыми эффектами можно пренебречь.

Плоскость  $\Pi$  (рис. 4.7), разделяющая область невозмущенной плазмы и область объемного заряда перед зондом, одновременно является источником ионов и электронов, движущихся в направлении к зонду. С площади в  $1 \text{ см}^2$  плоскости  $\Pi$  эмитируется поток ионов, который определяется параметрами плазмы, но не зависит от  $U$ . Этот поток можно представить как

$$N_+ = n_+ v_+ / 4,$$

где  $n_+$  – концентрация ионов;  $v_+$  – хаотическая скорость ионов в плазме.

В пространстве перед зондом ионы и электроны движутся, как в вакууме, и выполняется закон «степени 3/2», отсюда:

$$j_+ = \frac{e}{4} n_+ v_+ = \frac{4\sqrt{2}}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{U^{3/2}}{d^2}. \quad (4.4)$$

Так как левая часть уравнения не зависит от  $U$ , то для заданного состояния плазмы толщина слоя  $d$  пропорциональна  $U^{3/4}$ . Эта зависимость неплохо оправдывается на опыте. Кроме того, из соотношения (4.4) следует зависимость  $d$  от концентрации частиц в плазме. Если предположить скорость  $v_+$  приблизительно постоянной, то оказывается, что при  $U = \text{const}$   $d$  пропорционально  $1/\sqrt{n}$ , что также подтверждается на опыте. Определить толщину слоя  $d$  можно визуальным способом, так как в этом случае не происходит ионизация и

возбуждение атомов, и слой темнее окружающей его плазмы (свечение возбуждения и рекомбинации отсутствует).

В том случае, когда потенциал зонда  $U$  относительно плазмы отрицателен, положительные ионы движутся к зонду под действием ускоряющего поля и их поток на зонд, как сказано выше, определяется только параметрами плазмы  $n_+$  и  $v_+$  и не зависит от  $U$ . В то же время электроны, выходящие из плазмы, попадают в тормозящее поле перед зондом и их поток ослабляется. Условие попадания электронов на зонд следующее:

$$\frac{1}{2}mv_x^2 \geq eU \quad (4.5)$$

где  $v_x$  – составляющая скорости электрона по направлению, перпендикулярному зонду.

При наличии максвелловского распределения по компонентам скоростей этого направления, поток электронов, падающих на зонд, определяется больцмановской формулой:

$$N_e = N_{e0} \cdot e^{-\frac{eU}{kT_e}} = \frac{1}{4}n_e v_e \cdot e^{-\frac{eU}{kT_e}},$$

где  $N_{e0}$  – поток электронов, проходящий сквозь плоскость  $\Pi$ ;

$T_e$  – температура электронов в плазме;  $v_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$ .

Для плотности тока  $j_e$  получаем:

$$j_e = \frac{e}{4}n_e v_e \cdot e^{-\frac{eU}{kT_e}} = j_{e0} \cdot e^{-\frac{eU}{kT_e}}. \quad (4.6)$$

Эта теория хорошо подтверждается экспериментом. Рассмотрим характеристику зондового тока (рис. 4.8), которую можно измерить при помощи электрической схемы, показанной на рис. 4.6.

При больших отрицательных значениях  $U_3$  на зонд попадают лишь ионы, и ток, определяемый параметрами плазмы  $n_+$  и  $v_+$ , будет мало зависеть от потенциала зонда  $U_3$ . По мере уменьшения  $|U_3|$  электроны будут попадать на зонд во все возрастающем числе. В точке 1 (см. рис. 4.8) электронный ток окажется равным ионному, а суммарный ток  $I_3 = 0$ . Далее общий ток резко увеличивается за счет электронной составляющей. В точке 2 зависимость при-

обретает, иную закономерность, что связано с изменением знака потенциала зонда по отношению к плазме. Между точками 1 и 2 зависимость является экспоненциальной и следует соотношению (4.6). Этому участку отвечает отрицательный потенциал зонда относительно плазмы и наличие перед зондом слоя положительного объемного заряда. В области около точки 2 потенциал зонда переходит через 0, и зависимость тока от напряжения на зонд резко изменяется.

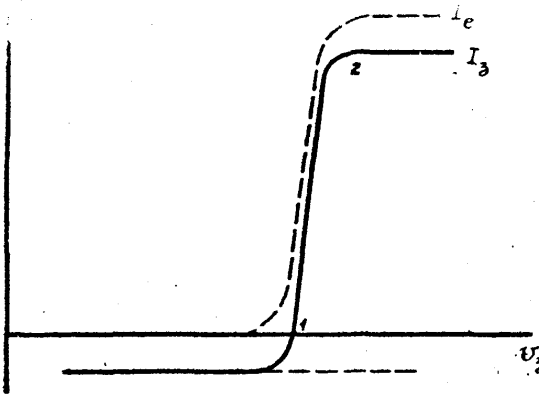


Рис. 4.8. Характеристика тока на зонд

Обычная **обработка зондовых характеристик**, позволяющая определить ряд важных параметров плазмы, состоит в следующем. Из общего тока на зонд графически вычитается ионный ток, после чего строится зависимость электронной составляющей тока от потенциала на зонд. Эта зависимость показана на рис. 4.8 пунктирной линией. Далее определяется плотность электронного тока и строится полулогарифмическая характеристика  $\ln j_e = f(U_z)$ , которая показана на рис. 4.9. На участке между точками 1 и 2 эта характеристика хорошо описывается соотношением (4.6) после его логарифмирования:

$$\ln j_e = \ln j_{e0} - \frac{eU}{kT_e}.$$

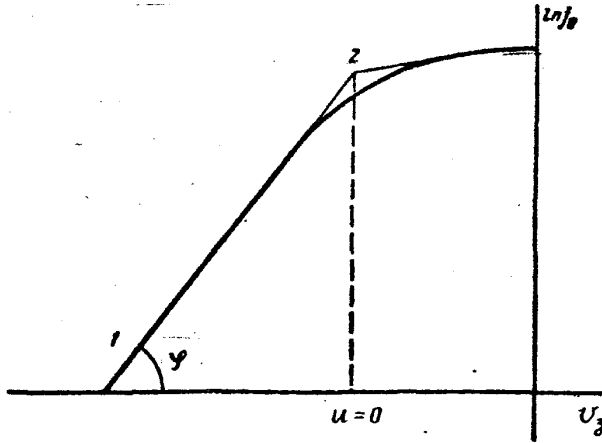


Рис. 4.9. Полулогарифмическая характеристика плотности зондового тока

Теория и опыт показывают, что получающаяся зависимость представляет собой полулогарифмическую прямую с угловым коэффициентом  $\operatorname{tg}\varphi = \frac{e}{kT_e}$ . Отсюда для температуры электронов получаем

$$T_e = \frac{e}{k \cdot \operatorname{tg}\varphi}.$$

В точке перегиба характеристики при  $U = 0$

$$j_e = j_{e0} = \frac{e}{4} n_e v_e = \frac{e}{4} n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}.$$

Из этого соотношения, если известны  $T_e$  и  $j_{e0}$ , можно определить концентрацию электронов

$$n_e = \frac{4j_{e0}}{ev_e} = \frac{\sqrt{2}j_{e0}}{e\sqrt{\frac{kT_e}{\pi m}}},$$

одновременно определена и концентрация ионов  $n_+$ .



Поскольку для **точки перегиба** зондовой характеристики  $U = 0$ , то из соотношения (4.3) получаем  $U_3 = U_{\text{п}}$ , тем самым можно определить потенциал точки плазмы, в которую введен зонд.

**Потенциал изолированного зонда** определяется по равенству токов ионов и электронов, текущих на него в результате амбиполярной диффузии:

$$j_e = j_+ = \frac{e}{4} n_+ v_+ = \frac{e}{4} n_e v_e e^{-\frac{eU_{\text{и.з.}}}{kT_e}}, \quad (4.7)$$

где  $U_{\text{и.з.}}$  – потенциал изолированного зонда в плазме.

Логарифмируя соотношение (4.7), получаем

$$U_{\text{и.з.}} = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{v_e}{v_+}.$$

Так как в плазме газового разряда во многих случаях  $v_e \gg v_+$ , то зонд заряжается отрицательно относительно плазмы.

Кроме плоского зонда для исследования плазмы часто применяют **цилиндрический и шаровой зонды**. Для этих зондов вполне применимы рассуждения о зондовой характеристике и справедлива формула (4.6), а также метод определения потенциала плазмы по точке перегиба характеристики. Однако этот перегиб выражен менее резко, чем для характеристики плоского зонда, так как при малых отрицательных или положительных потенциалах быстрые электроны, энергия которых удовлетворяет соотношению (4.5), могут войти в область пространственного заряда и вместе с тем не попасть на зонд, если они движутся по орбитальным траекториям, одна из которых показана на рис. 4.10. В этом случае значение зондового тока можно выразить соотношением

$$I_3 = S j \eta,$$

где  $S$  – площадь зонда;  $\eta$  – функция, зависящая от отношения радиуса слоя объемного заряда перед зондом  $r_c$  к радиусу зонда  $r_3$ , а также от  $\frac{eU}{kT_e}$  ( $\eta < 1$ ). Функция  $\eta$  используется при обработке

зондовых характеристик. Таблицы этой функции можно найти в общих руководствах.

При этом методе для  $T_e$  точность 10–20%, при использовании плоского зонда – 20–30%, точность определения  $U_{\text{п}}$  составляет

струированы специальные приборы для быстрого автоматического определения этой функции.

### 4.3. Законы подобия

**Значение законов подобия** электрических разрядов в газах заключается не столько в формулировке новых истин, сколько в том, что они дают возможность эффективно и просто представить имеющуюся информацию о параметрах разрядов при различных условиях.

Законы подобия требуют геометрического и физического подобия.

**Условие геометрического подобия** разрядных пространств или промежутков (рис. 4.13) можно выразить следующим образом:

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{L_1}{L_2} = \frac{d_1}{d_2} = \frac{x_1}{x_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = a, \quad (4.9)$$

где  $x$  – любой соответствующий размер;  $a$  – геометрический коэффициент подобия.

**Условие физического подобия** состоит в следующем. В соответствующих элементарных объемах разрядников должны протекать одни и те же элементарные процессы и с одинаковой интенсивностью, что обеспечивается одинаковыми функциями распределения электронов по скоростям, а при максвелловском распределении равенством температур  $T_{e1} = T_{e2}$ .

Если в разряде играют роль положительные ионы, то для них формулируется аналогичное условие. Кроме этих условий необходимо, чтобы разрядники были наполнены одним и тем же газом и электроды изготовлены из одного и того же материала. Если все эти условия выполнены, то **согласно закону подобия два подобных разрядных промежутка при одинаковых напряжениях на электродах проводят одинаковый ток.**

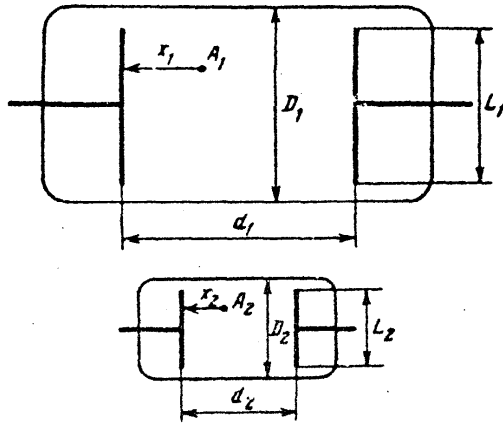


Рис. 4.13. Подобные разрядные приборы

Рассмотрим как преобразуются различные величины при переходе от одного разрядного пространства к другому:

1) давление газа

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{1}{a};$$

2) напряженность поля при равенстве напряжений на разрядниках  $U_1 = U_2$

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{U_1}{U_2} \cdot \frac{d_2}{d_1} = \frac{1}{a};$$

3) плотность зарядов, исходя из уравнения Пуассона  $\text{div}E = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$ ,

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\Delta E_1}{\Delta E_2} \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1} = \frac{1}{a^2};$$

4) плотность тока  $j = \rho u$ , ( $u_1 = u_2$ )

$$\frac{j_1}{j_2} = \frac{\rho_1 u_1}{\rho_2 u_2} = \frac{1}{a^2};$$

5) время перемещения частиц

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{\Delta x_1}{u_1} \cdot \frac{\Delta x_2}{u_2} = a.$$

**Анализ всех элементарных процессов с точки зрения справедливости законов подобия** может быть произведен с помощью уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = -\text{div} j_i + \Delta_i,$$

где  $\Delta_i$  – объемный коэффициент, характеризующий возникновение и разрушение частиц  $i$ -го вида. Для соответствующих элементарных объемов разрядных пространств уравнения непрерывности должны быть одинаковы, так как описывают одинаковые процессы, протекающие с одинаковой интенсивностью.

Для второго разрядного пространства величины, входящие в уравнение непрерывности в случае выполнения законов подобия, могут отличаться только постоянным множителем:

$$A \cdot \frac{\partial \rho_i}{\partial t} = A \cdot \Delta_i - A \cdot \text{div} j_i.$$

Исследуем отдельные члены этого уравнения при переходе ко второму разрядному объему

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_1 / \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_2 &= \frac{\Delta \rho_1}{\Delta \rho_2} \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} = \frac{1}{a^3}, \\ \frac{\text{div} j_1}{\text{div} j_2} &= \frac{\Delta j_1}{\Delta j_2} \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1} = \frac{1}{a^3}, \\ A &= \frac{1}{a^3}. \end{aligned}$$

Таким образом, все явления, связанные с протеканием токов в разрядах, допускают использование законов подобия. Необходимо, кроме того, чтобы  $\frac{\Delta i_1}{\Delta i_2} = \frac{1}{a^3}$ . Это условие выполняется не всегда.

Рассмотрим примеры элементарных процессов:

1. **Ионизация газа электронным ударом.**  $\Delta_u = \alpha_u n_e u_e$  – число ионизаций, осуществляемых электронами в одну секунду. Легко показать, что

$$\frac{\alpha_{u_1}}{\alpha_{u_2}} = \frac{p_1}{p_2} = \frac{1}{a},$$

отсюда

$$\frac{\Delta_{u_1}}{\Delta_{u_2}} = \frac{\alpha_{u_1} n_1 u_1}{\alpha_{u_2} n_2 u_2} = \frac{\alpha_{u_1} u_1}{\alpha_{u_2} u_2} \frac{1}{a^2} = \frac{1}{a^3}.$$

Таким образом, ионизация электронным ударом – процесс, который не нарушает правил подобия, и поэтому является разрешенным.

**2. Рекомбинация ионов с ионами** при низких и высоких давлениях. Зависимость коэффициента рекомбинации  $\alpha_p$  от давления показана на рис. 4.14.

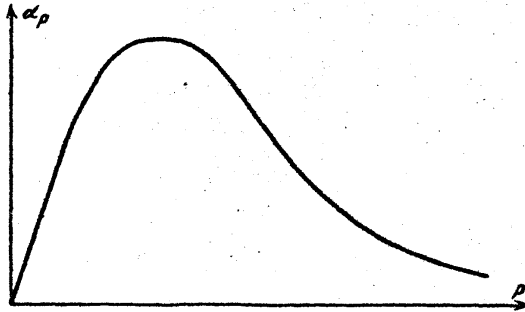


Рис. 4.14. Зависимость коэффициента рекомбинации положительных и отрицательных ионов от давления газа

Имеется две области, в первой, при низких давлениях  $\alpha_p \sim p$ , и во второй, при высоких давлениях,  $\alpha_p \sim 1/p$ . Для процесса рекомбинации объемный коэффициент согласно уравнению (3.5)

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_e n_e n_+ = -\alpha_p n^2$$

составляет

$$\Delta_i = \Delta_p = \frac{dn}{dt} = -\alpha_p n^2.$$

Отсюда для случая рекомбинации при низких давлениях имеем

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} = \frac{\alpha_{p1} n_1^2}{\alpha_{p2} n_2^2} = \frac{1}{a} \frac{1}{a^4} = \frac{1}{a^5}.$$

Таким образом, этот процесс является запрещенным. Легко видеть, что для области высоких давлений  $A = \frac{1}{a^3}$ , т.е. процесс рекомбинации ионов с ионами при высоком давлении протекает в соответствии с законами подобия.

Известные элементарные процессы были проверены на физическое подобие, т.е. разделены на разрешенные и запрещенные.

К **разрешенным процессам** следует отнести:

- 1) все виды движения заряженных частиц;
- 2) ионизацию ударами электронов и ионов;
- 3) возбуждение ударами электронов и ионов;
- 4) ионизацию и возбуждение светом самого разряда;
- 5) рекомбинацию ионов с ионами при высоком давлении;
- 6) образование отрицательных ионов;
- 7) химические реакции без изменения числа молекул, например,  $N_2 + O_2 = 2NO$ ;
- 8) явления на пограничных поверхностях без изменения числа молекул;

9) удары второго рода при постоянном количестве примеси.

К **запрещенным процессам** относятся:

- 1) ступенчатая ионизация и возбуждение;
- 2) термическая ионизация (из-за ее ступенчатости);
- 3) рекомбинация ионов с ионами при низком давлении;
- 4) рекомбинация электронов с ионами;
- 5) химические реакции с изменением числа молекул;
- 6) явления на граничных поверхностях с изменением числа молекул;
- 7) местные нагревы газа.

Разрешенные процессы 1–4 и 8, 9 являются основными для многих разрядов. Запрещенные процессы 1, 2, 7 характерны для разрядов с большой плотностью тока. Удельный вес запрещенных процессов 3–6 обычно невелик.

Отсюда следует вывод: **законы подобия применимы для слаботочных разрядов и неприменимы для сильноточных.** При

высоких и сверхвысоких частотах законы подобия применимы к разрядам с относительно небольшой плотностью заряженных частиц, что соответствует низкому уровню мощности. В разрядах с высоким уровнем мощности большую роль начинают играть ступенчатые процессы, а также электронно-ионная рекомбинация в объеме; эти процессы не подчиняются законам подобия.