

Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации  
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники

# **Вакуумная и плазменная электроника**

Учебное пособие  
для аспирантов направления 11.06.01

Томск  
Издательство ТУСУРа  
2020

УДК 621.385(075.8)  
ББК 32.85я73  
В148

**Рецензенты:**

**Ломаев М. И.**, д-р физ.-мат. наук, зав. каф. физики Национального  
исследовательского Томского политехнического университета;

**Коваль Н. Н.**, д-р техн. наук, гл. науч. сотр. лаборатории  
плазменной эмиссионной электроники ИСЭ СО РАН

**Авторы:**

А.А. Зенин, А.В. Казаков, А.С. Климов, Е.М. Окс

**Вакуумная** и плазменная электроника: учеб. пособие для аспи-  
рантов направления 11.06.01 / А.А. Зенин [и др.]. – Томск: Изд-во  
В148 Томск. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники, 2020. – 203 с.  
ISBN 978-5-86889-881-5

Рассматриваются физические основы вакуумной и плазменной электрони-  
ки, включая эмиссию электронов из твердого тела, вопросы электрической  
изоляции и пробоя в вакууме, основы физики газового разряда и низкотемпе-  
ратурной плазмы, элементарные и кинетические процессы в плазме газового  
разряда, стационарные и импульсные разряды, а также эмиссионные свойства  
плазмы.

Для аспирантов, обучающихся по направлению 11.06.01, профиль «Ваку-  
умная и плазменная электроника», а также студентов и аспирантов высших  
учебных заведений электронных, радиотехнических и радиофизических специ-  
альностей.

УДК 621.385(075.8)  
ББК 32.85я73

ISBN 978-5-86889-881-5

© Зенин А.А., Казаков А.В.,  
Климов А.С., Окс Е.М., 2020  
© Томск. гос. ун-т систем упр.  
и радиоэлектроники, 2020

# 1 ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА

## 1.1 Основные виды эмиссии электронов из конденсированного вещества

Под электронной эмиссией понимают явление испускания электронов из твердых тел или жидкостей. Говоря об электронной эмиссии, чаще имеют в виду выход электронов с поверхности металла в вакуум. В металлах электроны обеспечивают высокую проводимость и свободно перемещаются по всему объему тела, образуя электронный газ. В основном, невозбужденном, состоянии системы электроны занимают наиболее низкие энергетические уровни. Выходу электронов из металла препятствует электрическое поле, создаваемое положительными ионами кристаллической решетки. Электроны, находясь на этих уровнях, не могут преодолеть потенциальный барьер и покинуть тело без дополнительной порции энергии или внешнего воздействия. Для выхода электронов из тела их необходимо предварительно возбудить, т. е. передать им тем или иным способом дополнительную энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера

вещество - вакуум. На рисунке 1.1 проиллюстрированы основные виды эмиссии.

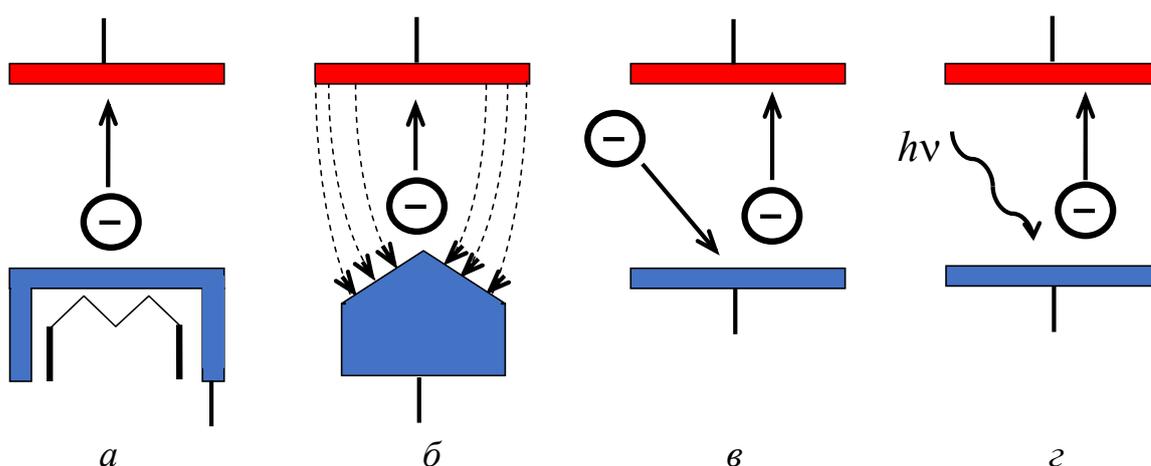


Рисунок 1.1 – Основные виды эмиссии электронов:  
*a* – термоэлектронная эмиссия; *б* – автоэлектронная эмиссия;  
*в* – вторичная электронно-электронная эмиссия;  
*г* – фотоэлектронная эмиссия

Основные виды эмиссии электронов из конденсированного вещества:

– термоэлектронная эмиссия (процесс испускания электронов нагретым телом);

– автоэлектронная (электростатическая) эмиссия (испускание электронов за счет сильного электростатического поля у поверхности вещества);

– вторичная электронно-электронная (ионно-электронная) эмиссия (возникает при облучении поверхности электронами в случае электронно-электронной эмиссии либо ионами в случае ионно-электронной эмиссии);

– фотоэлектронная эмиссия (эмиссия электронов под действием падающего на поверхность потока фотонов);

– взрывная электронная эмиссия (эмиссия электронов в результате локальных взрывов микроскопических областей эмиттера).

### **Работа выхода электрона из конденсированного вещества**

Так как в металлах имеются электроны проводимости, то они образуют электронный газ. Электроны проводимости находятся внутри металла в потенциальной яме, так как вблизи поверхности существуют силы, препятствующие выходу электрона из металла. Для выхода из металла должна быть совершена определенная работа, направленная против этих сил. Эта работа ( $A_{\text{ВЫХ}}$ ) получила название работы выхода электрона из металла:

$$A_{\text{ВЫХ}} = e \cdot \varphi, \quad (1.1)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $\varphi$  – потенциал выхода.

При выходе электрона из металла через поверхностный электронный слой в вакуум потенциальная энергия быстро уменьшается на величину работы выхода и становится вне металла равной нулю. Таким образом, в классической теории металлов работа выхода равна скачку потенциальной энергии электрона на границе металла. В рассмотренной теории работа выхода электрона равна глубине потенциального барьера. Это соответствует классической электронной теории металлов, в которой принимается, что скорости электронов в металле распределяются по закону Максвелла и

при температуре абсолютного нуля равны нулю. В действительности электроны проводимости подчиняются квантовой статистике Ферми - Дирака, согласно которой при абсолютном нуле скорости электронов и, соответственно, их энергия отличны от нуля. Максимальное значение энергии, которой обладают электроны при абсолютном нуле, называется энергией Ферми  $E_F$ . С учетом этого в квантовой теории проводимости металлов дается иная трактовка работы выхода: работа выхода электрона из металла равна разности высоты потенциального барьера  $e \cdot \phi$  и энергии Ферми:

$$A_{\text{вых}} = e \cdot \phi' - E_F, \quad (1.2)$$

где  $\phi'$  – среднее значение потенциала электрического поля внутри металла.

Работа выхода зависит от химической природы металла, состояния его поверхности и загрязнений. Для чистых металлов работа выхода колеблется в пределах нескольких электрон-вольт.

### **1.1.1 Статистические характеристики свободного электронного газа в металлах**

Распределение электронов по различным квантовым состояниям подчиняется принципу Паули, т. е. в одном состоянии не могут находиться более двух одинаковых (с одинаковым набором всех четырех квантовых чисел) электронов. Они должны отличаться хоть одной характеристикой, например спином. Поэтому по квантовой теории электроны в металле не могут располагаться на самом низком энергетическом уровне даже при температуре абсолютного нуля и вынуждены взбираться вверх по «энергетической лестнице».

Электроны проводимости в металле можно рассматривать как идеальный газ. Тогда для них справедливо распределение Ферми - Дирака. Если  $\mu_0$  химический потенциал электронного газа, то при температуре абсолютного нуля среднее число электронов в квантовом состоянии с энергией  $E$  вычисляется по формуле

$$\langle N(E) \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu_0}{kT}} + 1}, \quad (1.3)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана.

Для электронов проводимости (они же фермионы) среднее число частиц в квантовом состоянии и вероятность заселенности квантового состояния совпадают. Это означает, что  $N(E) = f(E)$ , где  $f(E)$  – функция распределения электронов по состояниям.

Из выражения (1.3) следует, что при температуре абсолютно нуля функция распределения примет значение, равное единице, если  $E < \mu_0$ , и нуля, если  $E > \mu_0$  (рисунок 1.2).

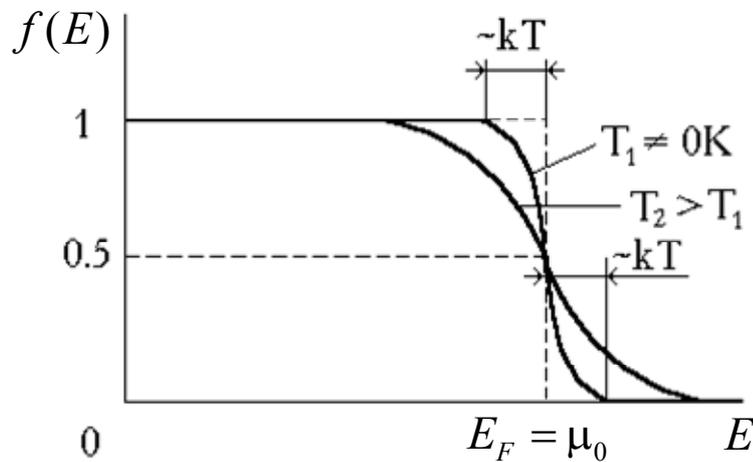


Рисунок 1.2 – Зависимость функции распределения электронов по состояниям от энергии

В области энергий от 0 до  $\mu_0$  функция распределения равна единице. При энергии  $E = \mu_0$  и абсолютном нуле функция распределения скачкообразно изменяется до нуля (на рисунке 1.2 обозначено вертикальным пунктиром). Это говорит о том, что при температуре  $T = 0$  К все нижние квантовые состояния, вплоть до состояния с энергией  $E = \mu_0$ , заполнены электронами, а состояния с большими энергиями свободны. Таким образом,  $\mu_0$  есть максимальная кинетическая энергия, которую могут иметь электроны проводимости в металле при абсолютном нуле. Эта энергия также называется энергией Ферми и обозначается  $E_F$ . Поэтому распределение Ферми - Дирака можно переписать в виде выражения

$$\langle N(E) \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}. \quad (1.4)$$

Уровню Ферми соответствует энергия Ферми, которой обладают электроны, находясь на этом уровне. Уровень Ферми имеет прямую зависимость от плотности электронного газа. Таким образом, работу выхода электрона из металла следует отсчитывать не от дна потенциальной ямы (как это предлагается в классической теории), а от уровня Ферми, т. е. от верхнего из занятых энергетических уровней.

Для металлов, имеющих не слишком высокую температуру, выполняется отношение  $kT < E_F$ . Температура вырождения  $T_0$  определяет границу, выше которой квантовые эффекты перестают быть существенными. Для электронов в металле температура вырождения  $T_0 \approx 10^4$  К. Таким образом, для всех температур, при которых металл существует в твердом состоянии, электронный газ в нем является вырожденным.

При температурах, отличных от абсолютного нуля, функция распределения Ферми – Дирака плавно изменяется от единицы до нуля в узкой области в окрестности энергии Ферми. Это объясняется тем, что при температуре больше нуля небольшое число электронов с энергией, близкой к энергии Ферми, возбуждаясь от теплового движения, имеют энергию больше энергии Ферми. Получается, что вблизи границы  $E_F$  при энергии  $E < E_F$  вероятность заполнения электронами меньше единицы, а при  $E > E_F$  – больше нуля. Так как в тепловом движении участвует лишь небольшое число электронов, то, например, при комнатной температуре ( $T \approx 300$  К) и температуре вырождения  $T_0 \approx 3 \cdot 10^4$  К число электронов составляет порядка  $10^{-5}$  от общего числа.

Если  $E - E_F \gg kT$ , то единицей в знаменателе формулы (1.4) можно пренебречь и распределение Ферми – Дирака переходит в распределение Максвелла – Больцмана. Таким образом, при больших значениях энергии к электронам в металле применима классическая статистика, в то время как при малой энергии применяется только квантовая статистика Ферми – Дирака.

## Поверхность твердого тела

Поверхность твердого тела есть не что иное, как граница раздела двух сред, одной из которых является твердое тело, другой средой может быть газ, жидкость, вакуум или другое твердое тело. Граничная область испытывает воздействие обеих сред. Разрыв химических связей на поверхности кристалла приводит к существенным изменениям и влияет на перестройку валентных связей в приповерхностном слое. Структура поверхностного слоя не может скачком перейти к упорядоченному состоянию, соответствующему кристаллической решетке объема. Иными словами, существует переходная область, размеры которой зависят от множества факторов (например, от типа кристаллической решетки). Следовательно, поверхность твердого тела следует рассматривать как некую трехмерную макроскопическую область, свойства в которой могут существенно отличаться от свойств кристалла.

### 1.1.2 Эффект Шоттки

Эффект Шоттки – рост электронного тока насыщения из катода под действием внешнего электрического поля, уменьшающего работу выхода электрона из твердого тела. При отсутствии электрического поля распределение потенциала у поверхности металла имеет вид гиперболы (рисунок 1.3).

При наложении внешнего однородного электрического поля напряженностью  $E$  потенциальный барьер (рисунок 1.3, кривая 2) и работа выхода уменьшаются на величину  $\Delta A_{\text{вых}} = e^{3/2} E^{1/2}$ , где  $e$  – заряд электрона. Приведенное выражение справедливо для металлов при напряженностях электрического поля не более  $10^7$  В/м (при больших значениях напряженности возникает автоэлектронная эмиссия).

В полупроводниках эффект Шоттки более сложный, чем в металлах. Наряду со снижением внешнего потенциального барьера наблюдается частичное проникновение электрического поля в полупроводник на глубину, зависящую от концентрации свободных

носителей заряда, и его частичное экранирование слоем поверхностных зарядов.

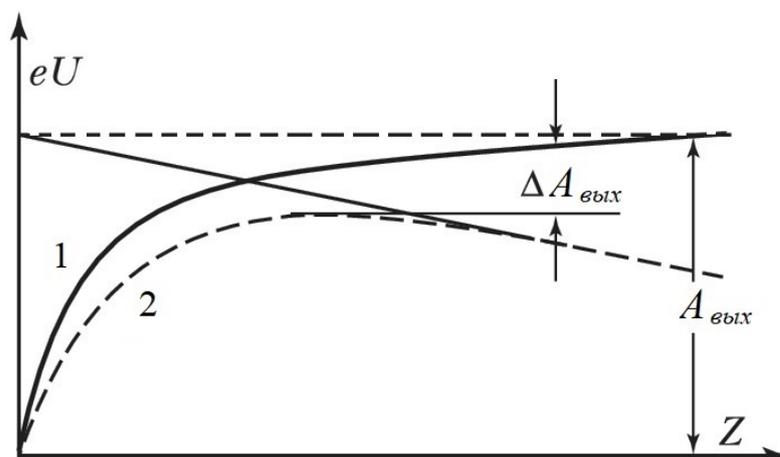


Рисунок 1.3 – Распределение потенциала у поверхности металла при отсутствии (кривая 1) и наличии (кривая 2) внешнего ускоряющего электрического поля;  $A_{вых}$  – полная работа выхода;  $Z$  – расстояние от эмитирующей поверхности

В результате в полупроводниках внешнее электрическое поле оказывает существенное влияние на величину работы выхода электрона и суммарную силу электронного тока.

## 1.2 Термоэлектронная эмиссия. Формула Ричардсона – Дэшмана. Влияние электрического поля на термоэлектронную эмиссию

При температурах, отличающихся от абсолютного нуля, существует некоторое количество электронов, энергии которых достаточно для преодоления потенциального барьера на границе «металл – вакуум». При повышении температуры количество таких электронов резко возрастает. Испускание электронов нагретым металлом называется *термоэлектронной эмиссией*.

Исследование термоэлектронной эмиссии осуществляется с помощью двухэлектродной вакуумной лампы – вакуумного диода (рисунок 1.4). Катод нагревается электрическим током. Меняя напряжение накала, можно изменять температуру катода. При постоянном токе накала вольт-амперная характеристика (ВАХ) вакуумного диода имеет вид, представленный на рисунке 1.5.

Рассмотрим ВАХ. При разности потенциалов между катодом и анодом  $U_a = 0$  В вылетающие из катода электроны образуют вокруг него отрицательный пространственный заряд – электронное облако. Это облако отталкивает вылетающие из катода электроны, и их большая часть возвращается обратно. Небольшая часть электронов достигает анода, в результате чего в анодной цепи течет слабый ток. Чтобы между катодом и анодом ток отсутствовал, необходимо приложить небольшое запирающее напряжение. Из рисунка видно, что закон Ома для вакуумного диода не выполняется.

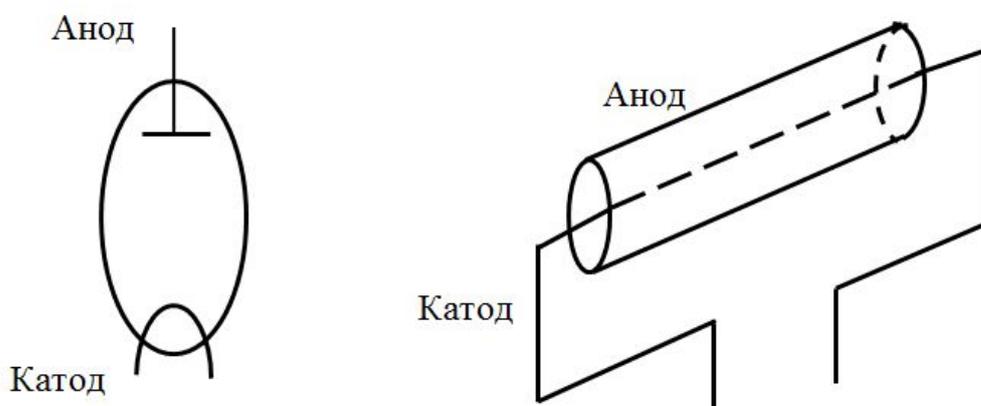


Рисунок 1.4 – Двухэлектродная вакуумная лампа

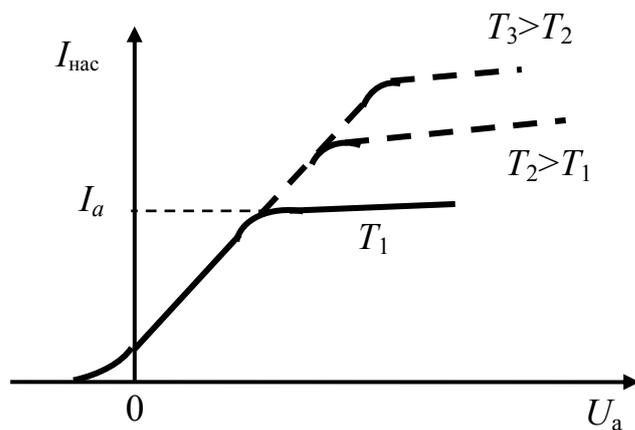


Рисунок 1.5 – Вольт-амперная характеристика вакуумного диода

Начальный участок кривой хорошо описывается **законом трех вторых**, полученным в 1913 году Ленгмюром (американский физик, 1881–1957) и Богуславским (русский физик, 1883–1923).

Согласно этому закону

$$I_a = AU_a^{3/2}, \quad (1.5)$$

где  $A = \text{const}$ .

С ростом напряжения между катодом и анодом все большее число электронов притягивается электрическим полем к аноду и, наконец, при определенном значении  $U_a$  электронное облако полностью рассасывается и все вылетевшие из катода электроны достигают анода. Дальнейший рост напряжения  $U_a$  не приводит к значительному увеличению анодного тока, наблюдается насыщение. Рост тока насыщения (хоть и незначительный) под влиянием внешнего поля называют эффектом Шотки. При больших значениях напряженности электрического поля происходит усиление эмиссионного тока, обусловленное туннельным эффектом, т. е. возникает так называемая автоэлектронная эмиссия.

Именно ток насыщения характеризует термоэлектронную эмиссию. Измеряя ток насыщения при различной силе тока накала катода, можно определить количество электронов, вылетающих с единицы поверхности катода при разных температурах.

В 1901 году английский физик Оуэн Ричардсон (1879–1859) из классических представлений получил выражение для тока насыщения термоэлектронной эмиссии. В 1923 году американский физик Саул Дэшман получил аналогичную формулу. В настоящее время эта формула называется формулой Ричардсона – Дэшмана и имеет вид

$$j_{\text{нас}} = AT^2 \cdot \exp(-e\phi/kT), \quad (1.6)$$

где  $A$  – постоянная, зависящая от состояния поверхности металла;  $A_{\text{вых}} = e\phi$  – работа выхода.

Эта формула хорошо описывает экспериментальную зависимость (рисунок 1.6).

Из формулы (1.6) следует, что уменьшение работы выхода  $e\phi$  резко повышает эмиссию. При температуре 1160 К, т. е. при  $kT = 0,1$  эВ, уменьшение работы выхода от 3 до 1 эВ приводит к росту тока насыщения почти в  $5 \cdot 10^8$  раз. Поэтому современные

термокатоды (оксидные катоды) покрывают окисью бария или стронция, что снижает их работу выхода до 1,0 – 1,2 эВ.

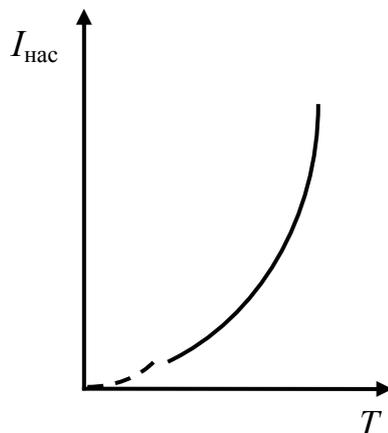


Рисунок 1.6 – Зависимость тока насыщения от температуры катода

### Измерение работы выхода термоэмиссионным методом

Для определения работы выхода электронов из металла при термоэлектронной эмиссии необходимо обе части формулы Ричардсона – Дэшмана (1.6) разделить на квадрат температуры и прологарифмировать:

$$\ln\left(\frac{j_{\text{нас}}}{T^2}\right) = \text{const} - \frac{A_{\text{вых}}}{k} \frac{1}{T}. \quad (1.7)$$

Построив график зависимости  $\ln\left(\frac{j_{\text{нас}}}{T^2}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$  (рисунок 1.7), получим прямую линию с угловым коэффициентом  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{A_{\text{вых}}}{k} = \text{tg } \varphi = \frac{\Delta \ln\left(\frac{j_{\text{нас}}}{T^2}\right)}{\Delta \frac{1}{T}}. \quad (1.8)$$

Определив коэффициент прямой, можно рассчитать работу выхода. Этот метод определения работы выхода называется методом прямых Ричардсона.

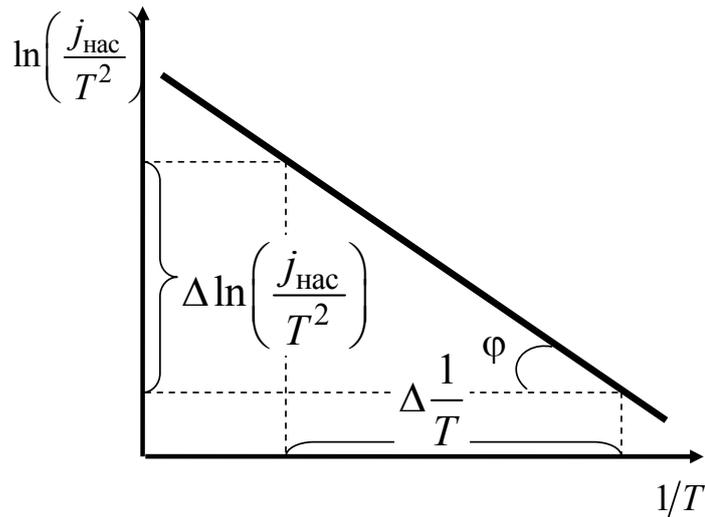


Рисунок 1.7 - График зависимости  $\ln\left(\frac{j_{\text{нас}}}{T^2}\right)$  от  $\frac{1}{T}$

### Термоэлектронные катоды

Термоэлектронные катоды (термокатоды) можно условно разделить на два больших класса – это катоды прямого накала и катоды косвенного накала. Также термокатоды можно разделить по типу материала, из которого изготовлена рабочая поверхность термокатода на следующие группы:

- катоды из чистых металлов и сплавов;
- пленочные катоды;
- оксидные и гексобаридные катоды. Полупроводниковые катоды.

Катоды из чистых металлов чаще всего изготавливают из высокотемпературных металлов, таких как вольфрам или тантал. Основным достоинством таких катодов является стабильность их эмиссионных свойств, недостаток – их хрупкость после нагрева, вызванная рекристаллизацией материала. Ресурс работы таких катодов – несколько тысяч часов, применяются они в мощных лампах.

Другим видом термоэмиссионных катодов являются пленочные катоды, рабочим элементом которых является тонкая пленка инородных атомов, нанесенная на поверхность основного металла катода. Применение сторонних атомов призвано в значительной

степени снизить работу выхода электронов из катода и улучшить эмиссионные свойства.

Оксидные и неметаллические термоэлектронные катоды нашли широкое применение благодаря достаточно низкой работе выхода (порядка 1 эВ). Чаще всего рабочая часть оксидного катода представляет собой слой щелочно-земельных металлов (например, оксида бария), нанесенный на основной металл катода (это либо прямонакальная нить, либо керн, если говорим о катоде косвенного канала). Благодаря низкой работе выхода таких катодов их рабочая температура составляет порядка тысячи градусов Цельсия. Недостатками оксидных катодов является их низкая стойкость к отравлению, склонность к распылению в условиях ионной бомбардировки.

### Термоэмиссионный преобразователь

Термоэмиссионный преобразователь – преобразователь тепловой энергии в электрическую, в основе работы которого лежит эффект термоэлектронной эмиссии. Чаще всего выполнен в виде лампового диода, к катоду которого подводится тепло, разогревая его до температуры эмиссии электронов (рисунок 1.8).

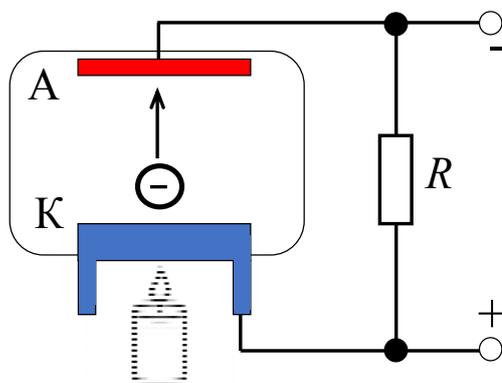


Рисунок 1.8 – Схема термоэмиссионного преобразователя

Нагретый до высоких температур катод начинает эмитировать электроны, которые, приходя на анод, выделяют на внешнем нагрузочном сопротивлении электрическую энергию и затем возвращаются на катод. При протекании тока через нагрузочное сопротивление на нем возникает падение напряжения. В стацио-

нарном состоянии катод имеет постоянное положительное напряжение, а анод – отрицательное.

### 1.3 Фотоэлектронная эмиссия

При попадании потока электромагнитного излучения на поверхность оно частично отражается, а частично проникает вглубь тела и поглощается в нем. Поглощение излучения может приводить к двум результатам. Во-первых, к появлению новых носителей заряда и увеличению электропроводности тела (фотопроводимость или внутренний фотоэффект). Во-вторых, при поглощении электромагнитного излучения в теле могут появиться электроны с большой энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера и выхода из вещества (фотоэлектронная эмиссия). Таким образом, фотоэлектронной эмиссией (внешним фотоэффектом) принято называть эмиссию электронов из вещества, вызванную действием падающего на поверхность излучения.

Основные закономерности фотоэлектронной эмиссии металлов заключаются в следующем.

1. При постоянном спектральном составе света фототок  $I_{\text{ф}}$  пропорционален световому потоку  $\Phi$  :

$$I_{\text{ф}} = k\Phi, \quad (1.9)$$

где  $k$  – коэффициент пропорциональности (коэффициент чувствительности фотокатода). Это явление получило название закона Столетова.

2. При световом потоке  $\Phi$  фототок эмиссии зависит от спектрального состава света. Так, при монохроматическом свете чувствительность фотокатода зависит от частоты излучения  $\nu$  (длина волны  $\lambda = c/\nu$ , где  $c$  – скорость света). Чувствительность фотокатода к свету данной частоты (длине волны) называют спектральной чувствительностью и обозначают  $k_{\nu}$  ( $k_{\lambda}$ ). Зависимость спектральной чувствительности от частоты или длины волны света называют спектральной характеристикой фотокатода.

3. Для каждого вещества существует некоторая минимальная пороговая частота света  $\nu_0$  или максимальная длина волны  $\lambda_0$ , за

пределами которой эмиссия электронов не наблюдается. Такой порог фотоэлектронной эмиссии называют длинноволновым или красным порогом фотоэффекта.

4. Максимальная кинетическая энергия покидающих фотокатод электронов растет линейно с увеличением частоты света и не зависит от светового потока.

Ясно, что фотоэлектронная эмиссия может наблюдаться только в том случае, когда падающий фотон сообщает электрону энергию  $h\nu > e\varphi$ , или более точно

$$h\nu = e\varphi + \frac{m\nu^2}{2}. \quad (1.10)$$

Это выражение показывает, что избыток энергии, переданной от фотона к эмитированному с поверхности электрону, проявляется в виде кинетической энергии электрона. Другим важным параметром фотокатодов является отношение числа эмитируемых электронов  $N_e$  к числу падающих на фотокатод фотонов  $N_\Phi$ . Данное отношение называют квантовым выходом фотокатода и вычисляют по формуле  $Y = N_e/N_\Phi$ . Представив число падающих на фотокатод фотонов  $N_\Phi$  как отношение светового потока к энергии фотона  $N_\Phi = \varphi/h\nu$ , получаем выражение для спектральной чувствительности  $k_\nu$  фотокатода:

$$k_\nu = \frac{e}{h\nu} Y. \quad (1.11)$$

Соотношение (1.11) показывает, что спектральная чувствительность фотокатода, как и квантовый выход, является величиной, зависящей от материала фотокатода и частоты падающего на него электромагнитного излучения.

#### **Влияние температуры и внешнего электрического поля на фотоэлектронную эмиссию**

При частотах света  $\nu \gg \nu_0$  влияние температуры фотокатода на вид спектральной характеристики не должно оказывать заметного влияния, поскольку электронов с энергией  $E_F + kT$  гораздо меньше, чем электронов, оставшихся на прежних уровнях энергии

и доступных для вырывания потоком фотонов. Но при приближении к частоте  $\nu_0$  количество электронов, способных участвовать в фотоэмиссии, уменьшается. Поэтому в данных условиях ( $\nu \approx \nu_0$ ) электроны, переброшенные вследствие нагрева на высшие уровни, уже начинают играть заметную роль в фотоэлектронной эмиссии. В результате при приближении со стороны больших частот к  $\nu_0$  спектральная характеристика спадает не так круто, как при температуре абсолютного нуля (рисунок 1.9). То есть наблюдается еще и некоторая чувствительность фотокатода при  $\nu < \nu_0$ .

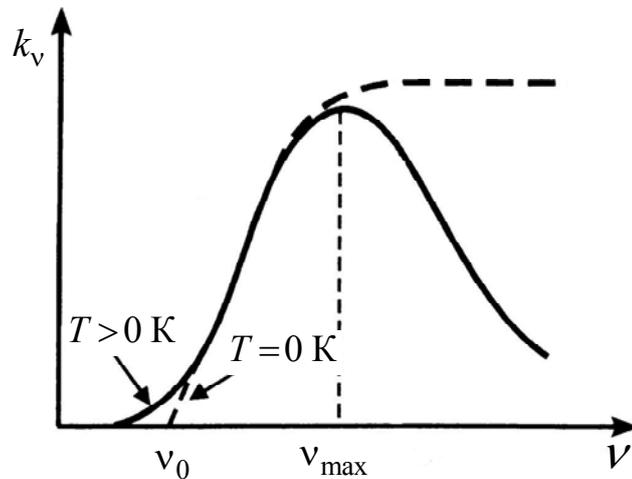


Рисунок 1.9 – Зависимость спектральной чувствительности  $k_\nu$  фотокатода от частоты

Поскольку работа выхода электрона зависит от напряженности электрического поля на катоде, то и частота  $\nu_0$  должна зависеть от поля  $E$  на катоде. Согласно формуле Шоттки

$$e\varphi_E = e\varphi - \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} e^{3/2} E^{1/2}, \quad (1.12)$$

следовательно, граничная частота  $\nu_{0E}$  при наличии внешнего поля  $E$

$$\nu_{0E} = \frac{e\varphi_E}{h} = \nu_0 - \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \frac{e^{3/2} E^{1/2}}{h}. \quad (1.13)$$

Формула (1.13) хорошо подтверждается опытами с чистыми металлами.

## **Многофотонная фотоэмиссия металлов**

Многофотонная фотоэмиссия – вид фотоэлектронной эмиссии, возникающей при поглощении электроном в решетке двух или более фотонов в одном элементарном акте. При многофотонной фотоэмиссии требуемая электрону энергия для преодоления потенциального барьера и выхода из тела набирается за счет поглощения нескольких фотонов, в то время как при обычной фотоэмиссии возбуждение электронов происходит за счет однофотонного поглощения. Многофотонная фотоэмиссия наблюдается при большой интенсивности падающего излучения, достигаемого с помощью лазеров. При многофотонной фотоэлектронной эмиссии исчезает красная граница фотоэффекта, т. е. даже если энергии одного фотона не достаточно для преодоления потенциального барьера и выхода электрона, то эмиссия происходит за счет увеличения числа фотонов.

### **1.4 Вторичная эмиссия**

Вторичная электронная эмиссия – это эффект испускания электронов телом при бомбардировке его пучком заряженных частиц. Следует различать вторичную электрон-электронную и ионно-электронную эмиссию. Явление вторичной электронной эмиссии было обнаружено в начале XX века, однако получило свое развитие лишь к началу 50-х годов с использованием вторично-эмиссионных методов для анализа поверхностей твердых тел.

#### **Вторичная электронно-электронная эмиссия**

Под вторичной электронно-электронной эмиссией понимают процесс выхода вторичных электронов с поверхности материала при облучении пучком первичных электронов. В потоке вторичных электронов выделяют три группы:

- упругоотраженные первичные электроны;
- неупругоотраженные первичные электроны;
- истинно-вторичные электроны.

Для исследования явления вторичной электронно-электронной эмиссии применяют установку, схема которой приведена на рисунке 1.10.

Катод и анод образуют источник электронов, ускоренных до энергий, соответствующих разности потенциала  $U_1$  на ускоряющем промежутке. Этот поток первичных электронов бомбардировал эмиттер, соединенный через амперметр  $A_1$  с анодом. Таким образом, в пространстве между анодом и эмиттером электрическое поле отсутствовало и электроны, пролетая пространство дрейфа, не изменяли своей энергии.

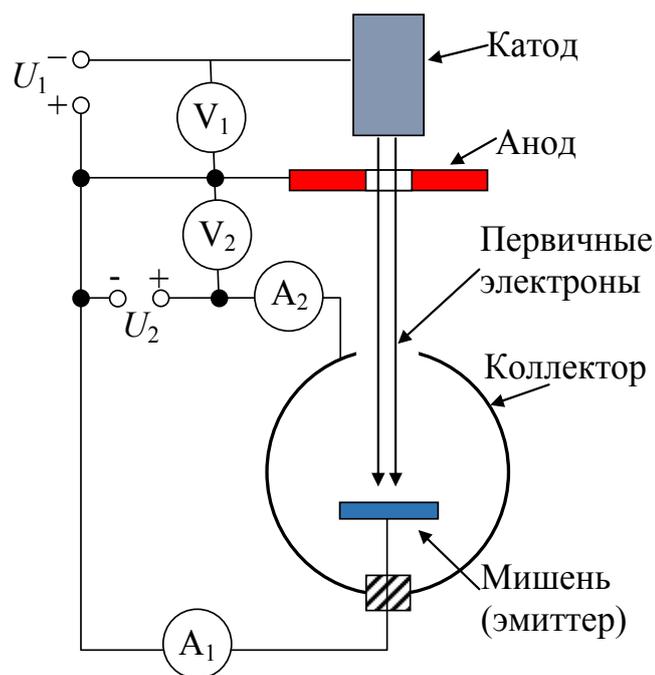


Рисунок 1.10 – Схема экспериментальной установки для исследования вторичной электронно-электронной эмиссии

Для регистрации вторичных электронов, эмитированных коллектором, использовался сферический коллектор, на который относительно эмиттера подавался небольшой положительный потенциал. Ток вторичных электронов фиксировался амперметром  $A_2$ .

В результате экспериментов были выявлены следующие закономерности вторичной электронно-электронной эмиссии.

1. Число вторичных электронов  $N_2$  пропорционально для данного кристалла числу первичных электронов  $N_1$ . Можно записать:

$$N_2 = \alpha N_1; \quad I_2 = \alpha I_1, \quad (1.14)$$

где  $\alpha$  – коэффициент вторичной эмиссии (показывает, сколько вторичных электронов приходится на один первичный электрон);  $I_1$  – ток первичных электронов;  $I_2$  – ток вторичных электронов.

2. Коэффициент вторичной эмиссии  $\alpha$  зависит от энергии первичных электронов и имеет максимум в диапазоне энергий 500–800 эВ, после чего наблюдается его уменьшение (рисунок 1.11).

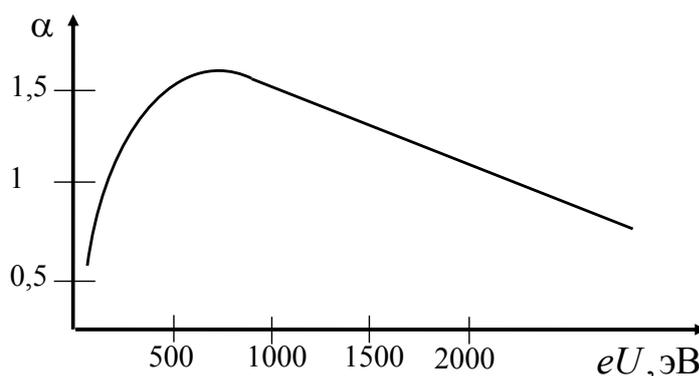


Рисунок 1.11 – Зависимость коэффициента вторичной эмиссии металлов от энергии первичных электронов

Для вторичной электронной эмиссии важны два элементарных процесса: 1) движение первичных электронов в материале эмиттера, сопровождающееся передачей энергии вторичным электронам; 2) движение вторичных электронов, сопровождающееся потерей энергии при столкновении с другими электронами. Эти факторы и объясняют зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов. С одной стороны, в результате увеличения энергии первичных электронов в эмиттере растет число вторичных электронов, создаваемых каждым первичным электроном. В этом случае растет коэффициент вторичной эмиссии.

С другой стороны, проникающий в эмиттер первичный электрон на первых этапах своего пути обладает большой скоростью и редко передает энергию электронам эмиттера. По мере торможения первичного электрона в эмиттере основную часть своей энергии он отдает электронам эмиттера в конце пути. Чем больше энергия первичных электронов, тем глубже они проникают в эмиттер. Выход вторичных электронов затрудняется, так как воз-

растают их энергетические потери в пути из эмиттера. Это ведет к уменьшению коэффициента вторичной эмиссии.

Энергетический спектр вторичной электронно-электронной эмиссии достаточно сложен. Истинно-вторичные электроны обладают энергией порядка 50 эВ, и их доля в спектре наибольшая (рисунок 1.12).

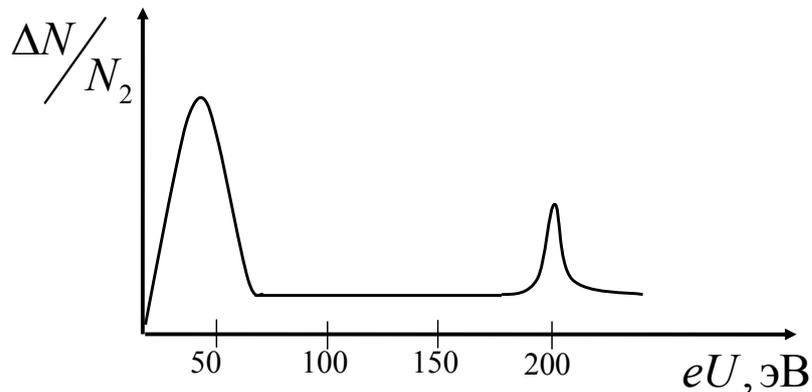


Рисунок 1.12 – Распределение вторичных электронов по энергиям

Широкий пик, максимум которого приходится на энергию порядка 20 эВ, соответствует истинно-вторичным электронам. Этот пик не зависит от энергии первичных электронов. Узкий пик, соответствующий энергии первичных электронов ( $\sim 200$  эВ), показывает упругоотраженные от эмиттера первичные электроны. При изменении энергии первичных электронов узкий пик соответственно перемещается.

Особенностью вторичной эмиссии является то, что коэффициент вторичной эмиссии  $\alpha$  не зависит от эффективной работы выхода эмиттера. Это связано с тем, что за счет большой энергии первичных электронов энергия вторичных электронов значительно больше эффективной работы выхода любого материала.

Зависимость коэффициента  $\alpha$  от энергии первичных электронов у диэлектриков и полупроводников качественно такая же, как и у металлов. Однако  $\alpha$  у диэлектриков и полупроводников значительно выше. При этом из-за плохой проводимости диэлектрика или полупроводника на поверхности кристалла под действием первичных электронов формируется заряд, который существенно

изменяет процессы взаимодействия первичных электронов с кристаллом.

Допустим, что материал кристалла – диэлектрик, при этом  $\alpha < 1$ . В этом случае на поверхность кристалла электронов приходит больше, чем уходит за счет вторичных. Избыточные заряды не могут уйти в объем диэлектрика и в цепь, поверхность кристалла заряжается отрицательно. На поверхности кристалла формируется тормозящее поле. Это ведет к уменьшению  $\alpha$ . Происходит дальнейшее накопление отрицательного заряда на поверхности кристалла и т. д. Данный процесс будет продолжаться до тех пор, пока потенциал поверхности не достигнет потенциала катода и не прекратятся первичный и вторичный токи. Допустим теперь, что  $\alpha > 1$ , т. е. с поверхности диэлектрика уходит электронов больше, чем приходит, и поверхность заряжается положительно. Возникает ускоряющее поле, энергия первичных электронов увеличивается. Накопление заряда на поверхности будет происходить до тех пор, пока  $\alpha = 1$ . Это означает, что при  $\alpha = 1$  наступает установившийся режим. У полупроводниковых кристаллов эффект зарядки поверхности выражен слабее из-за значительной проводимости.

### **Вторичная ионно-электронная эмиссия**

Испускание электронов твердым телом при бомбардировании его ионами называется ионно-электронной эмиссией. Она характеризуется коэффициентом  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{n_e}{n_i}, \quad (1.15)$$

где  $n_e$  – число эмитированных электронов;  $n_i$  – число попавших на поверхность ионов.

Различают потенциальную и кинетическую ионно-электронную эмиссию. Потенциальная ионно-электронная эмиссия характеризуется коэффициентом  $\gamma_p$  и связана с передачей электронам тела мишени энергии, выделяющейся при нейтрализации пришедшего на мишень иона. Кинетическая ионно-электронная эмиссия, характеризуемая коэффициентом  $\gamma_k$ , связана с передачей

электронам тела мишени кинетической энергии иона. При ионной бомбардировке обычно идут оба процесса. При подлете ионов к поверхности сначала происходит их нейтрализация и, соответственно, потенциальная ионно-электронная эмиссия. Затем при соударении атомов с мишенью возникают электроны кинетической ионно-электронной эмиссии, поэтому  $\gamma = \gamma_p + \gamma_k$ .

### **Катодное распыление**

Под катодным распылением понимают процесс разрушения поверхности твердого тела при его облучении ионами или ускоренными атомами. Изначально катодное распыление наблюдалось в вакуумных газоразрядных приборах как эффект разрушения катодов. Катодное распыление осуществляется высокоэнергетичными ионами, которые, ускоряясь в электрическом поле, приобретают необходимую энергию и распыляют атомы материала катода. Этот процесс может происходить при постоянном токе или токе высокой частоты, в среде реакционного газа или без него, с напряжением смещения или без него, с дополнительным магнитным полем. Различают физическое и реактивное катодное распыление. При физическом распылении отсутствует химическая реакция; в качестве рабочих газов используют газы, не вступающие в реакцию с распыляемым материалом (например, аргон, азот). При реактивном распылении к основному рабочему газу дополнительно вводят активный газ, который вступает в реакцию с распыляемым веществом и конденсируемыми атомами на подложке и способствует получению пленок с заданными свойствами. С одной стороны, катодное распыление является нежелательным эффектом, существенно сокращающим срок службы электровакуумных приборов. С другой стороны, катодное распыление нашло широкое применение для ряда технологических задач, таких как очистка поверхностей, ионное травление и создание структуры, получение тонких пленок на поверхности обрабатываемых деталей и изделий.

### **Поверхностная ионизация**

Под эффектом поверхностной ионизации понимают процесс образования ионов при термической десорбции частиц с

поверхности твердого тела, нагретого до высокой температуры. При этом часть эмитируемых частиц покидает поверхность в виде нейтральных атомов, а другая – в виде отрицательных либо положительных ионов. В случае образования отрицательных ионов говорят об отрицательной поверхностной ионизации, в случае положительных ионов – о положительной поверхностной ионизации.

Все процессы, возникающие при ионизации частиц на поверхности твердого тела, можно условно разделить на две группы. К первой группе относятся термически равновесные процессы эмиссии ионов с поверхности. В таких процессах время жизни частиц на поверхности является достаточным для установления термического равновесия с эмиттером и испарение частиц происходит за счет теплового возбуждения. Ко второй группе относятся термически неравновесные процессы эмиссии ионов и атомов с поверхности под воздействием облучений: вторичная ионно-ионная эмиссия; эмиссия ионов при воздействии быстрых нейтральных частиц; эмиссия ионов при облучении поверхности электронами.

В классической теории поверхностной ионизации рассматриваются 3 стадии – это попадание частиц на поверхность, наступление зарядового и теплового равновесия между адсорбированными частицами и поверхностью и испарение частиц с поверхности. Эмитируемый с поверхности нагретого тела поток частиц может существенно отличаться от поступающего по составу и величине потока, оба потока зависят от процессов в адсорбированном приповерхностном слое.

Для характеристики зарядового состояния частиц, эмитируемых с поверхности тела, вводят степень поверхностной ионизации, равную отношению потока ионов к потоку нейтральных атомов идентичного химического состава, покидающих единицу площади поверхности в единицу времени:

$$\alpha = \frac{\Phi_i}{\Phi_a}, \quad (1.16)$$

где  $\Phi_i$  и  $\Phi_a$  – поток ионов и поток атомов соответственно.

## 1.5 Автоэлектронная эмиссия. Формула Фаулера – Нордгейма

Автоэлектронной эмиссией называют эмиссию электронов, вызванную наличием у поверхности катода сильного внешнего электрического поля.

Если к металлическому катоду приложить внешнее электрическое поле, то происходит снижение высоты потенциального барьера металл – вакуум и возникает хорошо известный эффект Шоттки (рассмотрен выше) (рисунок 1.13). Этот эффект начинает заметно проявляться при достижении напряженности поля вблизи поверхности нескольких сотен вольт на сантиметр. Дальнейшее увеличение напряженности внешнего электрического поля приводит к снижению высоты и ширины потенциального барьера, что порождает появление эффекта квантово-механического туннелирования электрона сквозь потенциальный барьер и эмиссию электронов в вакуум. Такие переходы сквозь барьер совершаются электронами без затраты работы. Возможность туннельных переходов объясняется волновыми свойствами электронов.

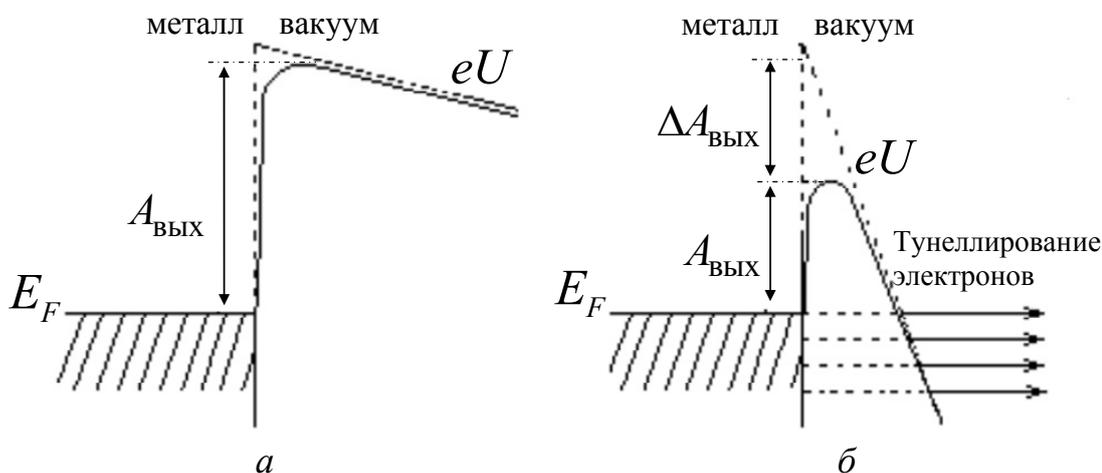


Рисунок 1.13 – Энергетическая диаграмма электрона на границе раздела металл - вакуум в условиях наблюдения эффекта Шоттки: *a* – слабое электрическое поле; *б* – сильное электрическое поле

Плотность тока автоэлектронной эмиссии определяется прозрачностью потенциального барьера. Для барьеров сложной

формы обычно применяют квазиклассическую формулу для определения его прозрачности:

$$D \approx \exp \left( -4\pi \frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U(x) - E} dx \right), \quad (1.17)$$

где  $m$  – масса электрона;  $h$  – постоянная Планка;  $U(x)$  – форма потенциального барьера;  $x_1$  и  $x_2$  – решение уравнения  $E = U(x)$ .

В 1928–1929 годах Р. Фаулер и Л. Нордгейм вывели формулу, описывающую зависимость плотности тока автоэлектронной эмиссии от напряженности  $E$  электрического поля и работы выхода катода. Уравнение Фаулера – Нордгейма записывается следующим образом:

$$j = \frac{e^3 E^2}{8\pi h A_{\text{ВЫХ}} t^2(E, \varphi)} \exp \left[ \frac{8\pi \sqrt{2m}}{2he} \frac{A_{\text{ВЫХ}}^{3/2}}{E} \theta(E, \varphi) \right], \quad (1.18)$$

где  $\theta(E, \varphi)$  и  $t(E, \varphi)$  – специальные функции, учитывающие влияние снижения потенциального барьера на величину тока автоэлектронной эмиссии за счет сил зеркального изображения. Напряженность электрического поля  $E$  пропорциональна приложенному напряжению.

### **Калориметрический эффект автоэмиссии (эффект Ноттингама)**

Нагрев или охлаждение катода при эмиссии называется калориметрическим эффектом. При рассмотрении термоэлектронной эмиссии известно, что каждый эмитированный электрон уносит с катода энергию, равную сумме работы выхода и кинетической энергии электрона. Тем самым происходит охлаждение катода. При этом в охлаждении эмиттера участвуют электроны, расположенные выше уровня Ферми.

При автоэлектронной эмиссии переходы электронов сквозь барьер совершаются без затраты энергии: если бы все электроны туннелировали с уровня Ферми, то катод не охлаждался бы и не нагревался. Однако при низких температура катода ( $T \approx 0$  К) средняя энергия эмитированных электронов оказывается чуть меньше уровня Ферми и на место ушедшего электрона приходит

электрон из объема металла с энергией  $E_F$ , а при процессе туннелирования при низких температурах выделяется энергия на поверхности эмиттера. При высокой плотности эмитированного тока эффект нагрева материала катода становится заметным. Повышение температуры эмиттера приводит к увеличению относительного числа электронов, переходящих на ранее незанятые энергетические уровни, лежащие выше уровня Ферми, что повышает среднюю энергию эмитированных электронов. В результате вместо нагрева вершины эмиттера получаем его охлаждение.

При подготовке раздела использовались классические учебники по вакуумной и плазменной электронике [1–3, 8, 14].

## 2 ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ИЗОЛЯЦИЯ И ПРОБОЙ В ВАКУУМЕ

### 2.1 Пробой в вакууме

Вакуумный пробой (пробой вакуума) – потеря вакуумным промежутком свойств электрического изолятора при приложении к нему электрического поля, напряжение которого превышает определенную величину (напряжение вакуумного пробоя). При вакуумном пробое электропроводность резко возрастает и среда в промежутке становится проводящей.

Развитие вакуумного пробоя начинается с появления так называемых темновых, или предпробойных, токов, которые вызываются в основном автоэлектронной эмиссией с микроострий поверхности катода. Эти токи возникают также с участков поверхности, имеющих наиболее низкую работу выхода. В том случае, когда металлические электроды недостаточно хорошо очищены от поверхностных загрязнений, на стабильный темновой ток накладываются самогасящиеся маломощные импульсы тока, называемые микроразрядами. Возникновение микроразрядов связано с механизмом обмена положительными и отрицательными ионами между поверхностями анода и катода в вакууме.

Вакуумный пробой происходит в результате формирования сильноточного искрового разряда в десорбирующемся с поверхностей электродов газе и частично в парах металлов электродов. Далее разряд может перейти в вакуумную дугу в парах металлов электродов.

Вакуумный пробой представляет собой сложное явление. Еще нет достаточно полного и точного объяснения его возникновения и развития, но существуют гипотезы и теории. Например, согласно электронно-лучевой теории электроны, возникающие в вакууме за счет автоэлектронной эмиссии с микроострий на катоде, ускоряются в электрическом поле промежутка, образуют «лучи» и бомбардируют анод. При этом происходит местное увеличение температуры анода, сопровождающееся выделением сорбированных газов и паров металла, которые ионизируются электронами. Ио-

ны движутся к катоду, что приводит к образованию положительного пространственного заряда и усилению поля у катода, это в свою очередь увеличивает автоэлектронную эмиссию и т. д. Одновременно возникают сильная ионно-электронная эмиссия и катодное распыление. В итоге в промежутке за счет быстрого увеличения концентрации десорбирующихся газов и паров металлов электродов возникает самостоятельный электрический разряд в форме вакуумной искры или дуги.

Существует также теория вакуумного пробоя за счет нагрева острия автоэммиттера протекающим по нему током. При плотности тока около  $10^8$  А/см<sup>2</sup> эмиттер взрывается и вакуумная дуга возникает в парах металла катода. Поскольку образование микроскопических острий на массивных катодах обнаруживается на опыте, то формирование вакуумного пробоя из-за нагрева и взрыва этих острий весьма вероятно. Инициатором вакуумного пробоя могут быть также отдельные быстрые микрочастицы.

Явление вакуумного пробоя широко используется в приборах и установках. Высокая электрическая прочность вакуума и вакуумная дуга используются в вакуумных выключателях. Начальная стадия вакуумного пробоя длительностью до  $10^{-7}$  с, в которой развиваются сильные токи электронов при высоком напряжении на промежутке, используется в мощных источниках рентгеновского излучения и сильноточных ускорителях. В многочисленных высоковольтных приборах и установках, где вакуумные промежутки применяются только для ускорения потоков электронов и ионов, очень важно, чтобы случайные вакуумные пробои не нарушали работу этих устройств, поэтому необходимо обеспечение их электрической прочности.

### **Инициирование вакуумного пробоя**

К возникновению вакуумного пробоя может привести ряд физических процессов, основные из которых приведены ниже.

1. Автоэлектронная эмиссия. Протекающий через микроострие на катоде ток автоэлектронной эмиссии вызывает разогрев, плавление и испарение катода. В итоге процесс теплового нагрева приводит к пробую вакуумного промежутка. С другой стороны, ускоренные в промежутке катод – анод электроны, попадая на

анод, передают свою энергию на поверхность анода, вызывая тем самым его нагрев, плавление и испарение, что также провоцирует возникновение пробоя.

2. Взаимная вторичная эмиссия электронов, ионов и фотонов, приводящая к пробоям в случае кумулятивного процесса.

3. Частицы материала катода, примесей и загрязнений, имеющие слабую связь с электродом, могут под действием ускоряющего напряжения, приложенного к промежутку, отрываться от одного из электродов и при ударе о противоположный создавать условия для пробоя.

4. Действие пандеромоторных сил электрического поля может привести к изменению микрорельефа поверхности электродов.

5. Наличие диэлектрических включений, пленки и адсорбированного газа на катоде, которые могут стать эффективными эмиссионными центрами.

## **2.2 Вакуумный разряд**

Вакуумный разряд – это появление в вакуумном промежутке между двумя электродами, к которым приложено электрическое напряжение, тока, т. е. движение электронов от катода к аноду. Начинается такой разряд с пробоя, небольшой ток которого незаметен глазу и может быть зарегистрирован приборами. Увеличение напряжения между электродами приводит сначала к появлению искры, а затем и электрической дуги. Дуга возникает в тот момент, когда искровой разряд заполняет плазмой весь межэлектродный промежуток.

### **Взрывная электронная эмиссия**

Взрывная электронная эмиссия – возникновение электронного тока из металлического эмиттера вследствие перехода материала эмиттера из конденсированной фазы в плотную плазму в результате разогрева локальных микроскопических областей эмиттера током автоэлектронной эмиссии.

Для получения взрывной электронной эмиссии необходимо создать на поверхности эмиттера первоначальный фазовый переход металл – плазма, который бы обеспечил ток электронов, спо-

собный затем поддерживать этот переход. Такой переход создается посредством концентрации большой энергии в микрообъеме эмиттера, достаточной для взрыва этого объема. Большая концентрация энергии в микрообъеме может осуществляться различными способами, например ударом быстрой макрочастицы о катод, с помощью сфокусированного луча лазера и т. д. Наиболее часто для инициирования взрывной электронной эмиссии используется автоэлектронная эмиссия. Ток автоэлектронной эмиссии разогревает микрообъем эмиттера за счет джоулева тепла и эффекта Ноттингема. Эти оба эффекта приводят к повышению электронной температуры  $T_e$  (к «разогреву» электронов). Температура кристаллической решетки повышается в результате электронно-фононного взаимодействия. Время запаздывания взрыва кончика острия относительно подачи импульса напряжения определяется скоростью передачи энергии от электронного газа к решетке. Это создает возможность для получения мощных кратковременных импульсов электронного тока без разрушения эмиттера. После взрыва микрообъема эмиттера образуется катодный факел, состоящий из плазмы и паров материала эмиттера. Распределение концентрации частиц в плазме в катодном факеле неоднородно (у поверхности превышает  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и уменьшается по мере удаления от нее). Плазма расширяется, заполняя вакуумный промежуток. В начальный период ( $t < 10^{-7}$  с) скорость  $v$  разлета плазмы для большинства металлов составляет  $(1-3) \cdot 10^6$  см/с, а затем уменьшается больше чем на порядок. Расширение факела сопровождается интенсивной электронной эмиссией из плазмы. Электроны покидают факел, пересекают вакуумный промежуток и попадают на анод.

Расчет тока взрывной электронной эмиссии (без учета релятивистских эффектов и магнитного поля, создаваемого пучком) приводит к формуле

$$j = BU^{3/2}F(x), \quad (2.1)$$

где  $B$  – константа;  $U$  – разность потенциалов между фронтом плазмы и анодом;  $F$  – функция аргумента  $x = vt/d$ ;  $vt$  – радиус

плазменного сгустка;  $d$  – расстояние между электродами;  $t$  – время.

По истечении некоторого времени с момента образования факела, когда плотность тока, отбираемого из плазмы, достигает величины  $\sim 10^2$  А/см<sup>2</sup>, насыщение сменяется неустойчивым режимом, для которого характерно появление хаотичных всплесков тока. Выход электронов из эмиттера в плазму обусловлен термоавтоэлектронной эмиссией под действием электрического поля, возникающего на границе «эмиттер – плазма». Когда поле достигает значения  $(0,6-1) \cdot 10^8$  В/см, это приводит к новому акту взрыва. Описанная выше картина имеет место, если ток насыщения составляет  $\sim 10$  А. При меньших токах ( $\sim 1-2$  А) фаза насыщения может завершиться обрывом тока, так как процессы отбора тока электронов с катода при взрывной электронной эмиссии и генерации плазмы на катоде, создающие условия для взрывной электронной эмиссии, взаимосвязаны: чем меньше ток, тем меньше генерируется плазмы. Существует пороговый ток, ниже которого взрывная электронная эмиссия не развивается.

### **Катодное пятно. Вакуумная дуга. Эрозия электродов.**

#### **Эмиссия и испарение капельной фракции**

Катодное пятно – небольшая, сильно разогретая и ярко светящаяся область на поверхности катода дугового разряда, через которую осуществляется перенос тока между катодом и межэлектродным пространством. Катодное пятно присуще всем видам дугового разряда, его характерный размер  $\sim 10^{-4}-10^{-2}$  см. Возникновение катодного пятна в процессе формирования дугового разряда обусловлено необходимостью переноса больших ( $10-10^4$  А) токов через поверхность холодного и практически неэмитирующего проводника. Перенос тока осуществляется как ионами прикатодной плазмы, так и электронами, которые эмитируются из катодного пятна за счет высокой температуры его поверхности (термоэлектронная эмиссия) и электрического поля, создаваемого положительным пространственным зарядом (автоэлектронная эмиссия). Это обеспечивает высокую плотность эмиссионного тока. В дуге высокого давления катодное пятно неподвижно, плотность тока  $j \sim 10^3-10^5$  А/см<sup>2</sup>, в вакуумной дуге

катодное пятно хаотически перемещается с высокой скоростью (до  $10^4$  см/с), плотность тока  $j$  может достигать  $10^8$  А/см<sup>2</sup>.

Дуговой разряд с катодным пятном (или вакуумная дуга) представляет собой разряд между двумя электродами в вакууме, отличительной чертой которого является наличие на отрицательном электроде катодного пятна, обеспечивающего формирование плазмообразующей среды испарением материала электрода. Известно, что дуговой разряд имеет пороговый ток  $I_{th}$ , ниже которого он гаснет. Минимальное значение тока  $I_{th}$ , при котором существует дуга, зависит от материала и состояния поверхности катода. Для чистых металлов величина порогового тока образования катодного пятна имеет значения в пределах от сотен миллиампер (для цинка  $I_{th} = 0,3$  А) до нескольких ампер (для никеля  $I_{th} = 6,0$  А). Дуговой разряд характеризуется низким напряжением горения  $U_d$ , величина которого для большинства материалов составляет примерно 8–50 В. Однако в сильном магнитном поле напряжение горения дуги может значительно увеличиваться (до двух раз). Градиент потенциала на разных участках межэлектродного промежутка дугового разряда различен (рисунок 2.1).

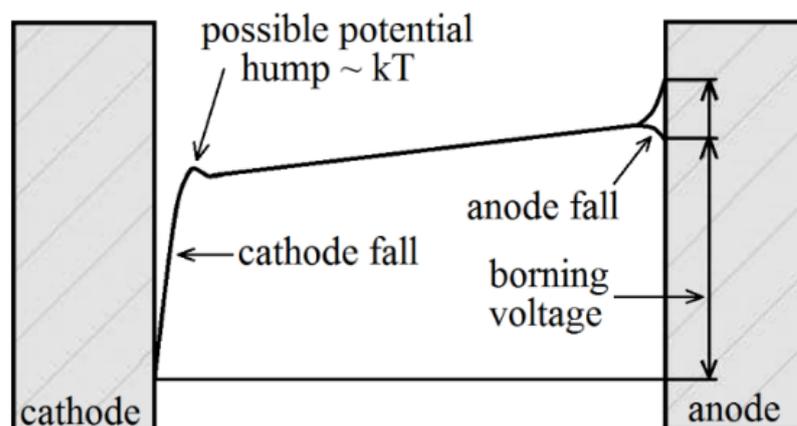


Рисунок 2.1 – Схематичное изображение распределения потенциала в дуговом разряде (протяженность катодного и анодного слоев в действительности в разы меньше)

Большая часть падения потенциала сосредоточена в катодном слое, который называется областью катодного падения  $U_c$ . Минимальное значение катодного падения  $U_c$  может приближаться

к величине, сравнимой с потенциалом ионизации атомов материала катода, что является отличительной чертой дугового разряда. Анодное падение потенциала  $U_{ad}$ , зависящее от тока дуги, площади анода и прочих влияющих на перенос заряда факторов, может быть как положительным, так и отрицательным.

В дуговом разряде с холодными электродами основным источником плазмы является катодное пятно, в котором сосредоточены основные процессы функционирования дуги. Пятно представляет собой небольшое ярко светящееся плазменное образование, хаотично перемещающееся над поверхностью катода, через которое поддерживается ток между катодом и положительным столбом дуги. Положительный столб дуги имеет вид яркого диффузного свечения и играет роль плазменного проводника между катодом и анодом. Для столба характерно достаточно однородное распределение электрического поля и сравнительно низкий градиент потенциала. При уменьшении расстояния между электродами положительный столб может исчезнуть.

Несмотря на то что катодные пятна имеют достаточно малые размеры, они обладают практически неограниченной эмиссионной способностью. Вследствие протекания тока разряда с большой плотностью ( $j_d \approx 10^6 - 10^8$  А/см<sup>2</sup>) в области существования катодного пятна происходит локальный перегрев поверхности катода, который приводит к интенсивному испарению материала электрода. Процессы ионизации происходят в локальной области, непосредственно прилегающей к катодному пятну, где концентрация атомов материала катода на несколько порядков выше концентрации атомов остаточного газа, в результате чего в парах материала катода образуется плотная металлическая плазма. При этом процессы, обуславливающие эрозию катода, происходят в поверхностном слое толщиной 1–2 мкм. Таким образом, катодное пятно генерирует разрядную плазму, массовой основой которой являются ионы материала катода, при этом паровая фаза в плазме не превышает нескольких процентов (например, для медного катода 1 %), остальная часть продуктов эрозии состоит из ионов и капель. Экспериментально установлено, что капельная фракция в процессе эрозии из катодного пятна может достигать 50 % и более.

## 2.3 Практическое применение вакуумного пробоя

Явление вакуумного пробоя широко используется в приборах и установках. Высокая электрическая прочность вакуума и вакуумная дуга используются в вакуумных выключателях. Начальная стадия вакуумного пробоя длительностью до  $10^{-7}$  с, в которой развиваются сильные токи электронов при высоком напряжении на промежутке, используется в мощных источниках рентгеновского излучения и сильноточных ускорителях. В многочисленных высоковольтных приборах и установках, где вакуумные промежутки применяются только для ускорения потоков электронов и ионов, необходимо обеспечение их электрической прочности, чтобы случайные вакуумные пробои не нарушали работу этих устройств. Увеличение электрической прочности вакуумных промежутков достигается соответствующим выбором материалов электродов, их тщательной механической обработкой (устранением неровностей и острий), а также очисткой поверхностей электродов, которая осуществляется нагревом в вакууме, обработкой потоками электронов или ионов инертных газов. Электрическая прочность вакуумного промежутка с необработанными электродами составляет около  $10^4$  В/см, в то время как промежутки с электродами, прошедшими тщательную механическую, а также электронную и ионную обработку, показывают электрическую прочность, достигающую до  $10^6$  В/см.

При подготовке раздела использовались классические учебники по вакуумной и плазменной электронике [1–4, 8–11, 15, 16, 18].

## 3 ФИЗИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

### 3.1 Элементарные и кинетические процессы в плазме газового разряда

Переход газа в состояние плазмы и поддержание этого состояния связаны с различными процессами на атомно-молекулярном уровне, которые принято называть элементарными (парными). К элементарным процессам относятся взаимодействия электронов или ионов, взаимодействие электронов или ионов с атомами или молекулами, взаимодействие атомов или молекул, а также процессы взаимодействия частиц с излучением. Кроме того, частицы всех видов, включая фотоны, взаимодействуют с твердым телом (с электродами и стенками газоразрядной камеры). Скорость протекания процессов и их влияние на параметры плазмы различны, каждый элементарный процесс характеризуется своей вероятностью.

Термин «взаимодействие» часто заменяется термином «столкновение» или термином «соударение» частиц. При соударении двух частиц может измениться как кинетическая энергия движения каждой из частиц, участвующих во взаимодействии, так и их потенциальная энергия. Под потенциальной энергией мы понимаем энергию, запасенную на внутренних степенях свободы атома или молекулы, т. е. энергию возбуждения электронных уровней атома или молекулы, энергию ионизации, энергию возбуждения колебательных и вращательных уровней молекулы.

Взаимодействия частиц разделяют на упругие и неупругие. Отличия двух типов взаимодействия – в изменении внутренней энергии: в случае упругого взаимодействия внутренняя энергия частиц не изменяется в отличие от неупругого взаимодействия.

Как правило, для записи элементарных процессов (таблица 3.1) используют следующие обозначения:  $A$ ,  $B$  – отдельные атомы;  $AB$  – молекула;  $A^*$ ,  $B^*$  – возбужденные атомы;  $A^+$ ,  $B^+$  – положительные ионы;  $e$  – электрон;  $\mathbf{A}^+$ ,  $\mathbf{B}^+$ ,  $\mathbf{e}$  – ионы и электроны, обладающие некоторой кинетической энергией;  $\nu$  – частота;  $h$  – постоянная Планка.

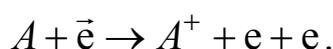
Таблица 3.1 – Некоторые элементарные процессы

Соударение с участием электронов	
Упругое соударение	$e + A \rightleftharpoons e + A$
Возбуждение и ионизация электронным ударом	$e + A \rightarrow e + A^*$ $e + A \rightarrow e + e + A^+$
Диссоциативное прилипание электрона к молекуле	$e + AB \rightarrow A^- + B$
Диссоциативная рекомбинация	$e + AB^+ \rightarrow A + B^*$
Диссоциация молекулы электронным ударом	$e + AB \rightarrow e + A + B$
Прилипание электрона к атому	$e + A + B \rightarrow A^- + B$
Рекомбинация электрона и иона	$e + A^+ + B \rightarrow A^* + B$
Взаимодействие с участием фотонов	
Фотовозбуждение (поглощение света) и эмиссия света	$A + h\nu \rightarrow A^*$ $A + h\nu \leftarrow A^*$
Фотоионизация	$A + h\nu \rightarrow A^+ + e$
Радиационная рекомбинация	$A + h\nu \leftarrow A^+ + e$
Соударение атомов и молекул	
Упругое соударение	$A + B \rightleftharpoons A + B$
Возбуждение электронных уровней	$A + B \rightarrow A + B^*$
Ионизация атома	$A + B \rightarrow A + B^+ + e$
Тушение электронно-возбужденного состояния	$A^* + BC \rightarrow A + BC$ $A^* + BC \rightarrow A + B + C$
Ассоциативная ионизация	$A + B^* \rightarrow AB^+ + e$
Соударения с участием ионов	
Резонансная перезарядка	$A^+ + A \rightarrow A + A^+$
Нерезонансная перезарядка	$A^+ + B \rightarrow A + B^+$
Взаимная нейтрализация	$A^+ + B^- \rightarrow A^* + B$
Разрушение отрицательного иона	$A + B^- \rightarrow AB + e$ $A + B^- \rightarrow A + B + e$
Превращение атомных ионов в молекулярные при тройных соударениях	$A^+ + B + C \rightarrow AB^+ + C$
Ионно-ионная рекомбинация при тройных соударениях	$A^+ + B^- + C \rightarrow A + B + C$

### 3.1.1 Закон сохранения энергии для элементарных процессов

В соответствии с законом сохранения энергии полная энергия системы сталкивающихся частиц должна оставаться неизменной до и после взаимодействия.

Пусть в результате взаимодействия быстрого электрона (имеющего массу  $m$  и скорость  $v_1$ ) с атомом  $A$  в основном состоянии произошел акт ионизации (процесс образования ионов из нейтральных атомов или молекул):



Для определенности будем считать атом неподвижным до столкновения. В этом примере первичный электрон имел достаточную кинетическую энергию  $\frac{mv_1}{2}$  для того, чтобы осуществить отрыв валентного электрона от атома (стрелка над символом электрона в левой части уравнения показывает, что электрон обладает высокой кинетической энергией). Соответственно часть кинетической энергии первичного электрона превратилась в потенциальную энергию ионизации атома  $U$ . Оставшуюся энергию  $\frac{mv_2}{2}$  первичный электрон частично передал вторичному электрону, возникшему при ионизации:  $\frac{mv_1}{2} = \frac{mv_2}{2} + U$ .

Строго говоря, часть энергии первичного электрона была также передана в виде кинетической энергии иону, но эта доля очень мала.

Таким образом, для разрушения атома и отрыва от него электрона потребовалось затратить определенную энергию. Следовательно, при обратном процессе, т. е. образовании нейтрального атома, должно произойти выделение энергии в каком-либо виде. Для рассматриваемого примера столкновения иона и двух электронов выделяемая при реакции энергия передается свободному электрону в виде кинетической энергии. В данном примере сво-

бодный электрон в обратном процессе уносит из системы энергию  $\left( U + \frac{m v_2}{2} \right)$ .

Реакция, обратная ионизации, называется *рекомбинацией*. Из закона сохранения энергии следует, что при любом процессе слияния частиц из системы должна выделиться энергия, равная энергии связи частиц.

### 3.1.2 Эффективное сечение столкновений при элементарных процессах

В результате столкновений возникают свободные электроны, ионы, фотоны и возбужденные атомы. Столкновение можно определить следующим образом: если относительное расстояние между двумя частицами сначала уменьшается, а затем возрастает и при этом происходит изменение какого-либо физического параметра у одной или обеих частиц, то имело место *столкновение*. Если средний пробег частицы в газе между двумя столкновениями (предполагаются столкновения обычного типа) равен  $\lambda$  и через площадку в  $1 \text{ см}^2$  проходит в 1 с  $n$  частиц, то на отрезке  $dx$  за 1 с произойдет  $n \frac{dx}{\lambda}$  столкновений. Рассмотрим рассеяние электронного пучка, предположив, что каждый электрон, претерпевший столкновение, теряется из пучка. Тогда потеря электронов на отрезке  $dx$  в 1 с, отнесенная к  $1 \text{ см}^2$ ,

$$dn = -\frac{ndx}{\lambda}.$$

Если при  $x = 0$  имеем  $n = n_0$ , то

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} = n_0 e^{-\mu x},$$

$$\mu = \frac{1}{\lambda} = N\sigma,$$

где  $N$  – число атомов в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\sigma$  – эффективное сечение атома,  $\text{см}^2$ , которое равнялось бы площади поперечного сечения атома, если

столкновения будут носить характер столкновений твердых шаров по кинетической теории;  $N\sigma = Q$  – сумма эффективных сечений всех атомов газа, т. е. полное эффективное сечение.

Рассмотрим более подробно эффективное сечение атома на примере взаимодействия абсолютно упругих шаров (рисунок 3.1).

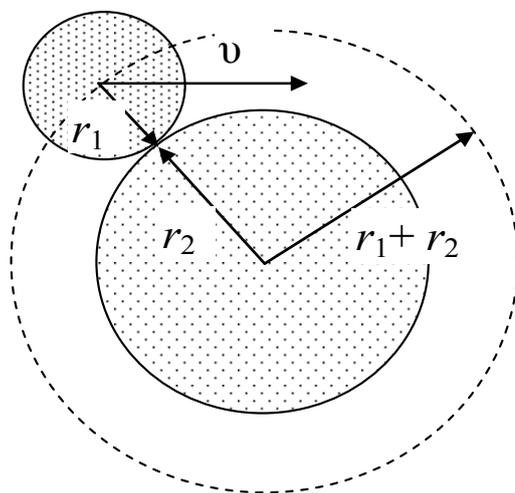


Рисунок 3.1 – К пояснению понятия «эффективное сечение столкновения»

Пусть имеем неподвижный шар-мишень (шар № 2) радиусом  $r_2$ , на который налетает шар № 1 радиусом  $r_1$ , имеющий скорость  $v$ . Ясно, что число соударений  $\alpha$ , которые будут происходить в единицу времени, пропорционально плотности потока налетающих частиц  $n v$ , где  $n$  – концентрация частиц в потоке. Тогда можно записать соотношение

$$\alpha = \sigma n v, \quad (3.1)$$

в котором коэффициент пропорциональности  $\sigma$  будет иметь размерность площади [ $\text{см}^2$ ]. Этот коэффициент и называется сечением взаимодействия.

Очевидно, для того чтобы шар № 1 задел шар № 2, траектория движения его центра должна пройти от центра шара № 2 на расстоянии, не превышающем  $(r_1 + r_2)$ . Следовательно, для рассматриваемого примера число соударений в единицу времени будет

$$\alpha = \pi(r_1 + r_2)^2 n v, \quad (3.2)$$

а сечение столкновения определится как

$$\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2. \quad (3.3)$$

Модель упругих шаров описывает столкновения частиц в идеальном газе. В случае химически чистого газа, состоящего из частиц одного сорта диаметром  $d$ , сечение столкновений будет  $\sigma = \pi d^2$ .

На самом деле процесс взаимодействия частиц различного сорта в плазме происходит по более сложным законам, чем это представляется в модели упругих шаров. Тем не менее из общих соображений также целесообразно ввести понятие сечения взаимодействия. Если частицы пролетают друг относительно друга на большом расстоянии, то взаимодействия не происходит. Поэтому можно условно определить некоторое расстояние  $r$ , начиная с которого частицы вступают во взаимодействие. Тогда сечение столкновения определится как  $\sigma = \pi r^2$ .

Следует также отметить, что процесс взаимодействия двух частиц, а значит и сечение взаимодействия, в значительной степени определяется относительной скоростью сталкивающихся частиц. Иными словами, сечение взаимодействия зависит от кинетической энергии частиц, участвующих в реакции.

Полное эффективное сечение обычно приводится к давлению 1 торр и температуре 0 °С, когда  $N = 3,56 \cdot 10^{16}$ . Величина  $\mu$  называется коэффициентом поглощения. Эффективные сечения некоторых газов, вычисленные с помощью кинетической теории на основе данных по их вязкости, приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Эффективные сечения некоторых газов

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	Hg
Эффективное сечение $Q$ , $10^{-16}$ см <sup>2</sup>	2,83	4,14	6,46	7,54	9,16	6,9	7,8	3,7	5,8	10,2

В разрядах при высоком давлении большая часть столкновений носит упругий характер. Однако и в разрядах, происходящих

при нормальных условиях, только небольшая часть электронов высокоэнергетической области распределения может вызвать в результате столкновения возбуждение или ионизацию атома. При упругом столкновении электрон в среднем теряет  $2,66 \frac{m}{M}$  своей энергии, где  $M$  и  $m$  – соответственно массы атома (или молекулы) и электрона.

### 3.1.3 Частота столкновений

Если мы рассматриваем движение какой-либо частицы в ансамбле таких же частиц или частиц другого сорта, то для взаимодействия этой частицы с другими удобно пользоваться понятием частоты столкновений. Частотой столкновений  $\nu$  отдельно взятой частицы с окружающими частицами называют число столкновений, которые эта частица испытывает в единицу времени. Здесь можно говорить о движении атома в газе того же сорта, движении примесных атомов в основном газе, движении электронов в газе и т. д. Рассмотрим понятие частоты столкновений в приближении газокинетической теории при условии, что сечение взаимодействия не зависит от скорости сталкивающихся частиц.

Если частица, для которой мы находим частоту столкновений, имеет среднюю скорость движения относительно других частиц  $v_{12}$ , то частота столкновений определяется очевидным выражением

$$\nu = n_a \sigma v_{12}, \quad (3.4)$$

где  $n_a$  – концентрация атомов газа-мишени;  $\sigma$  – сечение взаимодействия частиц.

Для каждого конкретного случая важно правильно подставить значение относительной средней скорости  $v_{12}$  в последнее соотношение. Для идеального газа распределение молекул по абсолютным скоростям описывается максвелловской функцией. Согласно этому распределению число частиц в  $1 \text{ см}^3$ , обладающих скоростями в интервале от  $v$  до  $v + dv$ , записывается как

$$f(v)dv = N \cdot 4\pi \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{Mv^2}{2kT} \right) v^2 dv,$$

где  $T$  – температура газа;  $k$  – постоянная Больцмана.

Средняя тепловая скорость атома или молекулы определяется соотношением

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}, \quad (3.5)$$

где  $M$  – масса атома.

Если рассматривать примесный газ, состоящий из молекул массой  $M_1$ , и основной газ, состоящий из молекул массой  $M_2$ , то распределение молекул по скоростям относительно какой-то одной произвольно выбранной молекулы  $M_2$  также описывается максвелловской функцией. Однако в выражении (3.5) для средней скорости массу  $M$  нужно заменить так называемой приведенной массой

$$\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}. \quad (3.6)$$

Исходя из сказанного, легко проанализировать наиболее часто встречающиеся случаи. Если имеем газ из частиц одного сорта, то  $M_1 = M_2 = M$ , а приведенная масса  $\mu = \frac{M}{2}$ .

Отсюда для частоты столкновений получаем соотношение

$$v_a = \sqrt{2} n_a \bar{v} \sigma, \quad (3.7)$$

где  $\sigma = \pi d^2$  – газокинетическое сечение.

Если рассматривать столкновения электронов с атомами в низкотемпературной слабоионизованной плазме газового разряда, то относительная скорость при соударении примерно равна скорости электрона, поскольку приведенная масса  $\mu$  оказывается близка к массе электрона. Отсюда для частоты соударений получаем

$$v_e = n_a \bar{v}_e \sigma_{ea}, \quad (3.8)$$

где  $\sigma_{ea} = \frac{\pi d^2}{4}$  – сечение электрон-атомных столкновений в газокинетической теории;  $v_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m}\right)^{1/2}$ ;  $T_e$  – температура электронов;  $m$  – масса электрона.

Если в качестве мишеней принимаются частицы разного сорта либо рассматриваются частоты соударений для различных реакций (например, ионизация газа электронным ударом, возбуждение различных уровней и т. д.), то для отыскания полной частоты соударений необходимо просуммировать частоты соударений в отдельных реакциях в соответствии с выражением

$$v_{\text{tot}} = \sum_k n_k \bar{v}_k \sigma_k, \quad (3.9)$$

где  $n_k$  – концентрация частиц сорта  $k$ ;  $\sigma_k$  – сечение взаимодействия рассматриваемой частицы с частицами сорта  $k$ ;  $\bar{v}_k$  – средняя скорость рассматриваемой частицы относительно частиц сорта  $k$ .

### 3.1.4 Средняя длина свободного пробега

Как мы уже видели, при рассмотрении элементарных процессов в низкотемпературной слабоионизованной плазме могут быть использованы многие понятия кинетической теории газов. Рассмотрим здесь понятие средней длины свободного пробега  $\lambda$ , т. е. среднего расстояния, которое проходит частица между двумя столкновениями.

Пусть в газе имеется небольшое количество частиц, имеющих среднюю скорость хаотического движения  $\bar{v}$ , которые сталкиваются с частицами-мишенями, причем частота столкновений равна  $\nu$ . Легко видеть, что средняя длина свободного пробега частиц первого сорта в основном газе определится соотношением

$$\lambda = \frac{\bar{v}}{\nu}. \quad (3.10)$$

В выражение (3.10) входит абсолютная средняя скорость частицы, определяемая по формуле (3.5). Учет относительной скоро-

сти частиц при соударении производится через частоту столкновений  $\nu$ . Для газа, состоящего из атомов одного сорта, частота столкновений определяется выражением (3.8), следовательно, длина свободного пробега атома в собственном газе

$$\lambda_a = \frac{1}{\sqrt{2}n_a\sigma}. \quad (3.11)$$

С учетом отмеченных выше соображений и используя формулы (3.9) и (3.10), для длины свободного пробега электрона в газе получим выражение

$$\lambda_e = \frac{1}{n_a\sigma_{ea}}. \quad (3.12)$$

Как отмечалось, наиболее существенным фактором при описании процессов столкновений в плазме является зависимость сечений от энергии частиц. Однако в простейших оценках часто применяют приближение  $\sigma = \text{const}$  и пользуются приведенными выше формулами.

Говоря о том что сечение какого-либо процесса велико или мало, обычно подразумевают его сравнение с газокинетическим сечением. Сведения об эффективных диаметрах молекул  $d$ , газокинетических сечениях  $\sigma$ , длинах свободного пробега  $\lambda$ , средних скоростях  $\bar{v}$  и частотах соударений  $\nu$  представлены в таблице 3.3. Результаты приведены для нормальных условий, т. е. давления газа 1 торр и температуры 0 °С.

Таблица 3.3 – Данные по газокинетическим параметрам частиц

Газ	$d, 10^{-8}$ см	$\sigma, 10^{-15}$ см <sup>2</sup>	$\lambda_a, 10^{-3}$ см	$\bar{v}, 10^4$ см/с	$\nu_a, 10^6$ с <sup>-1</sup>
He	2,15	1,45	13,2	12,0	9,09
Ar	3,58	4,02	4,76	3,80	7,98
H <sub>2</sub>	2,70	2,29	8,41	16,9	21,1
N <sub>2</sub>	3,70	4,30	4,47	4,53	10,1
O <sub>2</sub>	3,56	3,98	4,81	4,25	8,83

### 3.1.5 Скорости протекания элементарных процессов в плазме

В двухчастичном процессе в реакции участвуют две частицы. Типичным примером таких реакций являются ионизация и возбуждение атомов электронным ударом (см. таблицу 3.1). Для описания процесса столкновения мы ввели понятие эффективного сечения. Это понятие наиболее удобно для физики атомных столкновений, которая рассматривает единичные акты взаимодействия частиц. Однако для физики газового разряда часто необходимо знать скорость возникновения или гибели частицы определенного сорта в плазме или скорость протекания реакции.

Под скоростью реакции мы понимаем число элементарных актов рождения или гибели частицы в единице объема плазмы в единицу времени. Ясно, что эта величина пропорциональна концентрациям частиц, участвующих в реакции. В дальнейшем для обозначения концентрации частиц будем соответствующий символ частицы заключать в квадратные скобки. Тогда с учетом этих обозначений для скорости ионизации атомов электронным ударом и для скорости рождения возбужденных частиц  $A^*$  можно записать следующие соотношения:

$$\frac{d}{dt}[A^+] = K_i [e] \cdot [A], \quad (3.13)$$

$$\frac{d}{dt}[A^*] = K_{ex} [e] \cdot [A]. \quad (3.14)$$

Входящие в эти выражение коэффициенты пропорциональности  $K_i$  и  $K_{ex}$ , характеризующие процесс столкновения, называются константами скорости реакции. Единица измерения константы скорости двухчастичного процесса  $K_2$  –  $[см^3/с]$ .

Если бы все частицы в плазме имели одинаковую относительную скорость при соударении и сечение столкновений было постоянным, то из соображений размерности легко записать  $K_2 = \sigma v$ .

Однако в любой момент времени каждая частица имеет свою индивидуальную скорость хаотического движения. Функция рас-

предела частиц по скоростям  $f(v)$  позволяет найти долю от полного числа частиц, скорости которых лежат в интервале от  $v$  до  $v + dv$ . Кроме того, сечение взаимодействия зависит от относительной скорости сталкивающихся частиц. Поэтому константа скорости реакции вводится путем усреднения произведения  $\sigma v$  по функции распределения:

$$K_2 = \langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \sigma(v) v f(v) dv. \quad (3.15)$$

Поскольку в функцию распределения частиц по скоростям входит в качестве параметра средняя скорость либо средняя энергия взаимодействующих частиц, следовательно, константа реакции зависит от средней энергии частиц или от температуры.

Введенные нами ранее частота столкновений и средняя длина свободного пробега частицы естественным образом выражаются через константу реакции в соответствии с формулами

$$v = nK_2, \quad \lambda = \frac{\bar{v}}{nK_2}, \quad (3.16)$$

где  $n$  – концентрация частиц-мишеней;  $\bar{v}$  – абсолютная средняя скорость хаотического движения частицы, для которой вычисляется средняя длина свободного пробега.

Ясно, что при такой записи учет различия между относительной скоростью сталкивающихся частиц и абсолютными скоростями производится при вычислении константы реакции.

### 3.1.6 Принцип детального равновесия

Этот принцип может быть сформулирован следующим образом: для систем, находящихся в полном термодинамическом равновесии, выполняются условия:

– полное число частиц, покидающих какое-либо квантовое состояние в единицу времени, равно полному числу частиц, приходящих в это состояние в единицу времени;

– число частиц, покидающих данное состояние в единицу времени определенным путем, равно числу частиц, приходящих в данное состояние противоположным путем.

Первое условие говорит о том, что в плазме поддерживается стационарное состояние и концентрации частиц всех сортов не изменяются во времени. Однако стационарное состояние может поддерживаться различными способами. Например, рождение возбужденных частиц может происходить в результате столкновений атомов с электронами, а гибель частиц может уравнивать рождение в результате процесса спонтанного распада возбужденных атомов:



Такая ситуация может быть характерна для плазмы в стационарном состоянии, но она не характерна для плазмы в состоянии полного термодинамического равновесия.

Поэтому второе утверждение усиливает первый пункт. Оно говорит о том, что для каждой прямой реакции всегда существует обратная реакция, причем в состоянии термодинамического равновесия скорости прямой и обратной реакций равны между собой.

Одно из следствий данного принципа состоит в том, что он позволяет вычислить константу скорости обратной реакции по известной константе прямой реакции. Например, в условиях термодинамического равновесия для реакции возбуждения и девозбуждения атома можно записать

$$[A] \cdot [e] K_{ex} \rightarrow [A^*] \cdot [e] K_q, \quad (3.18)$$

откуда получим

$$K_q = \frac{[A]}{[A^*]} K_{ex}. \quad (3.19)$$

В состоянии термодинамического равновесия температуры всех компонентов плазмы равны, распределение частиц по скоростям описывается законом Максвелла, а распределение частиц по возбужденным состояниям – формулой Больцмана. Тогда не представляет труда для заданной температуры определить концентрации частиц  $A$  и  $A^*$ . В результате константа тушения возбужденного атома электронным ударом легко вычисляется.

### 3.1.7 Функция распределения электронов по скоростям в газоразрядной плазме

Для описания многих процессов в газоразрядной плазме на качественном уровне часто пользуются максвелловской функцией распределения электронов по скоростям. Это довольно удобно и позволяет получить наглядные выражения при вычислении констант реакций, оценке скорости протекания различных элементарных процессов, обработке результатов измерений для оценки концентрации частиц и электронной температуры. Тем не менее, строго говоря, это неверно.

Дело в том, что закон распределения Максвелла выведен для идеального газа, т. е. системы, находящейся в термодинамическом равновесии и в отсутствии внешних сил, которые действуют на частицы. В этом случае перераспределение энергии между частицами осуществляется только за счет упругих соударений и обмен энергии в каждом таком индивидуальном соударении определяется лишь абсолютной скоростью каждой частицы и ее массой. Именно это и позволяет ввести понятие приведенной массы. Для максвелловского распределения частиц по скоростям характерен изотропный характер, т. е. распределение скоростей частиц по всем направлениям равновероятно. Если записать максвелловское распределение для проекций скорости на оси координат  $x$ ,  $y$  и  $z$ , то выражение для функции распределения будет иметь один и тот же вид. При этом абсолютная скорость  $v$  выражается через проекции скоростей следующим очевидным выражением:

$$v = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} . \quad (3.20)$$

Иная ситуация имеет место для электронов в газоразрядной плазме. Электроны как наиболее легкие частицы приобретают энергию от электрического поля и отдают ее в упругих и неупругих столкновениях тяжелым частицам. Это значит, что нагрев газа осуществляется за счет того, что электроны отдают свою кинетическую энергию атомам. При малой степени ионизации возникает ситуация неравновесности, когда средняя энергия ансамбля

электронного газа существенно выше средней энергии ансамбля атомов и ионов.

Кроме того, распределение электронов по скоростям оказывается сферически несимметричным, поскольку электроны приобретают от электрического поля скорость, направленную вдоль поля. Тогда и функция распределения по скоростям оказывается как бы вытянутой вдоль поля.

Наконец, кроме приобретения электронами энергии от поля, имеются и другие источники нагрева электронов. Например, один из таких источников – это получение электронами энергии в тушащих соударениях с возбужденными атомами. В реакциях такого типа в плазме возникают быстрые электроны, т. е. функция распределения по энергиям как бы обогащается электронами с повышенной энергией.

В целом функцию распределения электронов в низкотемпературной плазме для конкретных экспериментальных условий можно получить, решая так называемое кинетическое уравнение. Один из частных случаев, для которого решение кинетического уравнения имеет простой и наглядный вид, – это случай малого электрического поля. В малом поле электроны испытывают главным образом упругие соударения с тяжелыми частицами, а вкладом неупругих соударений в формирование функции распределения частиц по скоростям можно пренебрегать. Распределение электронов по скоростям при малых полях можно приближенно считать сферически симметричным. С другой стороны, поле все же должно быть достаточно высоким, чтобы выполнялось условие

$$eE\lambda_e \gg kT, \quad (3.21)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $\lambda_e$  – длина свободного пробега электрона для упругих столкновений.

При выполнении последнего условия задача упрощается в том смысле, что можно считать атомы газа неподвижными.

Вид функции распределения электронов по скоростям в условиях введенных ограничений определяется тем, какой мы примем зависимость сечения упругих соударений  $\sigma_{e1}$  от скорости электрона  $v_e$ . Если принять, что  $\sigma_{e1}$  не зависит от скорости, то сред-

ная длина свободного пробега электрона  $\lambda_e = \frac{1}{n_a \sigma_{e1}}$  также будет постоянной величиной, не зависящей от скорости. Тогда вид функции распределения электронов определяется распределением Дрювестейна

$$\frac{dn_e}{n_e} = 1,94 \left( \frac{v_e}{v_{em}} \right)^2 \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{v_e}{v_{em}} \right)^4 \right] d \left( \frac{v_e}{v_{em}} \right). \quad (3.22)$$

Энергия, соответствующая максимуму функции распределения, выражается через напряженность поля и среднюю длину свободного пробега:

$$v_{em} = \left( \frac{M}{6m} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{2eE\lambda_e}{m} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.23)$$

Величина  $\left( \frac{2eE\lambda_e}{m} \right)^{1/2}$  в последней формуле представляет собой в физическом смысле некоторую скорость, которую набирает электрон от электрического поля на длине свободного пробега.

Видно, что максимум формирующейся функции распределения по скоростям значительно превосходит эту скорость. Используя формулу (3.23), можно оценить среднюю скорость хаотического движения электрона в газоразрядной плазме во внешнем поле  $E$ , а также с помощью функции распределения (3.22) оценить электронную температуру.

На рисунке 3.2 представлено распределение Дрювестейна в безразмерных переменных, а для сравнения приведено максвелловское распределение. Видно, что для распределения Дрювестейна функция распределения обеднена электронами с высокой энергией.

Другой случай решения кинетического уравнения можно получить, если положим зависимость сечения упругих соударений от скорости в виде  $\sigma_{e1}(v) \sim 1/v$ . Тогда длину свободного пробега электрона можно записать:

$$\lambda_e = \Lambda v_e = \frac{v_e}{v_{ea}},$$

где  $\lambda = 1/v_{ea}$  представляет по физическому смыслу среднее время соударений между электроном и атомом, т. е. величину, обратную частоте электрон-атомных соударений.

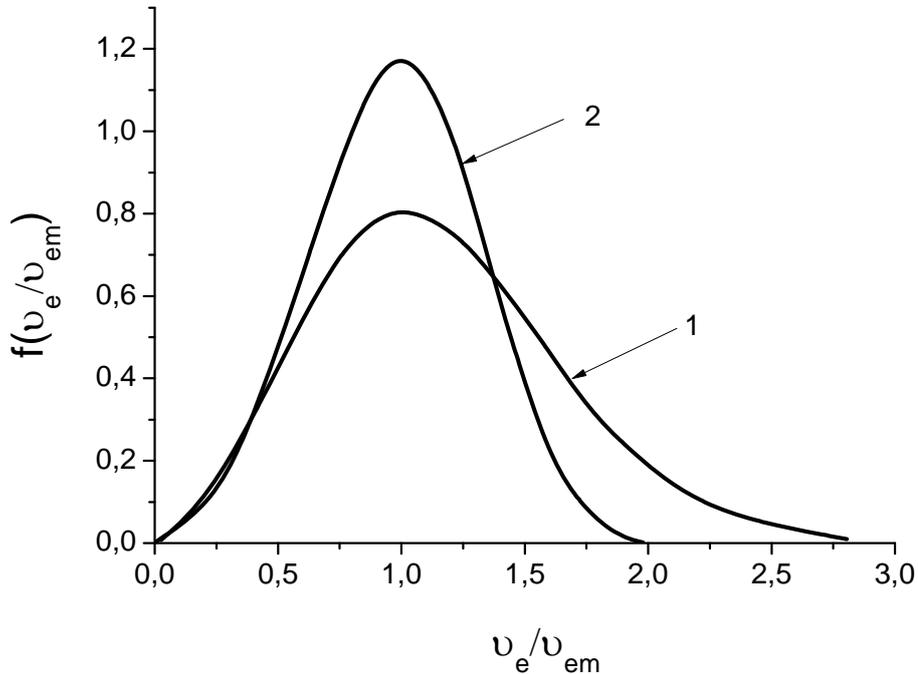


Рисунок 3.2 – Сравнение максвелловской функции распределения электронов по скоростям (1) и функции распределения Дрювестейна (2)

Таким образом, при условии  $\sigma_{e1}(v) \sim 1/v$  частота электрон-атомных столкновений будет величиной постоянной и она входит в качестве параметра в выражение для функции распределения электронов по скоростям. Сам вид функции распределения получается для этого случая максвелловским. При этом скорость, соответствующая максимуму функции распределения, определяется из выражения

$$v_{em} = \left( \frac{3 M}{2 m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{eE}{m v_{ea}}. \quad (3.24)$$

### **3.2 Дифференциальное сечение упругих взаимодействий. Полное сечение. Транспортное сечение. Упругое взаимодействие электронов с атомами и ионами. Эффект Рамзауэра**

Ранее мы ввели общее понятие эффективного сечения столкновения, которое являлось некоторой характеристикой вероятности процесса столкновения. В настоящем подразделе будем рассматривать упругие взаимодействия электронов с тяжелыми частицами (атомами и ионами).

При каждом упругом взаимодействии изменяется кинетическая энергия сталкивающихся частиц и направление их движения. Электрон может передать атому только небольшую часть своей кинетической энергии, а направление движения электрона изменяется на любой угол. Именно изменение в направлении скорости электрона является основным результатом при упругом соударении. Вследствие таких соударений движение электронов приобретает хаотический характер, даже если плазма находится в электрическом поле. Упругие взаимодействия препятствуют направленному движению электронов под действием электрического поля, т. е. они в значительной степени определяют величину электропроводности плазмы. Эти соударения определяют также скорость диффузионного движения электронов в газе, т. е. движения, возникающего при наличии градиента концентрации.

Если рассматривать явления переноса тока в плазме или диффузионное движение, то легко понять, что не все упругие столкновения равнозначны по производимому ими действию. Если в результате столкновения электрон отклонится на небольшой угол, то результат будет таков, как будто взаимодействия не было совсем. В связи со сказанным целесообразно ввести сечение, которое будет характеризовать не просто вероятность столкновения, а вероятность столкновения при условии, что электрон отклонится в заданный интервал телесных углов. Такое сечение называется дифференциальным сечением упругого рассеяния.

В общем случае термин «дифференциальное» применяется не только к отмеченному выше условию. Например, можно ввести

условие попадания одной из взаимодействующих частиц в заданный интервал энергий, а также другие условия. Однако в данном конкретном случае мы говорим об угловом распределении электронов.

Поскольку в газоразрядной плазме электрон по сравнению с атомом обычно имеет более высокую скорость, то будем считать атом неподвижным. Кроме того, примем во внимание, что атомы либо молекулы в плазме, как правило, ориентированы по отношению к вектору скорости электрона случайным образом. Поэтому дифференциальное сечение практически не зависит от азимутального угла, а зависит только от угла  $\theta$  между направлением скорости электрона до и после соударения. С учетом высказанных замечаний процесс рассеяния можно пояснить с помощью рисунка 3.3.

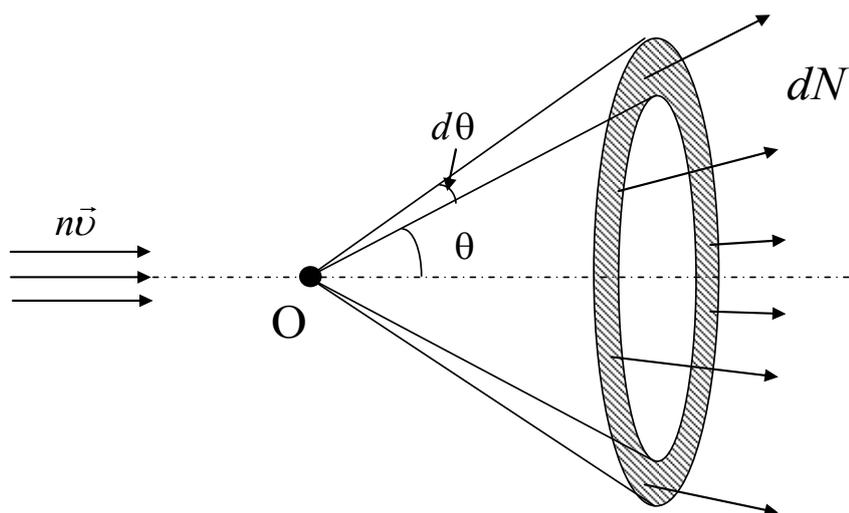


Рисунок 3.3 – Иллюстрация понятия дифференциального сечения при упругом взаимодействии электрона с атомом

Пусть в точке  $O$  находится атом и на него налетает поток электронов, плотность которого равна  $n\nu$  [ $1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ]. Число электронов, пересекающих заштрихованную площадку в единицу времени, обозначим  $dN$ . Иначе говоря, это те электроны, которые при рассеянии отклоняются в телесный угол  $2\pi \sin(\theta)d\theta$ . Тогда для  $dN$  можно записать соотношение

$$dN = \sigma_d(\theta)n\nu 2\pi \sin(\theta)d\theta, \quad (3.25)$$

где коэффициент пропорциональности  $\sigma_d(\theta)$  – это дифференциальное сечение.

По физическому смыслу произведение  $\sigma_d(\theta)2\pi\sin(\theta)d\theta$  характеризует вероятность рассеяния в телесный угол между конусами с углами раствора от  $\theta$  до  $\theta + d\theta$ , а дифференциальное сечение  $\sigma_d(\theta)$  показывает вероятность рассеяния в единичный телесный угол.

Зная дифференциальное сечение, можно вычислить полное сечение упругого взаимодействия  $\sigma_{el}$ . Для этого нужно произвести интегрирование по всему пространству, т. е. в пределах угла рассеяния  $\theta$  от нуля до  $\pi$ :

$$\sigma_{el} = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma_d(\theta) \sin(\theta) d\theta . \quad (3.26)$$

В ряде случаев, например при описании дрейфового либо диффузионного движения, важно знать сечение упругого взаимодействия, характеризующее потерю импульса электрона в направлении движения. Введем выражение для такого сечения. Изменение импульса в направлении движения определяется формулой

$$\Delta m v = m v (1 - \cos \theta) . \quad (3.27)$$

Отсюда видно, что искомое дифференциальное сечение удобно представить в виде

$$\sigma'_{tr} = \sigma_d(\theta)(1 - \cos \theta) . \quad (3.28)$$

Величина  $\sigma'_{tr}$  называется дифференциальным транспортным сечением, поскольку она характеризует явления направленного движения электронов в плазме или, иначе говоря, транспортные свойства плазмы.

Тогда полное транспортное сечение, характеризующее потерю импульса электрона в направлении движения, определится выражением

$$\sigma'_{tr} = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma_d(\theta) \sin(\theta) (1 - \cos \theta) d\theta . \quad (3.29)$$

В общем случае процесс упругого рассеяния электронов на атомах происходит значительно сложнее. Рассмотрение эффекта рассеяния и вычисление сечений составляет предмет квантовой механической теории столкновений. Классическая механика правильно описывает движение частицы, если длина волны де Бройля для налетающей частицы  $\lambda = \frac{h}{m\nu}$  мала по сравнению с характерным размером частицы-мишени, где  $h$  – постоянная Планка. Если  $\lambda$  сравнима с этим размером или больше его, то налетающая частица проявляет волновые свойства и действуют законы квантовой механики.

Электрон с типичной для разряда энергией 1 эВ имеет скорость  $\nu = 6 \cdot 10^7$  см/с и его длина волны  $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-7}$  см, что несколько превышает размеры атомов. Поэтому при рассеянии должно наблюдаться явление дифракции волн электрона на атомах.

Сечение упругих соударений обычно уменьшается с увеличением энергии электронов. Однако в ряде случаев имеются отклонения от этой закономерности. Наиболее ярким проявлением такого отклонения является эффект Рамзауэра, характеризующийся заметной прозрачностью тяжелых инертных газов к электронам с энергией порядка электрон-вольта (рисунок 3.4).

При наличии зависимости дифференциального сечения рассеяния от угла  $\theta$  транспортное сечение не будет равно полному сечению упругих столкновений. У большинства газов при энергиях электронов 1–10 эВ транспортное сечение примерно на 10 % ниже полного сечения. Для некоторых газов это расхождение может достигать 50 %. В качестве примера на рисунке 3.5 показаны полные ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) и транспортные ( $\sigma_{\text{tr}}$ ) сечения для неона и аргона.

За исключением рассеяния электронов атомами и молекулами, другие упругие столкновения, которые происходят в разрядах, довольно наглядно описываются законами классической механики. Сюда относятся столкновения нейтральных частиц друг с другом и столкновения ионов с нейтральными атомами и молекулами.

Действительно, например, для иона аргона при энергии 1 эВ его скорость  $v = 2,16 \cdot 10^5$  см/с, а длина волны де Бройля  $\lambda = 8,76 \cdot 10^{-11}$  см. Это значение существенно меньше размеров нейтральных атомов и, следовательно, эффект дифракции при столкновениях проявляться не будет.

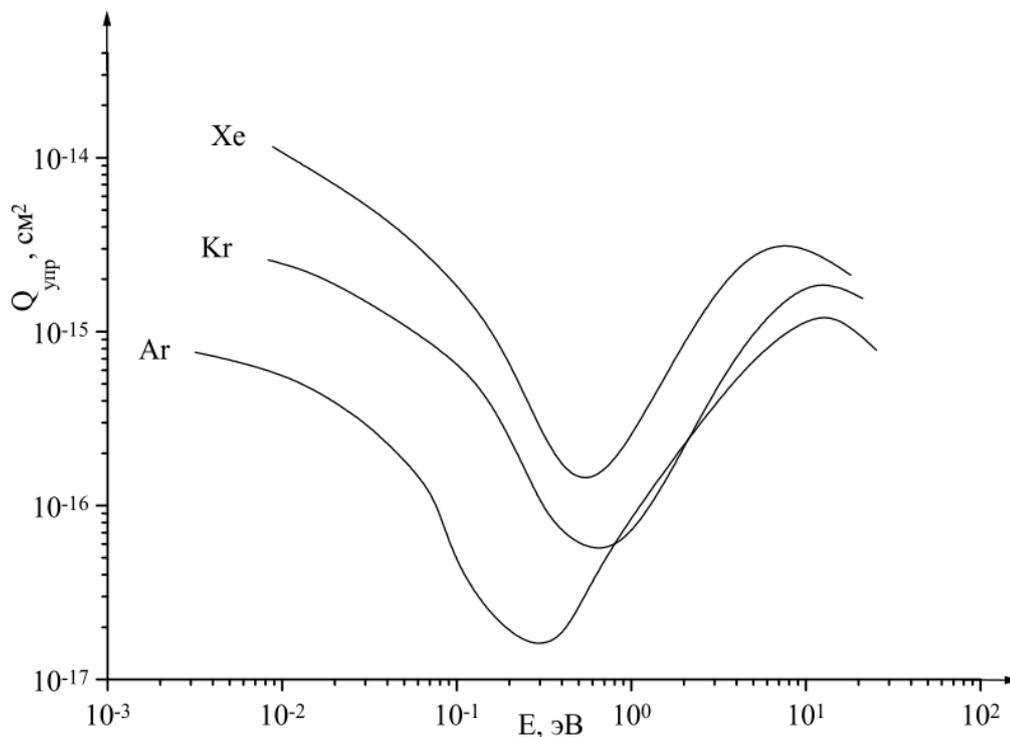


Рисунок 3.4 – Сечения рассеяния электронов атомами инертных газов

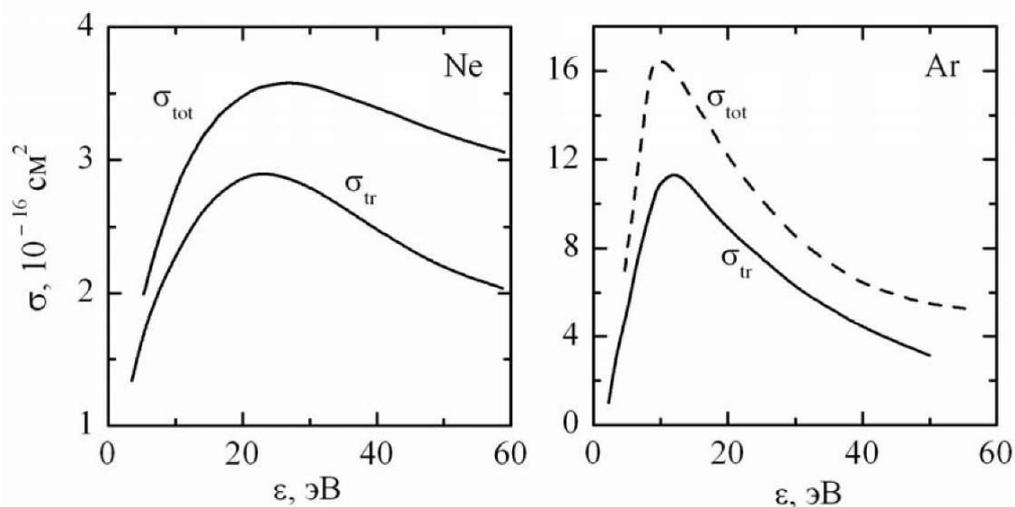


Рисунок 3.5 – Зависимость полного и транспортного сечения упругого рассеяния электронов на атомах от энергии электрона

Взаимодействие заряженных частиц между собой (электронно-электронные и электронно-ионные столкновения) также корректно описываются в классической механике.

### 3.3 Кулоновские столкновения. Формула Резерфорда

Упругие взаимодействия в плазме происходят главным образом между заряженными частицами, при сближении которых усиливается действие кулоновской силы. Такие взаимодействия получили название кулоновских взаимодействий. Кроме кулоновских взаимодействий, в низкотемпературной слабоионизованной плазме имеют место упругие рассеяния электронов и ионов на нейтральных атомах и молекулах, а также взаимодействие атомов и молекул.

Для рассмотрения кулоновских взаимодействий проследим за взаимодействием двух частиц массами  $m_1$  и  $m_2$  с начальными скоростями  $v_1$  и  $v_2$ . Упругие столкновения происходят без изменения внутренней энергии и описываются законами сохранения импульса и энергии

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} + \Delta E_{\text{пот}}, \quad (3.30)$$

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2', \quad (3.31)$$

где  $\Delta E_{\text{пот}}$  – изменение потенциальной энергии системы;  $v_1'$  и  $v_2'$  – скорости частиц после взаимодействия.

Перейдем к системе координат, связанной с центром инерции взаимодействующих частиц. Согласно этой системе координата центра инерции связана с координатами каждой из частиц  $r_1$  и  $r_2$  соотношением

$$r = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{m_1 + m_2}. \quad (3.32)$$

Продифференцируем по времени выражение (3.32), получим

$$\frac{dr}{dt} = v_{\text{ц}} = \frac{m_1 \frac{dr_1}{dt} + m_2 \frac{dr_2}{dt}}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}. \quad (3.33)$$

В системе отсчета, где центр инерции покоится, импульсы частиц должны быть равны по величине и противоположны по направлению. Обозначив  $v_{10}$  и  $v_{20}$  как скорости частиц относительно центра инерции, получаем

$$m_1 v_{10} = -m_2 v_{20}, \quad v_{10} = -\frac{m_2}{m_1} v_{20}. \quad (3.34)$$

Относительная скорость частиц  $v_0$  не зависит от системы отсчета:

$$v_0 = v_1 - v_2 = v_{10} - v_{20}. \quad (3.35)$$

Связь между скоростью частиц в лабораторной (обычной) системе координат и в системе центра инерции имеет следующий вид:

$$v_1 = v_{\text{ц}} + v_{10} = v_{\text{ц}} + v_0 \frac{m_2}{m_1 + m_2}, \quad (3.36)$$

$$v_2 = v_{\text{ц}} + v_{20} = v_{\text{ц}} + v_0 \frac{m_1}{m_1 + m_2}. \quad (3.37)$$

Используя эти соотношения, энергию системы до взаимодействия можно представить как сумму энергии движения центра инерции и энергии относительного движения частиц:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{(m_1 + m_2) v_{\text{ц}}^2}{2} + \frac{\mu v_0^2}{2}, \quad (3.38)$$

где  $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  – приведенная масса системы. Согласно закону

сохранения энергии

$$\frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} + \Delta E_{\text{пот}} = \frac{(m_1 + m_2) v_{\text{ц}}'^2}{2} + \frac{\mu v_0'^2}{2} + \Delta E_{\text{пот}}. \quad (3.39)$$

Сравнение выражений (3.38) и (3.39) с учетом (3.30) дает соотношение

$$\frac{\mu v_0^2}{2} = \frac{\mu v_0'^2}{2} + \Delta E_{\text{пот}}. \quad (3.40)$$

Таким образом, взаимодействие двух частиц в системе центра инерции можно рассматривать как движение одной частицы с относительной скоростью и приведенной массой в силовом потенциальном поле.

Перейдем теперь к рассмотрению кулоновских взаимодействий в плазме. Воспользуемся системой координат, связанной с центром инерции. В этом случае столкновение заряженных частиц (например, двух электронов) выглядит как рассеяние частицы с приведенной массой  $\mu$  на неподвижном силовом центре. Считая действующие силы центральными, обозначим потенциальную энергию взаимодействия на расстоянии  $r$  от рассеивающего центра через  $U(r)$ . Значение потенциальной энергии на бесконечно большом расстоянии от рассеивающего центра примем равным нулю. Если прицельное расстояние равно  $b$ , а относительная скорость движения  $v_0$ , то в полярных координатах (рисунок 3.6) закон сохранения энергии движения имеет вид

$$\mu \frac{v_0^2}{2} = \mu \frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + \mu r^2 \frac{1}{2} \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + U(r) = W = \text{const}. \quad (3.41)$$

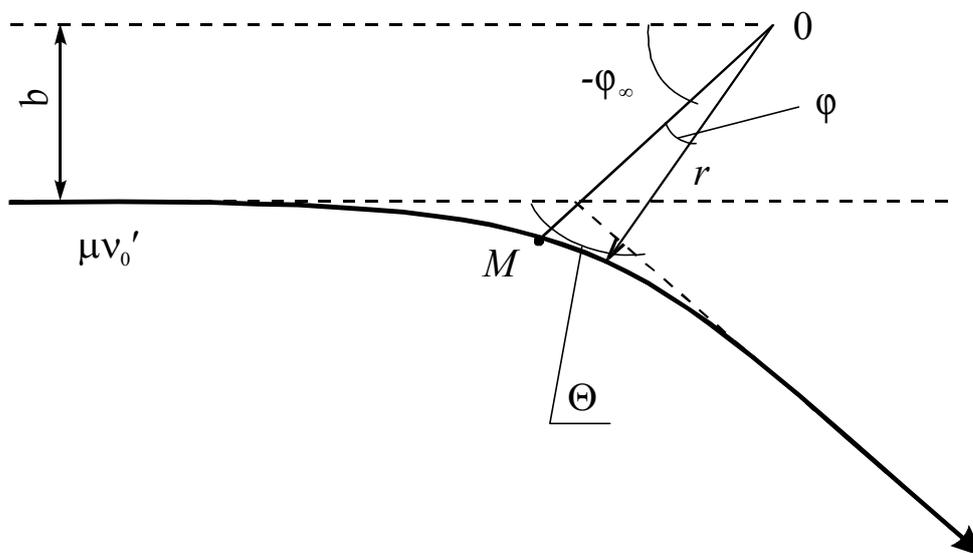


Рисунок 3.6 – Отклонение движущейся частицы неподвижным центром

Поскольку движение происходит по криволинейной траектории, то для его описания удобно использовать вместо закона сохранения импульса по двум координатам обобщенный закон сохранения момента количества движения

$$\mu r^2 \left( \frac{d\varphi}{dt} \right) = \mu r_0 b = I = \text{const}. \quad (3.42)$$

Для записи уравнения траектории воспользуемся простой подстановкой

$$\frac{d\varphi}{dt} = \left( \frac{d\varphi}{dr} \right) / \left( \frac{dr}{dt} \right). \quad (3.43)$$

Умножив левую и правую части формулы (3.41) на  $\frac{2}{\mu} \left( \frac{dt}{d\varphi} \right)^2$ ,

с учетом равенства (3.42) последовательно получаем

$$\begin{aligned} \frac{2}{\mu} \left( \frac{dt}{d\varphi} \right)^2 [W - U(r)] &= \left( \frac{\mu}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \frac{\mu}{2} \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right) \left[ \frac{2}{\mu} \left( \frac{dt}{d\varphi} \right)^2 \right] \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{2}{\mu^2} \left( \frac{dt}{d\varphi} \right)^2 [W - U(r)] &= \left( \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 / \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + r^2 \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 / \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 &= \frac{I^2}{\left[ 2\mu(W - U(r)) - \frac{I^2}{r^2} \right]} \Rightarrow \\ \Rightarrow \varphi &= \int_{r_0}^r \frac{I/r^2}{\sqrt{2\mu[W - U(r)] - I^2/r^2}} dr. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Бесконечно удаленным точкам траектории соответствует значение угла  $\varphi_\infty$ :

$$\varphi_\infty = \int_{r_0}^{\infty} \frac{I/r^2}{\sqrt{2\mu[W - U(r)] - I^2/r^2}} dr. \quad (3.45)$$

Из рисунка 3.6 можно найти угол отклонения  $\theta$  от первоначального направления движения:

$$\frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2} - \varphi_{\infty} = \frac{\pi}{2} - \int_{r_0}^{\infty} \frac{I/r^2}{\sqrt{2\mu[W - U(r)] - I^2/r^2}} dr. \quad (3.46)$$

Ограничимся случаем столкновения (рассеяния) двух электронов. Тогда потенциальная энергия взаимодействия

$$U(r) = \frac{ke^2}{r}, \quad (3.47)$$

где  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ .

Воспользуемся подстановкой  $z = \frac{I}{r}$ . Тогда

$$dz = -\frac{I dr}{r^2}, \quad z^2 = \left(\frac{I}{r}\right)^2, \quad z_0 = \frac{I}{r_0}, \quad z_r = \frac{I}{r}$$

и формула (3.44) принимает вид

$$\varphi = -\int_{z_0}^{z_r} \frac{dz}{\sqrt{c - hz - z^2}}, \quad (3.48)$$

где  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света в вакууме.

Интегрируя равенство (3.48) с учетом начальных условий, получаем для угла  $\varphi$ :

$$\varphi = \arccos \frac{I/r + \mu ke^2/I}{\sqrt{(\mu ke^2/I)^2 + 2\mu W}} = \arccos \frac{1 + I^2/(\mu ke^2 r)}{\sqrt{1 + 2WI^2/(\mu k^2 e^4)}}, \quad (3.49)$$

$$\cos \varphi = \frac{1 + I^2/(\mu ke^2 r)}{\sqrt{1 + 2WI^2/(\mu k^2 e^4)}}. \quad (3.50)$$

При  $r \rightarrow \infty$   $\frac{I^2}{\mu ke^2 r} \rightarrow 0$  и, следовательно,

$$\varphi_{\infty} = \arccos \frac{1}{\sqrt{1 + 2WI^2/(\mu k^2 e^4)}}. \quad (3.51)$$

Исходя из связи  $\varphi_\infty$  и  $\theta$ , получим

$$\frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2} - \arccos \frac{1}{\sqrt{1 + 2WI^2 / (\mu k^2 e^4)}}. \quad (3.52)$$

Подставляя из формулы (3.42) значение  $I$ , после несложных тригонометрических преобразований приходим к известному соотношению Резерфорда, связывающему прицельный параметр  $b$  и угол отклонения от первоначального направления  $\theta$ :

$$b = \frac{ke^2}{\mu v_0^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}. \quad (3.53)$$

Из рисунка 3.7 следует, что дифференциальное эффективное сечение кулоновского рассеяния в направлении  $\theta$  определится из выражения (3.54) следующим образом:

$$2\pi b db = 2\pi \sigma_{ee}(\theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (3.54)$$

$$\sigma_{ee}(\theta) = \frac{k^2 e^4}{4\mu^2 v_0^4} \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}, \quad (3.55)$$

$$d\sigma_{ee}(\theta) = \sigma_{ee}(\theta) d\omega = \frac{\pi k^2 e^4 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) d\theta}{\mu^2 v_0^4} \sin^3\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (3.56)$$

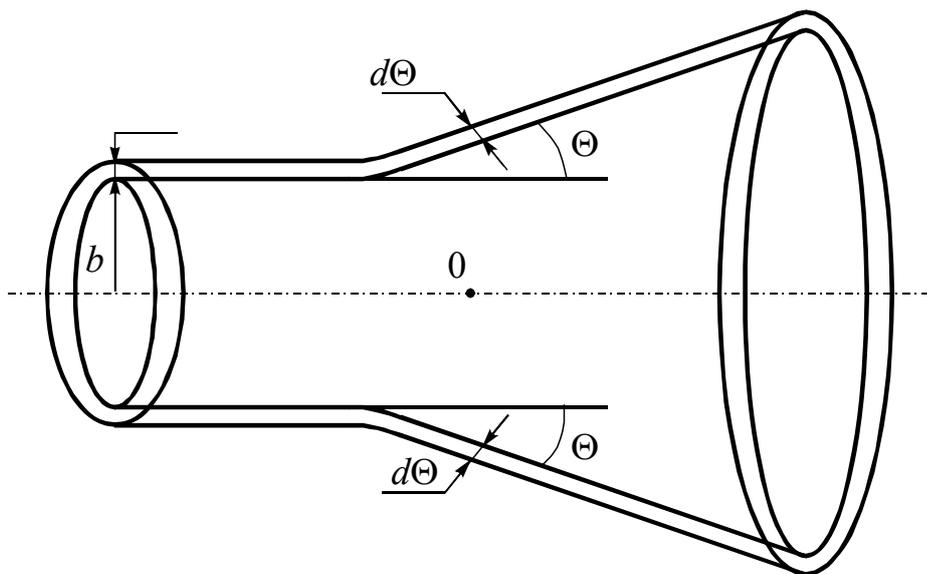


Рисунок 3.7 – К определению эффективного сечения кулоновского рассеяния в направлении  $\theta$

Очевидно, что интегрирование по всем возможным значениям угла  $\theta$  не имеет смысла, поскольку сила Кулона действует до бесконечного расстояния, поэтому полное эффективное дифференциальное сечение кулоновского столкновения электронов также будет равно бесконечности.

### **3.4 Направленное движение электронов и ионов в газе под действием электрического поля**

#### **3.4.1 Хаотическое движение ионов и электронов**

Низкотемпературную плазму можно в первом приближении описывать как смесь ионного, электронного и нейтрального газов. Каждому из этих компонентов смеси соответствует свое значение температуры. В отсутствие внешних полей при постоянстве концентрации частиц распределение по скоростям как для заряженных, так и для нейтральных частиц носит изотропный характер и описывается распределением Максвелла – Больцмана

$$dn(v) = 4\pi n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left( -\frac{mv^2}{2kT} \right) dv, \quad (3.57)$$

где  $m$ ,  $T$  и  $n$  – масса, температура и концентрация соответствующего компонента плазмы. В плазме, генерируемой в разряде низкого давления, температура электронов составляет в энергетических единицах несколько электрон-вольт и приблизительно на порядок выше температуры ионов, которая, в свою очередь, выше температуры нейтрального компонента плазмы.

#### **3.4.2 Направленное движение заряженных частиц под действием электрического поля (дрейф)**

В присутствии электрического поля на заряженные частицы действует постоянная сила, сообщающая им движение вдоль силовых линий поля. Однако это движение нарушается непрерывными столкновениями, при которых полностью или частично теряется направленная скорость. Таким образом, под действием

электрического поля заряженная частица стремится двигаться по полю, однако многократные столкновения придают этому движению хаотический характер. Несмотря на хаотическое изменение направления движения из-за столкновений, траектория частицы в конечном счете имеет тенденцию к движению по направлению силы электрического поля (рисунок 3.8). Такой характер движения, который можно определить как направленное движение в условиях многократных столкновений, получил название «дрейф». Рассмотрим простейшую теорию дрейфового движения.

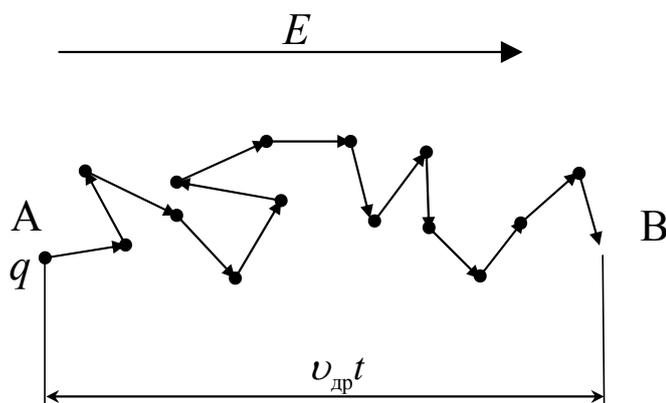


Рисунок 3.8 – К понятию дрейфовой скорости

Пусть при каждом столкновении частица полностью теряет направленную скорость. В этом случае средняя направленная скорость – скорость дрейфа  $v_{др}$  – оказывается много меньше тепловой скорости  $v$ . Уравнение движения заряженной частицы в газе под действием электрического поля  $E$  имеет вид

$$m_{\alpha} \frac{dv_{др}}{dt} = eE - m_{\alpha} v_{др} \chi, \quad (3.58)$$

где  $\chi$  – число столкновений, испытываемых частицей в единицу времени.

В сущности, последнее слагаемое в этом уравнении представляет собой силу сопротивления среды или силу трения.

Действительно, в предположении полной потери импульса при каждом соударении величина  $m_{\alpha} v_{др} \chi$  представляет собой скорость изменения импульса частицы, то есть силу, приводящую

к этому изменению. В установившемся состоянии  $v_{др}$  не изменяется и, следовательно,  $\frac{dv_{др}}{dt} = 0$ , поэтому

$$eE = m_{\alpha} v_{др} \chi. \quad (3.59)$$

Величину  $\chi$  можно выразить через тепловую скорость и среднюю длину свободного пробега частицы в газе:

$$\chi = \frac{v}{\lambda_{\alpha}}. \quad (3.60)$$

Тогда

$$v_{др} = \left( \frac{e\lambda_{\alpha}}{m_{\alpha}v} \right) E. \quad (3.61)$$

Из этого соотношения следует, что скорость дрейфа пропорциональна напряженности электрического поля:

$$v_{др} = b_{\alpha} E. \quad (3.62)$$

Коэффициент пропорциональности  $b_{\alpha}$  называют подвижностью заряженной частицы. Следует отметить, что более точный расчет при  $E/p < 0,01$  В/(см·торр) дает в формуле (3.61) множитель 0,64.

### Подвижность электронов

За исключением очень слабых электрических полей, подвижность электронов оказывается зависящей от величины напряженности электрического поля. Определим вид этой зависимости. Если при каждом столкновении электрон теряет энергию

$$\Delta W = \delta W, \quad (3.63)$$

где  $W = \frac{m_e v^2}{2}$  – среднее значение кинетической энергии движения электрона,  $\delta \ll 1$ , то в установившемся режиме движения должно соблюдаться равенство

$$eE = k\delta W, \quad (3.64)$$

где  $k$  – число столкновений на единице длины пути.

Величину  $k$  можно найти на основе следующих рассуждений. Если электрон прошел единичный путь в направлении поля, то его реальный путь в газе больше этого единичного пути на величину, равную отношению тепловой скорости к направленной:

$$S = \frac{v}{v_{др}}. \quad (3.65)$$

Отсюда следует, что число столкновений, приходящихся на единицу длины в направлении поля, определяется как

$$k = \frac{S}{\lambda} = \frac{v}{v_{др}\lambda}, \quad (3.66)$$

или, учитывая равенство (3.62), получаем

$$k = \frac{m_e v^2}{e\lambda^2 E}. \quad (3.67)$$

Подставляя формулу (3.67) в (3.64) и заменяя среднеквадратичную тепловую скорость на среднюю арифметическую скорость, после несложных преобразований получаем

$$v = 1,15 \sqrt{\frac{e\lambda E}{m_e \delta^{1/2}}}. \quad (3.68)$$

Используя соотношение  $\lambda = \frac{\lambda_0}{p}$ , где  $p$  – давление газа;  $\lambda_0$  – постоянная, равная средней длине пробега при единичном давлении, приходим к выражению, показывающему, что в присутствии электрического поля тепловая скорость является функцией отношения  $\frac{E}{p}$ . Подставляя последнее соотношение в формулу (3.61) и сравнивая полученное выражение с (3.62), находим подвижность электронов:

$$b_e = 0,88 \sqrt{\frac{e\lambda_0 \delta^{1/2}}{E m_e p}}. \quad (3.69)$$

Подвижность электронов уменьшается с повышением напряженности электрического поля и давления газа. Абсолютные

значения для подвижности электронов в газе лежат в пределах  $b_e \approx 100 - 1000 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

### Подвижность ионов

Поскольку масса иона сравнима с массой молекулы газа или даже практически равна ей, то при движении иона в собственном газе, в отличие от случая движения электрона, при каждом упругом столкновении он теряет значительную часть своей энергии и импульса. В предположении слабого электрического поля теория дает для подвижности ионов следующее выражение:

$$b_i = \zeta \sqrt{\frac{e\lambda_{i0}}{m_i v_i p} \left(1 + \frac{M_i}{M}\right)}, \quad (3.70)$$

где  $\zeta$  – множитель порядка единицы;  $M_i$  и  $M$  – массы иона и молекулы газа соответственно;  $v_i$  – тепловая скорость иона;  $\lambda_{i0}$  – средняя длина пробега ионов при единичном давлении.

Абсолютные значения подвижности ионов обычно лежат в пределах  $10 - 100 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

### 3.4.3 Диффузионное движение электронов.

#### Амбиполярная диффузия

Диффузионное движение возникает при наличии перепада концентраций частиц в какой-либо области пространства. Представим мысленно некоторую плоскость, справа от которой концентрация частиц выше, чем слева от нее. Тогда за счет хаотического движения поток частиц через эту плоскость в левую сторону окажется выше, чем в правую сторону. Разность этих величин и будет представлять собой диффузионный поток. В общем случае диффузионное движение характерно как для нейтральных, так и для заряженных частиц. Из общих соображений ясно, что плотность потока будет пропорциональна градиенту концентрации частиц. Тогда для случая одномерной геометрии уравнение диффузионного движения можно записать в виде

$$n v_d = -D \frac{dn}{dx}, \quad (3.71)$$

где  $n$  – концентрация частиц;  $v_d$  – скорость диффузионного движения частиц;  $D$  – коэффициент диффузии. Знак «минус» в уравнении показывает, что движение частиц происходит в сторону уменьшения их концентрации.

На основе сказанного выше легко записать выражения для скоростей диффузионного движения электронов и ионов:

$$v_{de} = -D_e \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dx}, \quad (3.72)$$

$$v_{di} = -D_i \frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dx}, \quad (3.73)$$

в которые входят соответствующие концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$ , а также коэффициенты диффузии  $D_e$  и  $D_i$ .

Говоря о диффузионном движении, мы подразумеваем, что движущиеся заряженные частицы сталкиваются с окружающими атомами газа, т. е. существует сила, препятствующая направленному движению. В этом смысле имеется аналогия между дрейфовым движением электронов и ионов за счет электрического поля и движением за счет наличия градиента концентраций. Тогда естественно предположить, что коэффициент, характеризующий подвижность частиц при дрейфовом движении, должен быть связан с коэффициентом диффузии. Получим эту связь из решения некоторой модельной задачи, в которой имеет место как диффузионное, так и дрейфовое движение.

Рассмотрим электронный газ вблизи плоской непроводящей стенки сосуда. Это может быть, например, в устройстве, где эмитирующий электроны термокатод помещен в замкнутый сосуд с газовым наполнением. За счет диффузионного движения на стенку обеспечивается поток электронов. Тогда стенка будет заряжена отрицательно и этот заряд препятствует осаждению электронов. Иными словами, имеется электрическое поле  $E$ , под действием которого электроны движутся в направлении, противоположном диффузионному.

Таким образом, в задачу входит как подвижность электронов  $\mu_e$ , так и коэффициент диффузии  $D_e$ . В данном случае для

скорости направленного движения можно записать следующее уравнение:

$$v = -D \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dx} + \mu_e E = 0. \quad (3.74)$$

В равновесном состоянии стенка зарядится так, что диффузионный поток будет уравниваться дрейфовым потоком, а суммарный поток будет равен нулю. Именно поэтому суммарная скорость электронов в формуле (3.68) приравнена к нулю.

Концентрация электронов  $n_e(x)$  убывает по мере приближения к стенке по закону Больцмана, поскольку речь идет о равновесной концентрации в потенциальном поле  $\varphi(x)$  :

$$n_e(x) = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT_e}\right),$$

где  $n_0$  – концентрация на большом расстоянии от стенки, где электронный газ не возмущен;  $kT_e$  – температура электронов.

Тогда, дифференцируя последнее соотношение по  $x$ , подставляя результат в формулу (3.74) и учитывая, что  $E = -\frac{d\varphi}{dx}$ , легко получить следующие соотношения для электронов и ионов:

$$D_e = \frac{\mu_e}{e} kT_e, \quad D_i = \frac{\mu_i}{e} kT_i. \quad (3.75)$$

Из соотношения (3.75) видно, что коэффициенты диффузии пропорциональны подвижностям и увеличиваются с ростом температуры. Обычно в газоразрядной плазме  $kT_e \gg kT_i$ . Отсюда ясно, что коэффициент диффузии для ионов существенно ниже, чем для электронов. Отметим, что приведенные соотношения удобно использовать, например, для оценки температуры частиц, зная их подвижность и исходя из экспериментально измеренных коэффициентов диффузии.

При очень низкой плотности заряженных частиц  $n_e$ ,  $n_i$  заряды диффундируют независимо друг от друга – этот процесс называется свободной диффузией. Более подвижные электроны диффундируют быстрее и при наличии градиента плотности зарядов

в плазме могут отойти от ионов на значительное расстояние. Однако в случае когда концентрации ионов и электронов не малы, разделение зарядов приводит к образованию значительного пространственного заряда. Возникающее поле поляризации препятствует дальнейшему нарушению электронейтральности и разделения зарядов (рисунок 3.9).

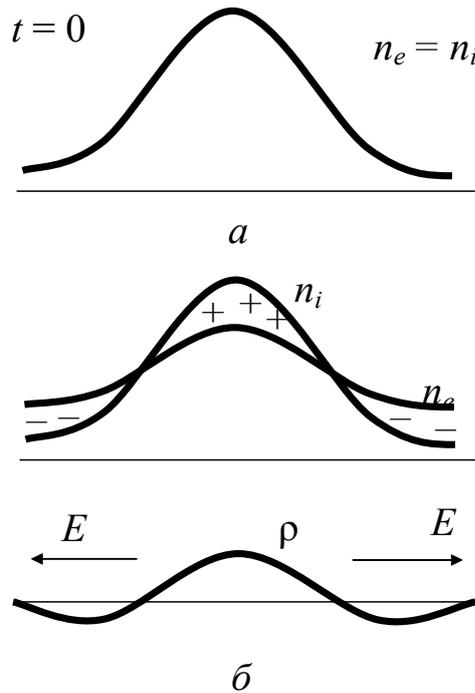


Рисунок 3.9 – Поляризация плазмы при наличии градиентов плотностей электронов и ионов: *a* – начальные распределения  $n_e = n_i$ ; *б* – распределения  $n_e, n_i$  и плотности объемного заряда  $\rho = e(n_i - n_e)$  через некоторое время.

Стрелки указывают направление поляризации

Разделение зарядов и поле поляризации автоматически подстраиваются друг к другу, чтобы поле сдерживало убегающие электроны, подтягивало к ним тяжелые ионы и заставляло их «диффундировать» только вместе. Такая диффузия называется амбиполярной.

Коэффициент амбиполярной диффузии определяется выражением

$$D_a = \frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_i + \mu_e} . \quad (3.76)$$

Данный коэффициент характеризует диффузионное движение плазменного облака. Физический смысл проведенного анализа сводится к тому, что в плазме не может происходить существенного разделения зарядов за счет разных скоростей диффузионного движения ионов и электронов. Электрическое поле, возникающее даже при незначительном разделении зарядов, замедляет движение электронов и ускоряет движение ионов. В итоге потоки выравниваются и плазменное облако расширяется как единое целое.

Сравним коэффициент амбиполярной диффузии с коэффициентами  $D_e$  и  $D_i$ . Учтем, что в знаменателе выражения (3.76) можно положить  $\mu_i \approx 0$ . Тогда, используя соотношение (3.75), легко прийти к следующему выражению:

$$D_a \approx \frac{\mu_i}{e} (kT_i + kT_e). \quad (3.77)$$

Из полученной формулы видно, что коэффициент  $D_a$  меньше, чем коэффициент диффузии для электронов, но больше, чем для ионов. Этот коэффициент как бы определяется подвижностью ионов, но температурой электронов.

### **3.5 Элементарные процессы, вызывающие ионизацию и возбуждение. Ионизация при соударении нейтральных частиц с электронами. Прямая и ступенчатая ионизация в плазме. Неупругие столкновения тяжелых частиц**

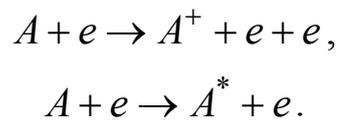
Процесс возбуждения частицы (атома, молекулы или иона) состоит в переходе одного из внешних электронов атома или иона на более высокий энергетический уровень.

Ионизация представляет собой предельный случай возбуждения, когда электрон, связанный в атоме, приобретает энергию, достаточную для отрыва от атома и перехода в непрерывный спектр. Благодаря процессам ионизации в газе возникают заряженные частицы и обеспечивается проводимость газа, т. е. зажигается газовый разряд. В этом смысле ионизация является одним из основных элементарных процессов в разряде.

Каждый из элементарных процессов, результатом которого является возбуждение, может приводить к ионизации, если для этого хватает энергии. Это не означает, что тот и другой процессы можно описать в рамках одних и тех же физических представлений. Напротив, возбуждение по своей сути является квантовым процессом и не поддается классическому описанию. Для ионизации многие полезные выводы и физическая интерпретация особенностей процесса могут быть сделаны на основе классического рассмотрения.

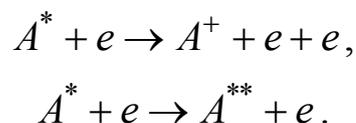
Элементарные процессы, вызывающие ионизацию и возбуждение, можно разделить на две группы: ионизация и возбуждение ударами частиц и фотопроцессы.

Электрон, сталкиваясь с атомом в основном состоянии, может вызвать ионизацию или возбуждение по следующей схеме:



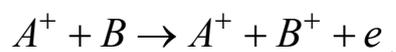
Такие реакции называются реакциями прямой ионизации и прямого возбуждения или ионизацией и возбуждением из основного состояния атома.

Кроме того, электрон может сталкиваться с уже возбужденным атомом. В этом случае мы говорим о процессе ступенчатой ионизации либо процессе ступенчатого возбуждения на более высокий энергетический уровень. Ступенчатые процессы протекают по схеме

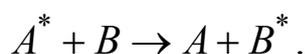
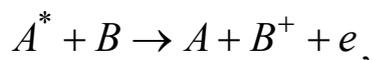


Рассматривая неупругие столкновения тяжелых частиц, целесообразно разделить всю совокупность элементарных процессов на две группы: удары первого рода и удары второго рода (сверхупругие удары).

В ударах первого рода на ионизацию и возбуждение расходуется кинетическая энергия тяжелой частицы (атома или иона), например



К ударам второго рода относятся такие, в которых процесс возбуждения или ионизации одной частицы осуществляется за счет потенциальной энергии возбуждения другой частицы, например



Наконец, при взаимодействии атомов и молекул с фотонами можно выделить прямую, ступенчатую и так называемую многофотонную ионизацию. Последний процесс возможен только при больших концентрациях световой энергии в единице объема, которая достигается в фокусе излучения мощных импульсных лазеров. При отсутствии большой концентрации световой энергии одного фотона было бы недостаточно, чтобы осуществить даже возбуждение из основного состояния. Однако, благодаря одновременному воздействию нескольких фотонов, становится возможным не только возбуждение, но и отрыв электрона от атома.

### 3.5.1 Возбуждение атомов электронным ударом

Под процессом возбуждения понимается такое взаимодействие, при котором один или несколько электронов атома в результате поглощения энергии переходит на более высокий энергетический уровень. Способов передачи энергии атому может быть несколько, однако наиболее часто имеет место возбуждение атома при его столкновении с электроном. Здесь, прежде всего, следует отметить, что вероятность возбуждения атома и, следовательно, его сечение для этого процесса отличаются от нуля при энергии электрона большей некоторой пороговой величины.

По истечении некоторого времени, достаточно малого для большинства случаев (порядка  $10^{-7} - 10^{-8}$  с), возбужденные электроны переходят на нижележащие уровни, испуская при этом излучение соответствующих длин волн. Однако существуют и метастабильные уровни (так же называются атомы, имеющие такие уровни), на которых время жизни электронов значительно больше ( $10^{-3} - 1$  с) и покинуть которые возбужденные электроны могут

лишь при наличии дополнительного взаимодействия, стимулирующего их уход. Именно существование метастабильных уровней и возможность накопления на них электронов определяет возможность получения инверсии населенности и существования лазеров.

Различают вероятность возбуждения линии и вероятность возбуждения уровня, который определяется суммой вероятностей возбуждения каждой из линий, испускаемых при переходе электрона с этого уровня на нижележащие. В качестве примера на рисунке 3.10 приведена кривая возбуждения уровня  $2P^3$  атома гелия при его столкновении с электроном.

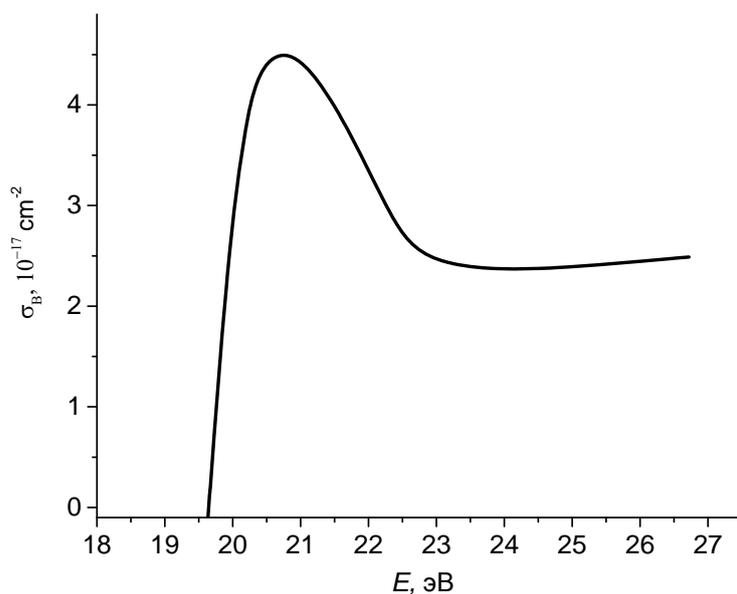


Рисунок 3.10 – Зависимость эффективного сечения возбуждения от энергии электронов

Рассмотрение всех известных кривых зависимости эффективного сечения возбуждения от энергии электрона показывает, что они могут быть охарактеризованы тремя параметрами: пороговой энергией возбуждения данного уровня  $U_B$ , энергией  $U_M$ , соответствующей максимуму сечения возбуждения, а также максимальной величиной сечения возбуждения  $\sigma_{BM}$ . Величину сечения возбуждения  $\sigma_v$  для любого другого значения энергии электрона  $U$  можно найти приближенно с помощью эмпирической формулы Фабриканта

$$\sigma_B(U) = 2,72\sigma_{\text{ВМ}} \frac{U - U_B}{U_M - U_B} \exp\left(1 - \frac{U - U_B}{U_M - U_B}\right).$$

Значения постоянных для некоторых элементов приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.4 – Значения постоянных  $U_B$ ,  $U_M$ ,  $\sigma_{\text{ВМ}}$  для некоторых элементов

Атом	Переход	$U_B$ , эВ	$U_M$ , эВ	$\sigma_{\text{ВМ}} \cdot 10^{22}$ , м <sup>2</sup>
He	$1S \rightarrow 2P$	19,7	20	4,67
He	$1S \rightarrow 2S$	20,6	21	2,47
Na	$3S \rightarrow 3P$	2,12	7	3500
Ne	$2P \rightarrow 3D$	23,1	30	0,43
Hg	$6S \rightarrow 6P$	6,67	15	390

Из таблицы видно, что наибольшим сечением возбуждения обладают атомы щелочных металлов.

### 3.5.2 Ионизация атомов электронным ударом

Ионизация – процесс взаимодействия, приводящий к отрыву от атома (молекулы) одного или нескольких электронов. Зависимость сечения ионизации от энергии электрона имеет максимум (рисунок 3.11). Это обусловлено тем, что, как показывают расчеты, максимальная вероятность ионизации имеет место, когда скорости ионизирующего и орбитального электрона сравниваются, соответствуя наибольшему времени взаимодействия.

Зависимость эффективного сечения однократной ионизации от энергии ионизирующих электронов  $U$  аппроксимируется хорошо известной формулой Моргулиса

$$\sigma_i(U) = \alpha(U - U_i) \exp\left[-\frac{U - U_i}{\beta}\right], \quad (3.78)$$

где  $U_i$  – потенциал ионизации (минимальная энергия, при которой электрон способен ионизовать атом);  $\alpha$  и  $\beta$  – параметры, зависящие от рода газа.

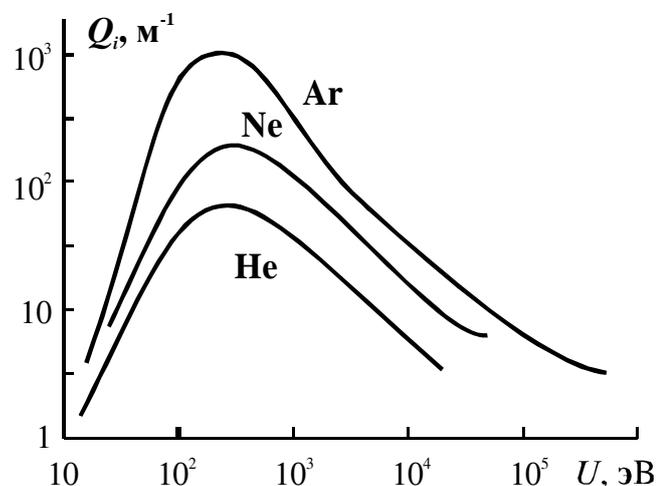


Рисунок 3.11 – Полное сечение ионизации электронами для некоторых газов

При энергиях электронов, меньших  $3U_i$ , справедлива линейная аппроксимация сечения ионизации

$$\sigma_i(U) = \alpha(U - U_i). \quad (3.79)$$

Значения параметров однократной ионизации для различных газов сведены в таблицу 3.5 ( $\sigma_{iM}$  – максимальное сечение ионизации,  $U_M$  – соответствующая ему энергия электронов).

Таблица 3.5 - Значения параметров однократной ионизации для различных газов

Род газа	$U_i$ , эВ	$U_M$ , эВ	$\sigma_{iM} \cdot 10^{20}$ , м <sup>2</sup>	$\alpha_i \cdot 10^{22}$ , м <sup>2</sup> /эВ	$\alpha \cdot 10^{22}$ , м <sup>2</sup> /эВ	$\beta$ , В
H <sub>2</sub>	15,1	70	1,05	4,80	3,6	85
He	24,5	120	0,34	1,30	0,65	160
Ne	21,5	170	0,85	1,58	0,94	300
Ar	15,7	100	3,4	20,0	8,5	110
Hg	10,4	100	4,8	26,8	1,2	110
N <sub>2</sub>	15,8	110	3,1	8,50	5,9	160
O <sub>2</sub>	12,5	110	3,1	5,65	5,8	160

Если электрон движется со скоростью  $v$ , то при своем движении он будет производить в единицу времени число ионизаций  $\nu_i$ , определяемое как

$$\nu_i = \frac{v}{\lambda_i} = vQ_i = v\sigma_i n_0, \quad (3.80)$$

где  $n_0$  – концентрация атомов.

Если концентрация электронов  $n_e$ , то выход ионизации  $z_i$  (число ионизаций, происходящих в единице объема за 1 с) определится выражением

$$z_i = n_e \nu_i = n_e n_0 v \sigma_i. \quad (3.81)$$

Последнее соотношение справедливо, если все электроны, участвующие в ионизации, имеют одинаковые скорости. Такая ситуация может иметь место, например, при прохождении ускоренного электронного пучка через газовую или плазменную среду. Если скорости электронов различаются и их распределение по энергиям описывается функцией  $f(U)$ , то

$$z_i = n_e n_0 \int_0^{\infty} v \sigma_i(U) f(U) dU. \quad (3.82)$$

В плазме, как правило, основной вклад в процесс ионизации вносят относительно медленные термализованные (плазменные) электроны из так называемого «хвоста» максвелловского распределения по энергиям. Функция распределения Максвелла по энергиям  $U$  для температуры электронов  $T_e$  имеет вид

$$f(U) dU = 2\pi (nkT_e)^{-3/2} U^{1/2} \exp\left(-\frac{U}{kT_e}\right) dU. \quad (3.83)$$

Ограничиваясь линейной аппроксимацией сечения ионизации, подставляя выражения (3.79), (3.83) в формулу (3.82) и производя затем операцию интегрирования по всем возможным значениям энергии, получаем

$$z_i = n_e n_0 \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \sigma_i (U_i + 2kT_e) \exp\left(-\frac{U_i}{kT_e}\right). \quad (3.84)$$

Наряду с ионизацией при единичном столкновении возможна ионизация в результате двух соударений, первое из которых при-

водит к возбуждению электрона, второе – к ионизации. Такой процесс получил название ступенчатой ионизации. Очевидно, что эффективное сечение ионизации возбужденного атома намного выше, чем невозбужденного. Так, например, вероятность ионизации атомов возбужденного атома водорода электронами с энергией 8 эВ в 10 раз больше вероятности ионизации невозбужденного атома при энергии электронов 50 эВ.

Если электрон обладает достаточно большой энергией, то при его столкновении с атомом возможен одновременный отрыв нескольких электронов. Такой эффект называют многократной ионизацией. Эксперимент и расчет показывают, что максимальное сечение ионизации уменьшается примерно на порядок при увеличении кратности ионизации на единицу. Например, если максимальное сечение однократной ионизации для аргона составляет  $3,4 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ , то соответствующая величина для двукратной ионизации –  $3,4 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2$ . Для неона  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ne}^{++}$ ,  $\text{Ne}^{+++}$   $\sigma_{iM} = 8,5 \cdot 10^{-21}$ ,  $6 \cdot 10^{-22}$  и  $3 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2$  соответственно. Кроме существенного снижения сечения многократной ионизации, следует также учитывать увеличение пороговой энергии, необходимой для отрыва электронов с нижележащих энергетических уровней. Первые четыре потенциала ионизации некоторых элементов представлены в таблице 3.6.

Таблица 3.6 – Потенциалы ионизации некоторых элементов, эВ

Элемент	1 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>
C (углерод)	11,3	24,4	47,9	64,5
Ne (неон)	21,5	40,9	63,46	97,12
Na (натрий)	5,1	47,3	71,6	99,0
Al (алюминий)	6,0	18,8	28,45	120
Ar (аргон)	15,7	27,63	40,9	59,8
Fe (железо)	7,9	16,2	30,6	54,8
Ba (барий)	5,2	10,1	35,2	47,0
Xe (ксенон)	12,1	21,0	31,0	45
U (уран)	6,2	11,9	20	37

### 3.5.3 Соударение ионов с атомами

Тяжелые частицы – нейтральные молекулы и особенно ионы – менее эффективно осуществляют возбуждение и ионизацию при столкновениях с нейтральными атомами, чем электроны той же энергии. В отличие от случая взаимодействия легкого электрона с атомом при близких значениях масс частиц на изменение внутренней энергии может расходоваться не более половины кинетической энергии ударяющей частицы.

Имеется также принципиальная разница в характере взаимодействия электрона и иона с атомом. Электроны, даже в слабых полях, имеют относительно большую скорость, и их взаимодействие с атомом носит характер удара. Медленно движущийся ион, приближаясь к молекуле, вызывает лишь смещение ее электронных уровней, а не переход электронов с одного уровня на другой. Таким образом, вероятность ионизации зависит не столько от энергии, сколько от скорости ударяющей частицы. Для эффективной ионизации оптимальные скорости как ионов, так и электронов должны быть порядка  $10^6$ – $10^7$  м/с. Такие скорости достигаются для электронов при их энергии 10–100 эВ, а для однозарядных ионов – 10–100 кВ. Таким образом, максимум сечения ионизации обеспечивается при определенном значении скорости ударяемых частиц. Отмеченная особенность позволяет оценить вероятность ионизации ионами на основе известной вероятности для электронов. При грубых оценках можно принять, что сечение ионизации ионами приближенно составляет половину от аналогичного сечения для электронов, обладающих той же скоростью, что и ионы.

При одинаковых скоростях удары нейтральных молекул эффективнее ударов ионов. Это связано с тем, что электрическое поле нейтральной молекулы изменяется сильнее, чем поле иона, и взаимодействие протекает быстрее, приближаясь по характеру к удару.

Следует отметить, что во многих типах ионно-плазменных приборов ионизация молекул газа положительными ионами играет второстепенную роль. Ионизация при столкновении нейтральных молекул (термическая ионизация) играет заметную роль только в

дуговых разрядах высокого давления при высокой температуре (например, при дуговой сварке). При комнатной температуре средняя энергия молекул газа составляет сотые доли электрон-вольта, что намного ниже порога ионизации. Теория термической ионизации была развита индийским физиком Саха. Формула Саха, по которой вычисляется доля ионизированных молекул газа  $\alpha$  при его температуре  $T$  и давлении  $p$ , имеет следующий вид:

$$\frac{\alpha^2}{\alpha^2 - 1} = 2,4 \cdot 10^{-4} \left( \frac{T^{5/2}}{p} \right) \exp\left( -\frac{11600U_i}{T} \right). \quad (3.85)$$

Здесь потенциал ионизации  $U_i$  выражен в электрон-вольтах,  $p$  – в миллиметрах ртутного столба,  $T$  – в градусах Кельвина. Из этого соотношения следует, что при температуре  $10^4$  К значение  $\alpha$  для ртутной дуги при атмосферном давлении составляет 0,05. Это достаточно высокий процент ионизации. В разряде низкого давления (менее 0,1 торр) термическая ионизация пренебрежимо мала.

### 3.5.4 Ступенчатая ионизация

Ионизация газа может происходить при столкновении возбужденной частицы с электроном. В плазме разряда может иметь место как прямая, так и ступенчатая ионизация атомов и молекул. Скорость ступенчатой ионизации определится выражением

$$\left( \frac{dn_e}{dt} \right)_{st} = n_e n_a^* K_{st},$$

где  $n_a$  – концентрация возбужденных атомов;  $K_{st}$  – константа ступенчатой ионизации.

Отношение скорости ступенчатой ионизации к скорости ионизации из основного состояния

$$\kappa = \frac{ne \langle \sigma_{ex} v \rangle \tau K_{st}}{K_i}, \quad (3.86)$$

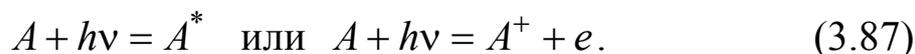
где  $\langle \sigma_{ex} v \rangle$  – константа возбуждения.

Отсюда видно, что, во-первых, ступенчатая ионизация преобладает в плазме с высокой концентрацией электронов.

Во-вторых, увеличению роли ступенчатой ионизации способствует наличие возбужденных состояний с большим временем жизни  $\tau$ . Большое время жизни имеют так называемые метастабильные атомы.

### 3.5.5 Фотовозбуждение и фотоионизация

Фотовозбуждение и фотоионизация – процессы, связанные с поглощением атомом фотона. Схема процесса имеет следующий вид:



Очевидно, что минимальная энергия фотона должна быть не менее пороговой энергии данного процесса. С увеличением энергии фотона, то есть с ростом частоты электромагнитных колебаний световой волны, вероятность процесса сначала возрастает, однако в дальнейшем зависимость эффективного сечения возбуждения и ионизации от длины волны фотона носит немонотонный характер (рисунок 3.12).

Такой характер зависимости связан с конкуренцией процессов возбуждения на различные энергетические уровни.

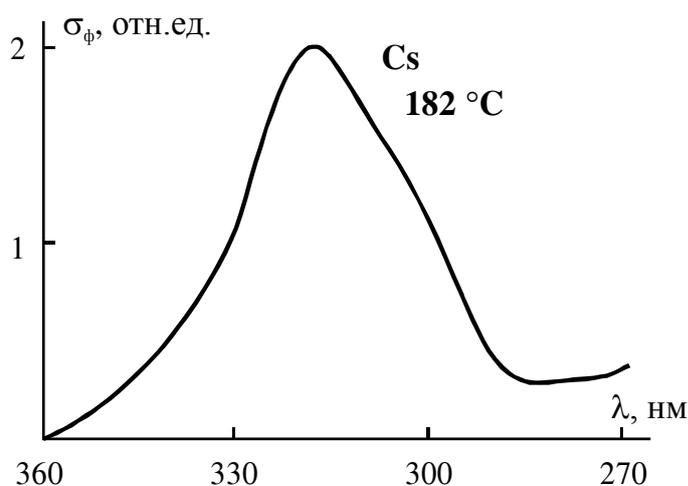


Рисунок 3.12 – Зависимость эффективного сечения ионизации паров цезия от длины волны падающего света

Для процесса фотоионизации критическую длину волны можно найти из соотношения

$$\lambda_{\text{кр}} = \frac{1234}{U_i}. \quad (3.88)$$

Здесь  $U_i$  выражается в электрон-вольтах,  $\lambda_{\text{кр}}$  – в нанометрах. Отметим, что порог ионизации для практически всех химических элементов лежит в далеком ультрафиолетовом диапазоне. Так, для атома цезия, имеющего наименьший потенциал ионизации 3,88 эВ, пороговая длина волны составляет 318 нм.

### 3.5.6 Перезарядка

Под перезарядкой понимается процесс столкновения иона с атомом, когда ион  $A_B^+$  присоединяет к себе один из электронов атома, превращаясь в быстрый нейтральный атом  $A_B^0$ , а атом  $A_M^0$  превращается в медленный ион  $A_M^+$ . Различают резонансную перезарядку, когда взаимодействуют частицы одного вещества (например, ионы аргона перезаряжаются в аргоне), и нерезонансную, когда ион и атом принадлежат к разным веществам.

**Резонансная перезарядка** может быть представлена следующей схемой:



В практических случаях скорость взаимодействия частиц меньше скорости вращения орбитального электрона, поэтому такое взаимодействие считается медленным. На рисунке 3.13 приведены зависимости эффективного сечения резонансной перезарядки от энергии ионов  $U$  для ионов гелия и неона.

Сечение перезарядки максимально при энергии ионов порядка  $U_0 = 1$  эВ и уменьшается с ростом энергии по следующему эмпирическому закону:

$$\sigma_{\text{п}} = \sigma_0 \left[ 1 + a \ln \left( \frac{U_0}{U} \right) \right]. \quad (3.90)$$

Значения  $\sigma_0$  и  $a$  для некоторых веществ сведены в таблицу 3.7.

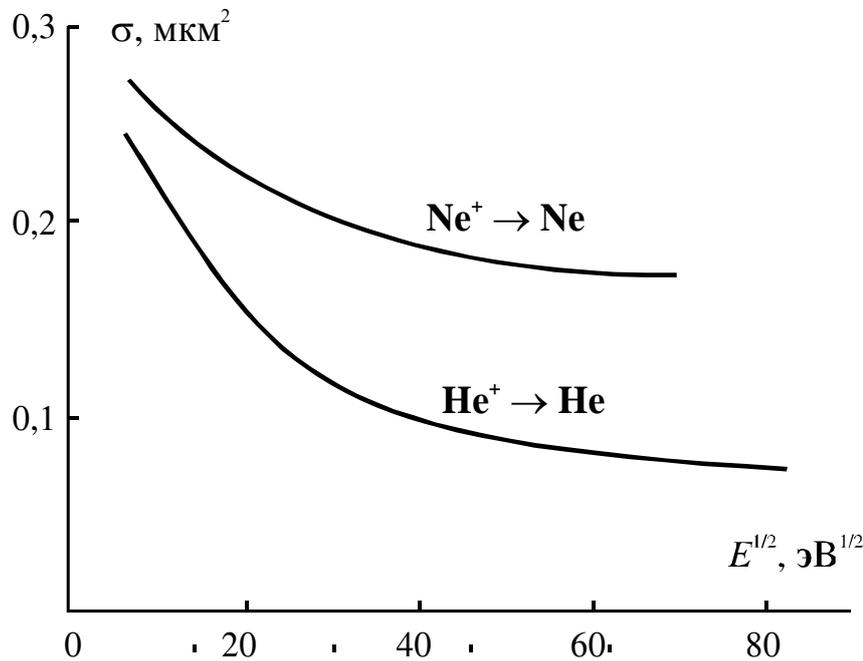


Рисунок 3.13 – Эффективное сечение перезарядки в зависимости от энергии ионов

Таблица 3.7 – Значения  $\sigma_0$  и  $a$  для некоторых веществ

Элемент	H	He	C	N	O	Ne	Ar	Kr	Xe	Cs	Au	Hg	Pb	Bi
$\sigma_0 \cdot 10^{19}, \text{ м}^2$	4,9	2,7	4,3	3,8	3,5	2,5	4,85	5,9	7,5	45	13	12	15	16
$a$	0,15	0,15	0,18	0,1	0,18	0,17	0,14	0,13	0,13	0,09	0,11	0,11	0,1	0,1

При больших скоростях (но меньших скорости орбитальных электронов) эффективное сечение перезарядки стремится к постоянной величине для каждого газа, приблизительно определяемой выражением

$$\sigma_{\text{п}} = \frac{5 \cdot 10^{-17}}{U_i}, \quad (3.91)$$

где  $U_i$  – потенциал ионизации в электрон-вольтах.

**Нерезонансная перезарядка.** Сечение нерезонансной перезарядки на порядок ниже сечения резонансной перезарядки. Поэтому

му она не играет заметной роли в плазме и во многих случаях может не учитываться.

### 3.6 Виды процессов рекомбинации электрона и иона. Образование отрицательных ионов в низкотемпературной плазме

Известно, что силы притяжения свободного электрона к атому, обусловленные взаимодействием с положительно заряженным ядром, полностью компенсируются отталкивающим действием электронной оболочки только на бесконечно большом расстоянии от атома. Вблизи атома у целого ряда химических элементов существуют области, где силы притяжения преобладают над силами отталкивания. Такие атомы могут присоединять к себе дополнительный электрон и устойчиво существовать в виде отрицательных ионов. Естественно, если отрицательный ион устойчив, то при присоединении к атому электрона должна выделяться энергия. Энергию, выделяющуюся при образовании отрицательного иона, называют *энергией отрицательного сродства* или просто *сродством*. Наибольшим сродством обладают атомы галогенов. В таблице 3.8 приведены значения энергии сродства для некоторых элементов.

Таблица 3.8 - Энергии сродства для некоторых элементов

Элемент	Энергия сродства, эВ	Элемент	Энергия сродства, эВ
Водород	0,75	Фосфор	1,33
Натрий	0,47	Сера	2,40
Алюминий	0,52	Хлор	3,76
Углерод	1,25	Бром	3,51
Азот	0,54	Йод	3,17
Кислород	2,00	Фтор	3,62

В связи с тем что при образовании отрицательного иона выделяется энергия, то основная проблема состоит в уносе этой

избыточной энергии. Поэтому можно выделить основные пути образования отрицательных ионов.

### 1. Радиационный захват свободного электрона атомом.

В этом случае избыточная энергия уносится фотоном:



По сравнению с другими элементарными процессами вероятность этого события мала. Например, сечение радиационного захвата электрона атомом водорода  $\sigma_- = 10^{-24} \text{ см}^2$ . Примерный вид зависимости  $\sigma_-$  от энергии электрона представлен на рисунке 3.14.

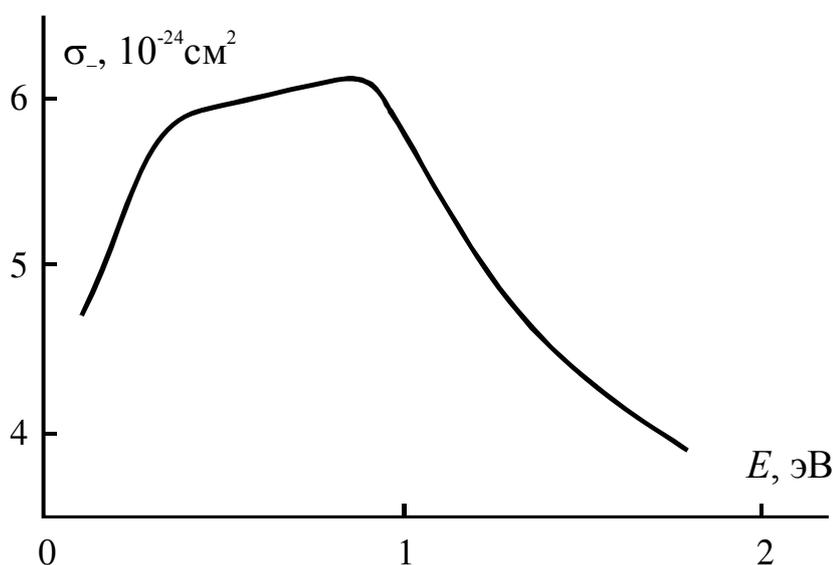


Рисунок 3.14 – Зависимость эффективного сечения радиационного захвата электрона атомом от энергии электрона

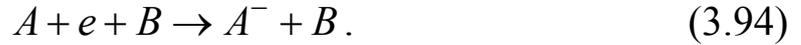
### 2. Захват электрона атомом при тройном столкновении:



При данных условиях избыточную энергию уносит второй электрон. Взаимодействие происходит в том случае, когда моменты прохождения каждым электроном вблизи атома ограничены малым промежутком времени. Вероятность данного процесса зависит от скоростей электронов и угла между векторами их скоростей. Расчеты показывают, что вероятность такого тройного соударения, приводящего к образованию отрицательного иона, приближается к вероятности радиационного захвата при концен-

трации электронов в плазме  $n_e > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Однако такая плотность плазмы достигается лишь в дуговых разрядах высокого давления.

**3. Захват электрона при тройном столкновении**, когда третьей частицей является атом или молекула:



В этом случае, если высвобождаемая энергия близка к энергии возбуждения, ионизации или диссоциации третьей частицы, то при концентрации атомных частиц более  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  (давлении 50 Па) процесс сравним по вероятности с радиационным захватом. Если же энергия сродства переходит в кинетическую энергию третьей атомной частицы, то вероятность образования иона примерно на четыре порядка ниже.

**4. Образование отрицательного иона** может также происходить в результате диссоциации молекулы  $AB$  после ее столкновения с электроном:



Эффективное сечение этого процесса в зависимости от состава и температуры может меняться от  $10^{-19}$  до  $10^{-20} \text{ см}^{-3}$ .

### 3.6.1 Рекомбинация заряженных частиц

Процесс рекомбинации заключается в присоединении к положительному иону электрона с образованием нейтральной частицы. В результате акта рекомбинации должна выделяться энергия. Вероятность рекомбинации зависит от способа отвода избыточной энергии. При низких и средних концентрациях плазмы, когда длина свободного пробега частиц превышает размеры плазменного образования, рекомбинация заряженных частиц происходит на электродах и стенках разрядной камеры, которым и передается энергия. Скорость рекомбинации в этом случае определяется скоростью движения наиболее медленного компонента плазмы — ионов. При высоких концентрациях рекомбинация происходит в плазменном объеме, в этом случае уравнение для скорости рекомбинации имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n_e n_i, \quad (3.96)$$

где  $n_e$  и  $n_i$  – концентрация ионов и электронов;  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации.

Поскольку в плазме выполняется условие квазинейтральности  $n_e = n_i$ , уравнение (3.96) сводится к виду

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2. \quad (3.97)$$

Полагая, что при  $t = 0$   $n = n_0$ , получаем решение уравнения

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t}. \quad (3.98)$$

### 3.6.2 Радиационная рекомбинация

Данный процесс идет по одной из следующих схем:



При реакции (3.99) кинетическая энергия электрона  $\frac{m\nu_e^2}{2}$  и энергия связи электрона в атоме высвечивается в виде кванта с частотой

$$\nu_1 = \frac{U_i}{h} + \frac{m\nu_e^2}{2h}. \quad (3.101)$$

Исходя из типичных величин потенциалов ионизации атомов, можно заключить, что длина волны излучения соответствует глубокой ультрафиолетовой области спектра. Поскольку электроны в плазме имеют непрерывный спектр энергий, то выражение (3.101) дает непрерывный спектр длин волн, примыкающий к граничной длине волны  $hc/U_i$ , где  $c$  – скорость света. Иначе говоря, спектральная полоса рекомбинационного излучения образует континуум с кантом в длинноволновой области. Интенсивность из-

лучения в области канта максимальна, поскольку вероятность рекомбинации возрастает при уменьшении энергии электрона.

Таким образом, радиационную рекомбинацию можно идентифицировать по характеру спектра. Этот вид рекомбинации редко наблюдается в обычных газах и может иметь место для ионов щелочных металлов.

При протекании реакции по схеме (3.100) образуется атом  $A$  в возбужденном состоянии. Здесь спектр имеет более сложный характер. Во-первых, разным уровням возбуждения будут соответствовать различные полосы сплошного излучения. Во-вторых, при спонтанном разрушении состояний  $A$  будет возникать линейчатый спектр излучения, который будет накладываться на сплошной спектр. Для этого случая коэффициент рекомбинации  $\alpha = 10^{-5} - 10^{-6}$  м<sup>3</sup>/с. В обычном газовом разряде роль этой рекомбинации мала, однако в сильно разреженной среде верхних слоев атмосферы именно она определяет процесс рекомбинации.

### 3.6.3 Рекомбинация в присутствии третьей частицы

Этот процесс обычно происходит в случае, когда третьей частицей является электрон:



Вначале при соударении иона с электроном образуется промежуточный комплекс  $(A^+e)_{\text{int}}$  с малым временем жизни. На этот комплекс налетает электрон и уносит из системы энергию связи порядка  $kT_e$ . В итоге образуется возбужденный атом  $A^*$  с потенциалом ионизации  $(U_i - U_{ex})$  порядка тепловой энергии электрона.

Конечно, при реакции типа (3.102) может образоваться и атом в низколежащем возбужденном состоянии или даже в основном состоянии (процесс, обратный прямой ионизации). Однако вероятность передачи третьей частице средней энергии выше тепловой очень мала.

Коэффициент рекомбинации определяется выражением

$$\alpha_3 = \lambda \frac{e^{10}}{m^{1/2} (kT_e^{9/2})},$$

где  $\lambda = \text{const}$  – подчеркивается, что формула носит оценочный характер. Тем не менее из нее видна очень сильная зависимость коэффициента рекомбинации от электронной температуры. Постоянная рекомбинации для этого случая  $\alpha = 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$ .

Итак, на первом этапе трехчастичной рекомбинации происходит захват свободного электрона в систему высоколежащих уровней атома, которые расположены близко друг к другу и для них выполняется соотношение  $\Delta E < kT_e$ , где  $\Delta E$  – разность энергий между соседними уровнями (рисунок 3.15).

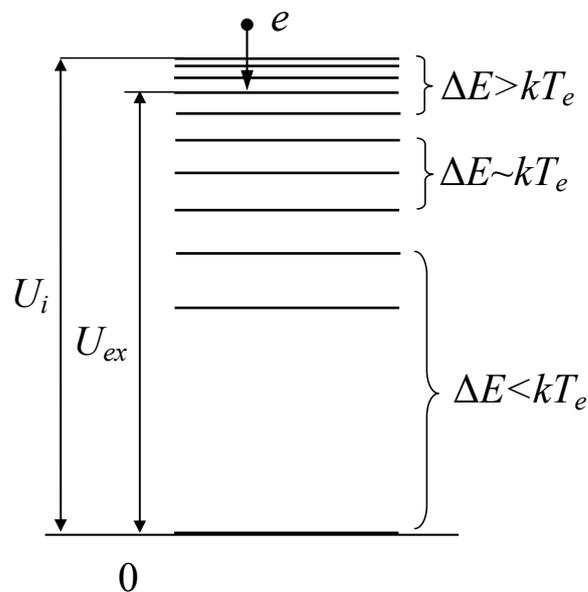


Рисунок 3.15 - Иллюстрация захвата электрона ионом в процессе тройной рекомбинации

Поскольку потенциал ионизации этих состояний очень мал, то они интенсивно разрушаются в процессе ступенчатой ионизации. В результате устанавливается некоторое квазистационарное распределение атомов по возбужденным состояниям. Для переохлажденной плазмы это распределение часто описывается законом Больцмана, т. е. населенности возбужденных уровней находятся в равновесии с концентрацией электронов. Это обстоятельство по-

зволяет определить температуру электронов в плазме по относительной интенсивности излучения спектральных линий с высоких уровней энергии.

Ясно, что захват электрона в высоколежащие возбужденные состояния не означает завершения процесса рекомбинации, поскольку акт рекомбинации можно считать завершенным при образовании атома в основном состоянии. Процесс перехода атомов  $A^*$  в основное состояние может осуществляться за счет сверхупругих соударений с электронами, а также спонтанного распада возбужденных частиц. Если преобладают сверхупругие процессы, то рекомбинацию называют ударной, а если имеют место как сверхупругие соударения, так и спонтанный распад, то рекомбинацию называют ударно-излучательной.

Для вычисления констант рекомбинации, которые можно было бы сравнить с экспериментом, необходимо решать систему уравнений баланса для населенностей атомов на каждом энергетическом уровне. Это трудная проблема как с вычислительной стороны, так и в связи с отсутствием надежных данных по сечениям переходов между возбужденными уровнями атомов. Поэтому результаты теоретических вычислений могут различаться в несколько раз.

Тем не менее общие закономерности эволюции возбужденных атомов  $A^*$  можно пояснить, опираясь на рисунок 3.15. На нем выделены три характерные группы энергетических уровней. В первой группе ( $\Delta E < kT_e$ ) преобладает процесс ударной ионизации электронами. Поэтому можно сказать, что для этих уровней преобладает поток электронов вверх по возбужденным состояниям. Вторая группа удовлетворяет условию  $\Delta E \approx kT_e$ . Здесь скорости ступенчатого возбуждения, ионизации, сверхупругих процессов и процессов спонтанного распада соизмеримы между собой. Наконец, для низколежащих энергетических уровней ( $\Delta E < kT_e$ ) преобладает сток электронов вниз по возбужденным состояниям за счет спонтанного распада и сверхупругих процессов.

Такие представления помогают заменить сложную систему уравнений, описывающую кинетику возбужденных частиц, на

упрощенную модель процесса, где вводятся три блока уровней энергии и эффективные сечения процессов для этих уровней. Данная идея часто применяется в теоретических расчетах кинетики рекомбинации.

Таким образом, можно сделать вывод, что рекомбинацию не совсем корректно рассматривать как элементарный процесс и определять для него коэффициент или константу рекомбинации. В эксперименте обычно измеряется некоторая эффективная скорость распада плазмы и соответствующий эффективный коэффициент рекомбинации, включающий в себя самые разные механизмы образования атомов и молекул в основном состоянии.

### 3.6.4 Диссоциативная рекомбинация

Из названия этого вида рекомбинации следует, что энергия, которая выделяется при образовании устойчивого связанного состояния, расходуется на диссоциацию молекулярного иона. Следовательно, в данном случае речь идет о рекомбинации молекулярных ионов и электронов. Процесс протекает по схеме



Реакция, обратная процессу (3.103), называется ассоциативной ионизацией. Поскольку при анализе возможных процессов ионизации мы ее не рассматривали, то вначале остановимся на ней более детально, что поможет понять механизм диссоциативной рекомбинации.

На рисунке 3.16 показана потенциальная кривая иона  $AB^+$ , уровень энергии возбужденного атома  $B^*$  с энергией возбуждения  $U_{ex}$ , а также одна из возможных потенциальных кривых неустойчивой молекулы  $AB^*$ , причем эта потенциальная кривая имеет разлетный характер.

Процесс ионизации происходит следующим образом. При больших расстояниях между атомами  $A$  и  $B^*$  полная потенциальная энергия этой системы равна  $U_{ex}$ . Атомы, сближаясь между собой, преодолевают силу расталкивания и их кинетическая энергия переходит в потенциальную энергию взаимодействия. Потенци-

альная энергия соответствует расталкивательному терму  $AB^*$ . При расстоянии между ядрами, равном  $r_0$ , потенциальная кривая неустойчивой молекулы  $AB^*$  пересекается с потенциальной кривой иона.

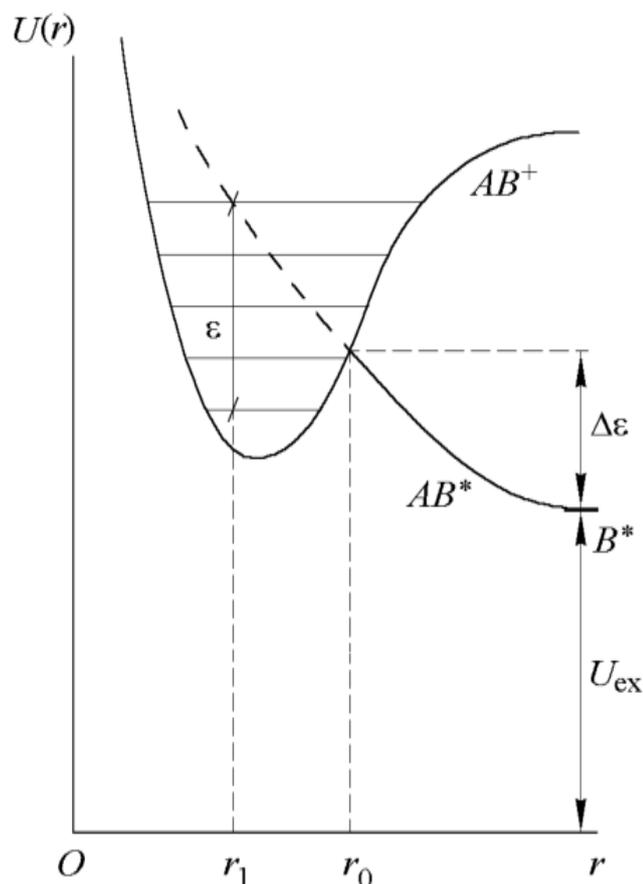


Рисунок 3.16 - Диаграмма для иллюстрации механизмов ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации

Для сближения атомов на расстояние  $r_0$  необходимо, чтобы кинетическая энергия атомов  $A$  и  $B^*$  была не меньше, чем  $\Delta\epsilon$ .

Если израсходована не вся кинетическая энергия, то атомы продолжают сближаться и состояние молекулы  $AB^*$  становится автоионизационным. В таком состоянии она может самопроизвольно испустить электрон и превратиться в молекулярный ион. Например, если это происходит при расстоянии  $r_1$  и ион образуется в основном колебательном состоянии, то энергия, которую уносит электрон из системы сталкивающихся частиц, равна  $\epsilon$  (см. рисунок 3.16).

Другой результат столкновения – кинетическая энергия атомов полностью преобразуется в потенциальную и начинают действовать силы расталкивания. Тогда расстояние между ядрами увеличивается, и если до точки  $r = r_0$  не произошло испускания электрона, то процесса ионизации не происходит и атомы возвращаются в исходное состояние.

При диссоциативной рекомбинации в процессе столкновения иона  $AB^+$  и электрона происходит захват последнего в автоионизационное состояние, т. е. на участок кривой  $AB^*$ , показанной пунктиром. Поскольку данный терм является расталкивательным, то ядра начинают расходиться. Если при расстояниях  $r < r_0$  не произошел распад автоионизационного состояния с испусканием электрона, то ядра расходятся на бесконечное расстояние, т. е. имеет место процесс диссоциативной рекомбинации, в результате которого образуются атомы  $A$  и  $B^*$ .

Из сказанного выше видно, что процесс диссоциативной рекомбинации характеризуется некоторыми отличительными признаками. Поскольку число расталкивательных термов молекулы  $AB^*$ , которые могут пересекаться с термом иона, ограничено, то при диссоциативной рекомбинации происходит избирательное заселение уровней атома  $B^*$ . Благодаря этому эффекту данный механизм можно идентифицировать по наблюдению излучения спектральных линий, верхним состоянием которых является возбужденный атом  $B^*$ .

Атом  $B^*$ , образованный в результате рекомбинации, имеет кинетическую энергию порядка  $\Delta\varepsilon$ . Поскольку при больших скоростях атома спектральная линия оказывается уширенной за счет эффекта Доплера, то измерение уширения линии позволяет получать определенную информацию о расположении уровней энергии иона, на которые произошел захват электрона, или о форме потенциальных кривых автоионизационных состояний.

Наконец, очевидно, что коэффициент рекомбинации будет зависеть от того, в каком колебательном состоянии находится ион. Иными словами, экспериментально измеренные коэффициенты

будут определяться температурой тяжелых частиц и населенностью колебательных уровней иона.

В таблице 3.9 показаны экспериментальные значения констант диссоциативной рекомбинации для некоторых молекулярных ионов. Видно, что типичный порядок этой константы  $10^{-7} - 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с.

Таблица 3.9 - Экспериментальные значения коэффициента диссоциативной рекомбинации электронов и некоторых молекулярных ионов при комнатной температуре

Ион	Ne <sub>2</sub> <sup>+</sup>	Ar <sub>2</sub> <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	N <sub>4</sub> <sup>+</sup>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>
$\alpha$ , 10 <sup>-7</sup> см <sup>3</sup> /с	1,1–2,3	3–8,8	0,3	10–20	1,9–2,1	3,5–3,8	1,8–5,9

Видно, что константы диссоциативной рекомбинации существенно превышают константы фоторекомбинации и диэлектронной рекомбинации. Поэтому в плазме молекулярных газов, а также в плазме благородных газов при высоких давлениях, где эффективно образуются молекулярные ионы, канал диссоциативной рекомбинации может быть основным каналом, отвечающим за распад плазмы.

Такой вид объемной рекомбинации имеет место в молекулярных газах и коэффициент  $\alpha = 1 - 10^{-2}$  м<sup>3</sup>/с. При увеличении концентрации электронов скорость двухчастичной рекомбинации растет линейно, а скорость трехчастичной – квадратично. Поэтому можно ожидать, что процессы трехчастичной рекомбинации будут наблюдаться при высоких плотностях плазмы.

### 3.6.5 Диэлектронная рекомбинация

Процесс диэлектронной рекомбинации протекает в два этапа. На первом этапе атомарный ион захватывает электрон и образуется атом в автоионизационном состоянии  $A_a^*$ , при котором энергия возбуждения выше, чем потенциал ионизации атома:



Такое состояние может иметь место, например, при возбуждении двух электронов атома одновременно или при возбуждении валентного электрона и электронной оболочки в целом. Безызлучательный переход системы «электрон – ион» на автоионизационный уровень фактически не приводит к рекомбинации, поскольку автоионизационное состояние неустойчиво. За счет обратного процесса распада атома поддерживается равновесие, при котором концентрация атомов  $A_a^*$  очень мала.

Чтобы имела место рекомбинация, должны существовать причины, в силу которых образующаяся нейтральная система не будет успевать автоионизоваться. Одной из причин может быть переход на низколежащий уровень энергии за счет излучения светового кванта. В этом случае говорят о диэлектронной рекомбинации со стабилизацией автоионизационного состояния при излучении светового кванта. Данный процесс не следует путать с фоторекомбинацией, поскольку для диэлектронной рекомбинации время жизни автоионизационного состояния может существенно превышать характерное время столкновения электрона и иона.

Другой причиной стабилизации автоионизационного состояния могут быть сверхупругие столкновения с электронами



в которых энергия связи электрона в возбужденном атоме  $A^*$  переходит в кинетическую энергию свободного электрона. В этом случае говорят о диэлектронной рекомбинации при стабилизации автоионизационного состояния электронным ударом.

Таким образом, рассмотренная диэлектронная рекомбинация – это двухступенчатый процесс. Его эффективность зависит от времени жизни автоионизационного состояния.

Следует также отметить возможность и ион-ионной рекомбинации. Поскольку скорость ионов намного меньше, чем электронов, то вероятность этого вида рекомбинации значительно выше. Однако из-за низкой доли отрицательных ионов в плазме данным процессом можно пренебречь.

При подготовке раздела использовались классические учебники по вакуумной и плазменной электронике [1, 2, 4, 5, 12, 13, 15–17].

## 4 СТАЦИОНАРНЫЙ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД

Под газовым разрядом обычно понимают все явления и процессы, связанные с протеканием электрического тока через газ. Термин «разряд» произошел от названия медленно протекающего процесса потери заряда заряженными металлическими телами, расположенными на подставке из изолятора, что наблюдалось еще в XVI веке.

Позднее Кулон экспериментально доказал, что заряд стекает с проводника через воздух, а не через подставку из изолятора, то есть по современной терминологии имеет место газовый разряд. Разряд при низких давлениях воздуха (порядка 1 мбар) открыл и исследовал Фарадей – этот разряд стал известен как тлеющий. В конце XIX века исследование проводимости разреженных газов привело Дж.Дж. Томсона к открытию первой элементарной частицы – электрона, а дальнейшие исследования физики газового разряда во многом послужили экспериментальной основой атомной и квантовой физики.

Основателем физики собственно газового разряда считается ученик Дж.Дж. Томсона Таунсенд, создавший в начале XX века теорию пробоя газа и установивший закономерности ионизации. Следующий принципиальный вклад в физику газового разряда был внесен Ленгмюром, который вместе с Тонксом в 1928 году, исследуя газовый разряд низкого давления, ввел такое фундаментальное понятие физики, как плазма, о чем уже говорилось выше, а также развил методы исследования плазмы, в частности метод зондов.

Разряды в постоянном поле разделяют на несамостоятельные и самостоятельные. Дело в том, что при нормальных условиях газы состоят в основном только из электрически нейтральных атомов и молекул и, по сути, являются диэлектриками, то есть изоляторами, поэтому через них не может проходить сколько-нибудь заметный электрический ток. Проводниками могут быть только хоть в какой-то мере ионизованные газы, то есть газы, содержащие свободные заряды, – носители тока. В газах это положительные и отрицательные ионы и электроны. Ионы в газах могут

возникать в результате действия различных ионизаторов, например ультрафиолетового излучения или рентгеновских лучей, космического излучения, лучей радиоактивных загрязнений, столкновений атомов газа с электронами и другими частицами, энергия которых превышает потенциал ионизации атомов газа.

Предположим, что ионы в газовом проводнике создаются исключительно внешним ионизатором. Тогда при прекращении действия этого ионизатора ток и, следовательно, разряд прекращаются. Такой разряд называется несамостоятельным.

Описывая в своих ранних работах зависимость разрядного тока в газе между параллельными плоскими электродами от величины приложенного напряжения, Таунсенд обнаружил следующее. При увеличении разности потенциалов на электродах разрядный ток (рисунок 4.1) сначала увеличивается до некоторого постоянного значения  $i_0$ , которое соответствует значению фототока катода при освещении его снаружи ультрафиолетовыми лучами.

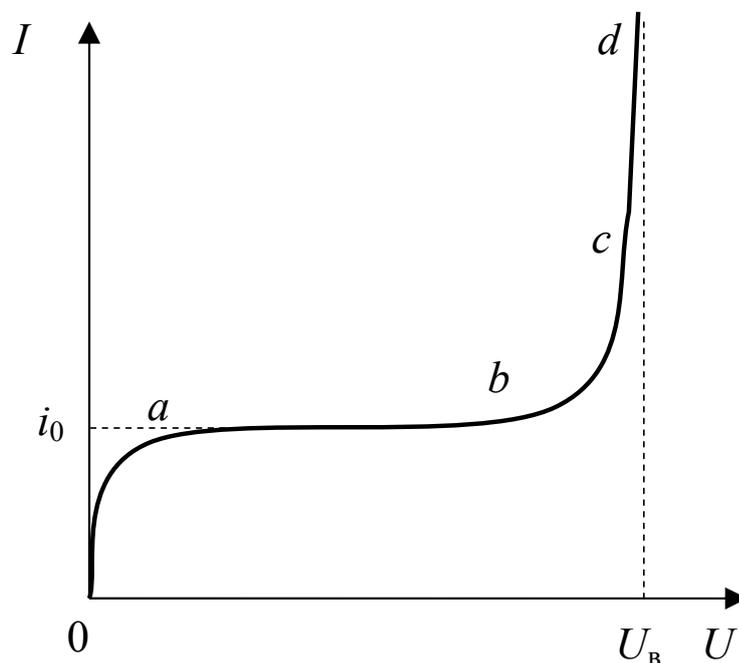


Рисунок 4.1 - Зависимость разрядного тока от разности потенциалов на электродах

При еще больших значениях разности потенциалов (рисунок 4.1, область  $bc$ ) ток снова начинает быстро расти. Увеличение разрядного тока Таунсенд приписал ионизации газа в результате

электронных соударений. Вышедшие из катода электроны приобретают во внешнем поле энергию, достаточную для ионизации молекул (атомов) газа. Возникающие в результате ионизации новые свободные электроны в свою очередь приобретают энергию, достаточную для ионизации, т. е. для образования новых электронов.

Для обозначения числа новых электронов, создаваемых первичным электроном при прохождении 1 см пути в направлении поля, Таунсенд ввел коэффициент  $\alpha$ . Ток  $i$ , протекающий в разрядном промежутке, дается выражением

$$i = i_0 e^{\alpha d}, \quad (4.1)$$

где  $d$  – длина промежутка, см.

Для определения  $\alpha$  измеряют зависимость тока  $i$ , протекающего между двумя плоскими параллельными электродами, от приложенной разности потенциалов. Затем вычисляют величину  $\alpha$  для конкретного значения  $E$ .

Для определения коэффициента  $\alpha$  с достаточной точностью необходимо, чтобы первичный фототок катода  $i_0$  был мал (плотность фототока не должна превышать  $10^{-14}$  А/см), так как в противном случае искажения поля в промежутке между электродами, вызванные пространственным зарядом, приведут к неправильным значениям.

Исследования показали, что величина  $\alpha/p$  является функцией  $E/p$ . Таунсенд вывел приближенное теоретическое выражение, связывающее величину  $\alpha$  с напряженностью электрического поля  $E$  и давлением газа  $p$ :

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-AU_i \frac{p}{E}\right).$$

Электроны, поступающие с катода в разрядный промежуток, вызывают ионизацию молекул газа, которая характеризуется таунсендовским коэффициентом  $\alpha$ . Однако при этом происходят неупругие столкновения и других типов, благодаря которым молекулы могут переходить в возбужденное состояние с последующим испусканием одного или нескольких фотонов или

в метастабильное состояние. В дальнейшем положительные ионы, фотоны и метастабильные атомы вызывают вторичную эмиссию электронов в газе или на катоде.

Еще в ранних экспериментах по измерению разрядного тока между двумя параллельными плоскими пластинами при малых давлениях Таунсенд обнаружил, что при достаточно высоком напряжении в результате влияния вторичных процессов ток возрастает значительно быстрее, чем это следует из выражения (4.1). Таунсенд учитывал появление новых свободных электронов как в результате столкновений положительных ионов с молекулами, так и в результате бомбардировки катода положительными ионами. На основе этого он вывел соответствующее уравнение для тока в самоподдерживающемся разряде.

Рассмотрим случай несамостоятельного разряда, когда вторичные электроны возникают в результате бомбардировки катода положительными ионами. Пусть  $n$  – число электронов, приходящих на анод в 1 с;  $n_0$  – число электронов, выходящих с катода в результате какого-нибудь внешнего воздействия, например ультрафиолетового облучения;  $n_+$  – число электронов, выходящих с катода в результате бомбардировки положительными ионами;  $\gamma$  – число электронов, выходящих из катода на один падающий положительный ион. Тогда

$$n = (n_0 + n_+)e^{\alpha d},$$

$$n_+ = \gamma [n - (n_0 + n_+)].$$

Исключив  $n_+$ , получим

$$n = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (4.2)$$

или

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (4.3)$$

Легко показать, что при  $\gamma = 0$  равенство (4.3) переходит в (4.1).

Таунсенд ввел коэффициент  $\beta$ , обозначающий число пар ионов, создаваемых положительным ионом при прохождении 1 см в направлении поля. Можно показать, что

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}}. \quad (4.4)$$

Такое же выражение получается, когда вторичная эмиссия с катода обусловлена действием фотонов. В этом случае

$$i = i_0 \frac{\alpha e^{\alpha d}}{\alpha - \theta \eta g e^{(\alpha - \mu)d}}, \quad (4.5)$$

где  $\theta$  – число фотонов, создаваемых электроном при прохождении 1 см пути в направлении поля;  $\eta$  – доля фотонов, освобождающих один фотоэлектрон с катода;  $g$  – геометрический фактор, характеризующий относительное число фотонов, падающих на катод;  $\mu$  – коэффициент поглощения фотонов в газе.

Ввиду сходства выражений (4.3)–(4.5) в настоящее время принято характеризовать различные типы вторичной ионизации одним коэффициентом ионизации  $\gamma$ , обозначающим число вторичных электронов, приходящихся на один положительный ион. Значения  $\gamma$  в функции  $E/p$  можно получить из выражения (4.3), измеряя силу тока в разрядном промежутке при различных значениях давления газа, напряженности поля и ширины промежутка.

Величина  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  равна нулю при низких градиентах потенциала, но увеличивается с ростом градиента до значения

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (4.6)$$

При этом знаменатель выражения (4.3) обращается в нуль и значение тока  $i$  становится неопределенным. Условие (4.6) определяет начало возникновения искрового пробоя.

При пробое величина коэффициента  $\alpha$  обычно такова, что  $e^{\alpha d} \gg 1$ , следовательно, условие (4.6) можно переписать в виде

$$\gamma e^{\alpha d} = 1, \quad (4.7)$$

а) при  $\gamma e^{\alpha d} < 1$  разряд не может быть самоподдерживающимся. Разрядный ток  $i$ , определяемый равенством (4.3), стремится к нулю, если путем удаления внешнего источника радиации уменьшить до нуля начальный ток  $i_0$ ;

б) при  $\gamma e^{\alpha d} = 1$  число пар ионов  $e^{\alpha d}$ , созданных одной электронной лавиной в разрядном промежутке, достаточно велико, чтобы положительные ионы, бомбардируя катод, могли освободить один вторичный электрон и таким образом вызвать повторение процесса. В этом случае разряд становится самостоятельным и может продолжаться при отсутствии внешнего источника ионизации, создающего начальный ток  $i_0$ . Условие  $\gamma e^{\alpha d} = 1$  определяет, следовательно, порог появления искры;

в) при  $\gamma e^{\alpha d} > 1$  ионизация, вызываемая последовательными лавинами, имеет кумулятивный характер. Искровой разряд развивается тем быстрее, чем больше величина  $\gamma e^{\alpha d}$  превышает единицу.

Так как ионизация в газе при электронных столкновениях и вторичная электронная эмиссия из катода, характеризуемая коэффициентом  $\gamma$ , являются случайными явлениями, то величины  $e^{\alpha d}$  и  $\gamma$  будут колебаться около своих средних значений.

Произведение  $e^{\alpha d}$  будет меняться от лавины к лавине. Следовательно, если  $U_B$  – напряжение, при котором среднее значение произведения  $\gamma e^{\alpha d}$  равняется единице, то существует определенная вероятность, что пробой наступит и при напряжении  $U$ , немного меньшем  $U_B$ . Это происходит в результате возникновения одной или нескольких лавин, для которых  $\gamma e^{\alpha d} > 1$ . Однако установлено, что вследствие сильной зависимости произведения  $\gamma e^{\alpha d}$  от градиента потенциала порог появления искры определен довольно отчетливо. Отметим, что данных относительно формы кривых вероятности искрового пробоя известно очень мало.

Процесс развития таунсендовского пробоя имеет характер размножения лавин. Каждый цикл от момента выхода индивиду-

ального электрона с катода и до ухода всех  $e^{\alpha d}$  происходящих от него электронов в анод можно рассматривать как единичную лавину. Если пробой начался с одного случайного электрона, то после первой лавины во втором цикле пройдет в среднем  $\gamma e^{\alpha d} > 1$  лавин, в третьем еще больше и т. д. Поскольку каждая лавина несколько расплывается в поперечном направлении вследствие диффузии электронов, новая лавина начинается с другого места катода. Кроме того, реально начало процесса не всегда начинается с одного-единственного электрона, их может вылетать несколько с разных мест. Поэтому таунсендовский пробой чаще всего диффузно охватывает весь объем промежутка. Этим он внешне отличается от искрового, когда между электродами прорастает тонкий проводящий канал – миниатюрная молния, а соседние участки, также находящиеся в поле, остаются неионизованными.

Условие Таунсенда (4.7) дает возможность определить пробивное напряжение разрядного промежутка с помощью кривых зависимости  $\alpha/p$  и  $\gamma$  от  $E/p$ . Сравнение вычисленного пробивного напряжения с экспериментально определенным свидетельствует о хорошем согласии теории с экспериментом для коротких разрядных промежутков при пониженных давлениях газа, где пробой происходит при напряжении меньшем или равном 10 кВ.

В модели Таунсенда поле в промежутке однородно и не искажается объемными зарядами, что верно только для разряда с очень маленьким током. Такой самостоятельный разряд известен как темный таунсендовский разряд. Описанный процесс пробоя также называют таунсендовским. В газах высокого давления (больше атмосферного) и при больших длинах промежутков реализуется другой механизм пробоя – стриммерный, или искровой, а возникающий в результате такого пробоя нестационарный разряд известен как искровой. Примером такого разряда является молния.

Таунсендовская теория искрового пробоя дает также возможность объяснить экспериментально наблюдаемую закономерность, известную как закон Пашена. Он заключается в следующем: если длина разрядного промежутка и давление газа изменяются так, что их произведение остается постоянным, то величина пробивного напряжения также остается постоянной.

Ионизационные коэффициенты  $\alpha$  и  $\gamma$  можно выразить как функции напряженности электрического поля и давления газа:

$$\frac{\alpha}{p} = F_1\left(\frac{E}{p}\right), \quad \gamma = F_2\left(\frac{E}{p}\right).$$

Подстановка этих функций в равенство (4.7) приводит к выражению

$$F_2\left(\frac{E}{p}\right) e^{pdF_1(E/p)} = 1. \quad (4.8)$$

Если обозначить  $E/d$  через  $U$ , где  $U$  – напряжение, прикладываемое к разрядному промежутку, электрическое поле в котором однородно, то формулу (4.8) можно переписать следующим образом:

$$F_2\left(\frac{U}{pd}\right) e^{pdF_1(U/pd)} = 1. \quad (4.9)$$

Из рисунка 4.2 видно, что для данного значения  $pd$  всегда имеется соответствующее значение  $U$  и, следовательно,

$$U = f(pd). \quad (4.10)$$

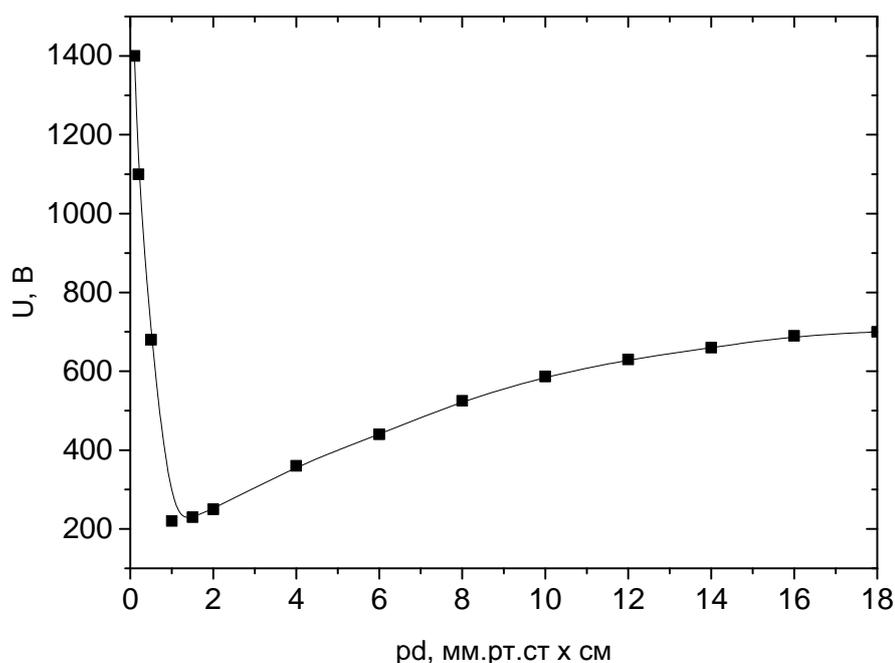


Рисунок 4.2 – Зависимость пробивного напряжения в водороде от значения  $pd$  для никелевого катода

Таким образом, результаты исследования пробоя при однородном электрическом поле в газах при различных давлениях могут быть представлены в виде кривых, связывающих пробивное напряжение с произведением длины разрядного промежутка на давление газа.

На рисунке 4.3 приведены типичные кривые зависимости пробивного напряжения от произведения давления газа на длину разрядного промежутка  $p_0d$  в нескольких газах, где  $p_0$  – давление газа, мм рт. ст., приведенное к 0 °С. Для каждого газа пробивное напряжение понижается с уменьшением  $p_0d$ , достигает минимума при значении  $p_0d$  порядка 1–10 мм рт. ст.·см, а затем возрастает.

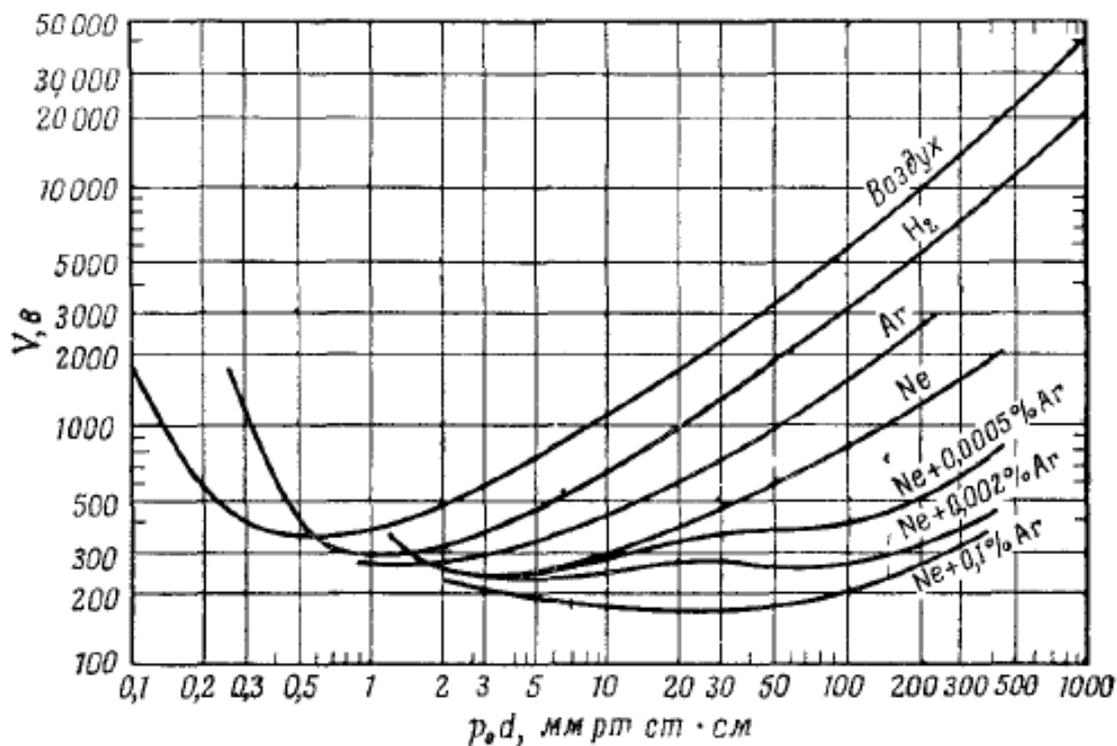


Рисунок 4.3 - Типичные кривые зависимости пробивного напряжения различных газов от  $p_0d$  для плоского промежутка

Как и следовало ожидать, кривые пробоя для различных газов отличаются друг от друга. Тот факт, что коэффициент  $\alpha$  входит в показатель степени экспоненты условия пробоя, означает, что он оказывает более сильное влияние на значение пробивного напряжения, чем  $\gamma$ .

## 4.1 Тлеющий разряд

Тлеющий разряд – это самоподдерживающийся разряд с холодным катодом, испускающим электроны в результате вторичной эмиссии, главным образом под действием положительных ионов. Его отличительным признаком является существование вблизи катода слоя определенной толщины с большим положительным объемным зарядом, сильным полем у поверхности и значительным падением потенциала 100–400 В (и более), которое называется катодным падением. Толщина слоя катодного падения обратно пропорциональна плотности (давлению) газа. Если межэлектродное расстояние достаточно велико, между катодным слоем и анодом образуется электронейтральная плазменная область, где поле относительно небольшое. Ее серединную однородную часть называют положительным столбом. От анода он отделяется анодным слоем. Положительный столб тлеющего разряда постоянного тока – наиболее ярко выраженный и распространенный пример слабоионизованной неравновесной плазмы, которая поддерживается электрическим полем. В отличие от катодного слоя, без которого тлеющий разряд существовать не может, положительный столб не является его неотъемлемой частью. Если в результате образования катодного слоя промежуток между электродами оказывается исчерпанным – столба нет. Но если не хватает расстояния на формирование катодного слоя, тлеющий разряд не загорается.

Для получения и исследования тлеющего разряда использовался классический прибор – разрядная трубка радиусом 1 см, длиной 10–100 см при давлениях  $10^{-2}$ – $10^2$  торр (рисунок 4.4). Характерные напряжения горения разряда 100–1000 В, ток разряда  $10^{-4}$ – $10^{-1}$  А.

Вид вольт-амперной характеристики для газоразрядной трубки представлена на рисунке 4.5.

Поскольку здесь нет специального внешнего ионизатора (внешняя ионизация создается только естественным радиоактивным излучением и космическими лучами), начальный участок характеристики несамостоятельного разряда (участок 0А на рисун-

ке 4.5) соответствует столь малым токам, что на графике его не удастся изобразить. Характеристика начинается сразу с участка АБ, соответствующего току насыщения и режиму газового усиления.

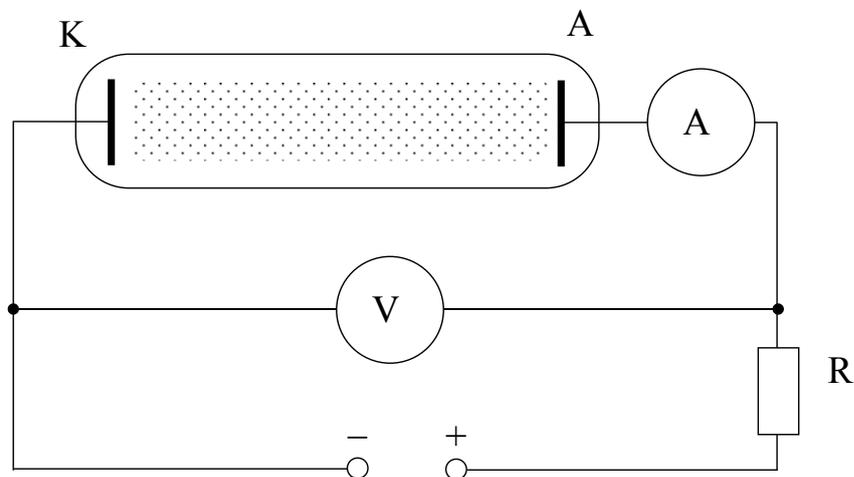


Рисунок 4.4 - Схема для изучения газового разряда в длинных трубках

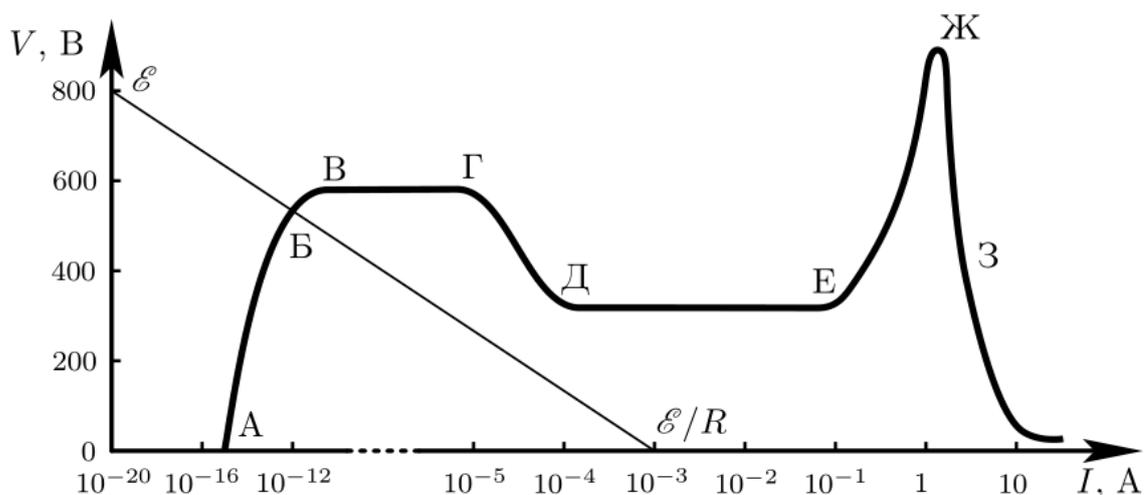


Рисунок 4.5 - Вольт-амперная характеристика разряда в неоне при давлении 1,3 мбар между плоскими медными электродами площадью  $10 \text{ см}^2$ , расположенными на расстоянии 50 см

В точке В происходит пробой и начинается самостоятельный разряд, который на всем горизонтальном участке характеристики ВГ соответствует темному таунсендовскому разряду. Участок характеристики ГДЕЖ соответствует тлеющему разряду, причем его падающая часть ГД называется поднормальным тлеющим разрядом, горизонтальная часть ДЕ – нормальным тлеющим разрядом

и остальная часть ЕЖ – аномальным тлеющим разрядом. Далее идет падающий участок ЖЗ, который можно получить при маленьких сопротивлениях и сильноточных источниках напряжения. Он соответствует переходу к дуговому разряду. Заметим, что при больших давлениях газа (атмосферном и больше) после пробоя сразу устанавливается дуговой разряд.

Как уже говорилось выше, отличительной характеристикой таунсендовского разряда является однородность поля по длине промежутка, что обусловлено малостью тока и отсутствием объемных зарядов. Однако при большом токе разряда поле перераспределяется после пробоя и почти полностью сосредоточивается у катода. Это вызвано образованием у катода положительного объемного заряда за счет ионного тока (электронный ток у катода мал по сравнению с ионным). Кроме того, остальная часть газового промежутка переходит в состояние с высокой электропроводностью – образуется так называемый положительный столб, замыкающий электрическую цепь. Таким образом, почти все приложенное поле сосредоточено у катода на участке, занятом объемным зарядом. Следовательно, на этом участке, называемом катодным слоем, падает почти все приложенное к электродам напряжение – так называемое катодное падение потенциала. Оно примерно равно минимальному напряжению пробоя для промежутка, длина которого равна толщине катодного слоя. Тем самым реализуются условия для самоподдержания разряда (критерий Таунсенда) при гораздо меньших напряжениях, чем при однородном поле на всей длине газового промежутка. Этот разряд, отличающийся от таунсендовского не только значительно бóльшим током, но и главным образом существенной неоднородностью приложенного поля – наличием катодного падения потенциала, и называется тлеющим разрядом.

На рисунке 4.6 представлена качественная картина тлеющего разряда в длинной стеклянной трубке, а также приведены зависимости основных величин, характеризующих разряд, от продольной координаты – это интенсивность свечения, потенциал и напряженность электрического поля, электронный и ионный токи, электронная и ионная плотности и полная плотность объемного заряда.

Видно, что разряд состоит из ряда чередующихся светлых и темных поперечных полос. Поскольку все процессы в разряде связаны со столкновениями электронов с атомами газа, расстояния от катода до этих полос определяются числом укладывающихся на них длин пробега электронов.

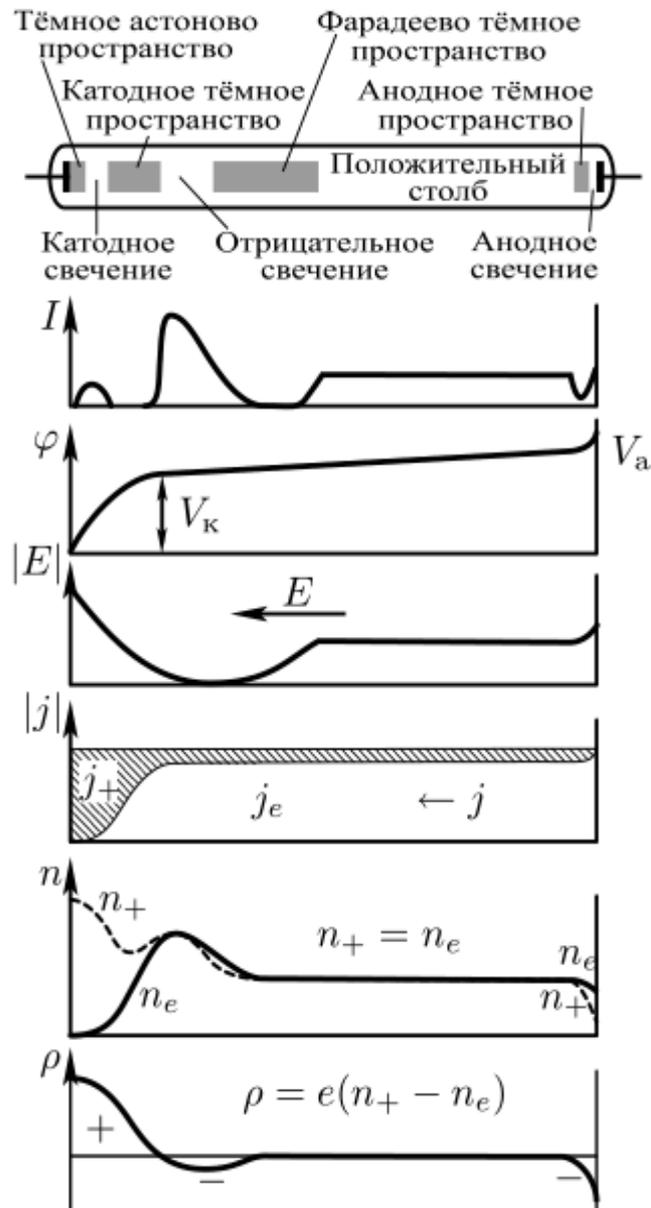


Рисунок 4.6 – Структура тлеющего разряда и распределение по длине основных характеризующих его величин

Поэтому характерные размеры полос увеличиваются с уменьшением давления. Непосредственно к катоду прилегает узкое астоново пространство, потом идет слой катодного свечения,

а затем – темное катодное пространство. Далее следует область отрицательного свечения, переходящая в темное фарадеево пространство. За ним начинается светящийся положительный столб, заканчивающийся у анода темным анодным пространством, переходящим на аноде в узкий слой анодного свечения.

Как правило, самой яркой бывает область отрицательного свечения, имеющего для воздуха голубоватый цвет, за что разряд и получил свое название – тлеющий. Положительный столб обычно менее яркий, чем отрицательное свечение, и имеет другой цвет. В гелии катодное свечение красное, отрицательное свечение зеленое, положительный столб красно-фиолетовый. В неоне соответственно – желтое, оранжевое, красный; в азоте – розовое, голубое, красный.

Качественно распределение свечения по длине разряда объясняется следующим образом. Электроны, выбиваемые из катода приходящими на него ионами, имеют энергию, недостаточную для возбуждения атомов. Поэтому слой у катода – темный (астоново пространство). Далее электроны набирают достаточную для возбуждения энергию и возникает первый светящийся слой – катодное свечение. Затем энергия электронов становится настолько большой, что они в основном ионизуют, а не возбуждают атомы – так образуется темное катодное пространство, в котором происходит основное размножение электронов и ионов. Рождающиеся ионы движутся к катоду, создавая большой положительный объемный заряд. В конце темного катодного пространства поля уже почти нет, оно перехвачено объемным зарядом, зато образовалось очень много движущихся к аноду сравнительно медленных электронов, которые снова возбуждают атомы. Так начинается область отрицательного свечения. Далее электроны растрачивают свою энергию (поле слабое) и возбуждение прекращается, а свечение переходит в темное фарадеево пространство.

В фарадеевом пространстве поле медленно нарастает до своего значения в положительном столбе, который можно рассматривать просто как участок омического проводника с электронной проводимостью. Поскольку здесь непрерывно возникают столкновения электронов с атомами, происходит их возбуждение и поло-

жительный столб испускает свечение. У анода ионов нет, электроны образуют отрицательный объемный заряд, создается небольшое анодное падение потенциала, в котором электроны набирают энергию и вызывают анодное свечение. Все зависимости, показанные на рисунке 4.6, подтверждают приведенное объяснение. Самым важным здесь является наличие зоны положительного объемного заряда и области сильного электрического поля у катода. Это и есть катодный слой, он простирается от катода до начала области отрицательного свечения. Как говорилось выше, катодный слой – самая важная часть тлеющего разряда, без него разряд существовать не может. Толщина катодного слоя и величина катодного падения потенциала автоматически устанавливаются таким образом, чтобы выполнялись критерии самоподдержания разряда при минимуме затрат энергии – это минимальное для такого размера напряжение, примерно равное минимальному напряжению зажигания по кривой Пашена. Следовательно, на создание одной электронно-ионной пары затрачивается минимальная энергия, равная так называемой константе Столетова.

Особым свойством самоорганизации обладает нормальный тлеющий разряд, то есть разряд, напряжение на котором при возрастании тока практически не меняется (горизонтальный участок ВАХ на рисунке 4.5). В нем ток может возрастать только за счет увеличения площади катодного пятна, а плотность тока остается неизменной. Качественно это можно объяснить так: поскольку напряжение на катодном слое и его толщина задаются условием минимума на кривой Пашена, они почти не меняются при заданном давлении газа. Следовательно, должна оставаться постоянной и плотность тока. При полном заполнении катода дальнейшее увеличение тока будет возможно только за счет повышения интенсивности ионизации газа, что выполнимо только при повышении напряжения. Разряд при этом переходит в режим аномального тлеющего разряда (рисунок 4.5, участок ЕЖ). В аномальном разряде плотность тока выше, чем в нормальном. Как это можно видеть на нижней кривой рисунка 4.6, описывающей распределение объемного заряда, между катодным слоем и анодом образуется длинная (если трубка длинная) электронейтральная область,

большая часть которой называется положительным столбом. На рисунке 4.6 также видно, что в положительном столбе плотность электронов равна плотности ионов, ток в основном переносится электронами, а вызывающее ток электрическое поле однородно по длине, как это бывает в обычном омическом проводнике. В соответствии со сказанным выше такое состояние газа называется плазмой. Положительный столб тлеющего газового разряда представляет собой пример низкотемпературной слабоионизированной неравновесной плазмы, поддерживаемой электрическим полем.

Состояние плазмы в положительном столбе совершенно не зависит от процессов в приэлектродных областях, а определяется только процессами внутри него. Рождение и гибель электронов проходят на фоне их дрейфового движения от катода к аноду. Потери электронов в столбе (за счет диффузии к стенкам трубки, а также рекомбинации в объеме) должны компенсироваться ионизацией. И все-таки большая часть электронов, достигающих анода, поступает в столб извне (из катодного слоя), как это происходит при токе через обычный проводник.

В нормальном тлеющем разряде, когда потери электронов обусловлены диффузией, ВАХ положительного столба может быть падающей. В этом случае падающей будет и ВАХ всего разряда, что подтверждает эксперимент: при увеличении тока напряжение на разрядном промежутке не остается постоянным, как это должно быть для нормального тлеющего разряда, а уменьшается. Это объясняется нагревом газа. В центральной области газ нагревается сильнее, его концентрация понижается, длина пробега электронов возрастает и они получают возможность набирать энергию, необходимую для ионизации, при меньшем поле, чем до нагрева. Следовательно, напряжение, необходимое для поддержания такого тока, понижается. Случайные локальные перегревы, а также другие процессы, приводящие к появлению отрицательного дифференциального сопротивления, могут быть причиной развития различных неустойчивостей. Механизм типа описанного выше может вызвать стягивание разряда в токовый шнур (контракция). Этим объясняется переход аномального разряда в дуговой: катодное пятно уменьшается настолько, что катод в этом месте накаляется и начинается термоэмиссия. Другие неустойчи-

ности ведут к образованию в положительном столбе поперечных слоев, или страт, которые, как правило, движутся в продольном направлении.

## 4.2 Разряд с полым катодом

Полым катодом называется катод, рабочая поверхность которого имеет отрицательную кривизну или состоит из отдельных поверхностей (включая и плоские), ограничивающих часть пространства газоразрядного прибора и создающих полость. В качестве полых катодов часто используются трубки круглого или прямоугольного сечения, а также две плоские параллельные друг другу пластины любой формы, имеющие электрическое соединение (рисунок 4.7).

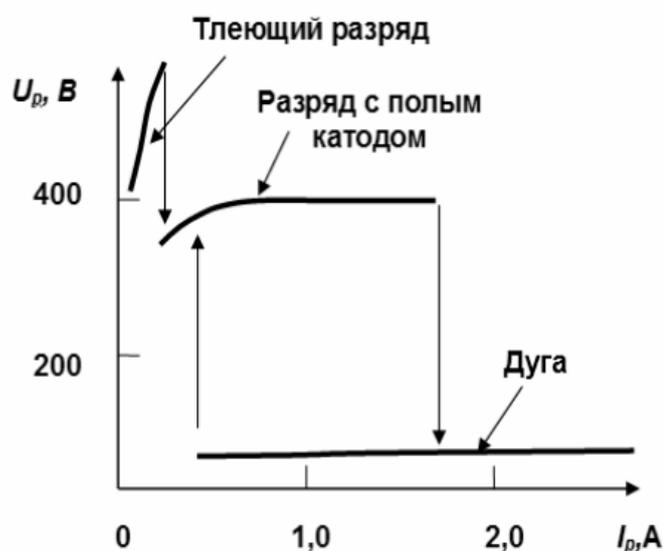


Рисунок 4.7 - Вольт-амперная характеристика разряда с полым катодом в различных областях его существования

Электроны производят эффективную ионизацию за счет осцилляций между катодными падениями потенциала противоположных стенок полости (электростатическое удержание), при этом характерный размер катодной полости должен быть меньше длины свободного пробега электронов. В разряде с полым катодом происходит резкое падение напряжения горения разряда и увеличение его тока.

Концентрация плазмы в таком разряде может составлять  $10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а температура несколько электрон-вольт. Для разряда с полым катодом оптимальной считается полость, длина которой превышает ее диаметр в 7–10 раз. Разряды с электростатическим удержанием электронов позволяют создать эффективные источники низкотемпературной плазмы большой площади для обработки деталей больших размеров.

Эффект полого катода наблюдается и в микрополостях вплоть до атмосферного давления.

Другим разрядом типа тлеющего является пеннинговский разряд, который в классической конфигурации имеет два катода и расположенный между ними полый анод (рисунок 4.8), помещенные в продольное магнитное поле с величиной индукции  $0,05 < B < 0,2$  Тл. Напряжение на аноде обычно составляет  $0,5 < U < 5$  кВ.

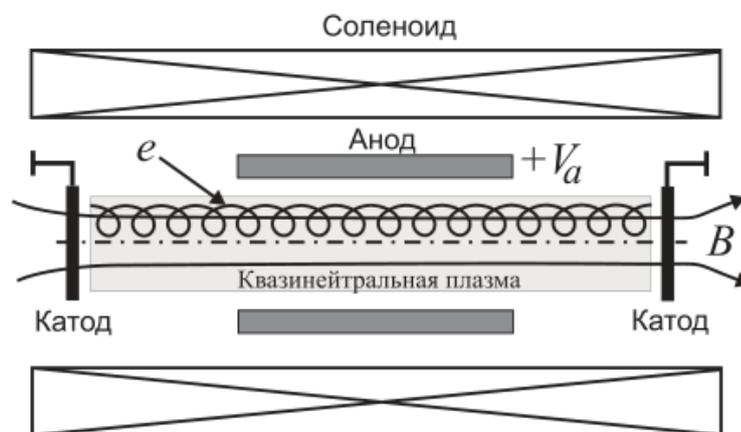


Рисунок 4.8 - Геометрия классического пеннинговского разряда с однородным магнитным полем и электростатическим захватом электронов

Давление газа в источнике составляет  $10^{-6} < p < 10^{-2}$  торр, и длина ионизационного пробега электронов значительно больше длины разряда. Однако вследствие замагниченности они циркулируют в зоне разряда, отражаясь от катодов, и эффективно ионизуют разреженный газ. Благодаря этому пеннинговский разряд горит при существенно более низких давлениях, чем другие самостоятельные разряды. Магнитное поле в источнике достаточно велико, чтобы удерживать ионы, поэтому на его основе работают пеннин-

говские ионные источники, используемые обычно в ускорительной технике.

Имеется большое разнообразие практических конфигураций пеннинговского разряда. Как анод, так и катоды могут изготавливаться в виде колец, что позволяет прокачивать вдоль трубки газ или извлекать из нее ионы. Магнитное поле может быть сформировано в конфигурации ловушки с магнитными зеркалами (называемой в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу «пробкотрон»). Существует вариант пеннинговского разряда, зажигаемого между двумя катодами, помещенными в длинном коробчатом аноде с прямоугольным отверстием в широкой боковой стенке, через которое с помощью системы внешних электродов экстрагируется ионный пучок большой апертуры.

Среди других видов плазменных источников упомянем еще магнетронный плазменный источник. Одна из возможных конфигураций магнетронного источника показана на рисунке 4.9.

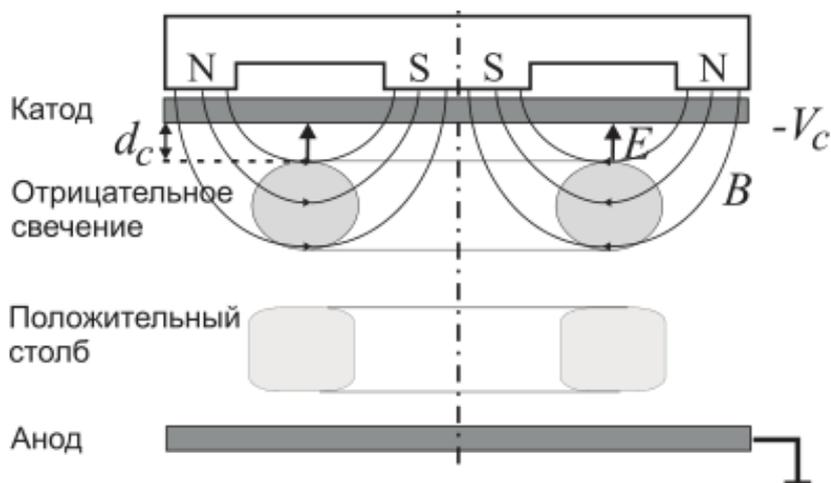


Рисунок 4.9 - Плазма тлеющего разряда в магнетроне с параллельными электродами

Если между параллельными пластинами приложить несколько сотен вольт, то формируется тлеющий разряд с плазмой отрицательного свечения, захваченной в магнитной ловушке, которая расположена в кольцевой зоне над катодом между полюсами магнита. Между отрицательным свечением и анодом образуется также кольцевой положительный столб, однако он может быть практически темным. Магнитное поле достаточно слабое и удерживает

только электроны. Поскольку между отрицательным свечением и катодом возникает сильное электрическое поле, то ионы ускоряются катодным падением в сторону катода, где помещается обрабатываемый образец.

### 4.3 Дуговые разряды

Электрической дугой называют установившийся (или почти установившийся) разряд, который характеризуется низким катодным падением потенциала и высокой плотностью тока на катоде ( $j_k > 10^2$  А/см<sup>2</sup>).

Катоды различают по типу:

- а) подогревные;
- б) горячие;
- в) холодные;
- г) угольные,

а также по давлению:

- а) низкого давления ( $p \leq 10^{-3}$ –1 атм);
- б) высокого ( $p = 1$ –5 атм);
- в) сверхвысокого ( $p > 10$  атм).

В дуговом разряде можно различить: 1) прикатодный слой – тонкий, падение напряжения порядка потенциала ионизации (бывает даже меньше) атомов газа; 2) положительный столб, состояние и поведение плазмы в котором определяется балансом энергии (температуры ионов  $T_i$  и электронов  $T_e$  в центральной части столба равны); 3) анодный слой, тоже тонкий и с малым падением напряжения на нем.

Дуговой разряд – это общее название сильноточных разрядов с низким катодным падением напряжения. При повышении тока в аномальном тлеющем разряде происходит разогрев катода и начинается термоэлектронная эмиссия. Для поддержания тока в разряде уже не требуется столь высокого напряжения, и напряжение на промежутке падает. В результате возникает некоторый промежуточный тип разряда. При дальнейшем росте тока необходимость во вторичной ионно-электронной эмиссии отпадает вообще,

напряжение уменьшается до значений порядка 10–20 В и менее, а разряд переходит в чисто дуговой. Механизмами вторичной эмиссии при этом могут быть термоэлектронная, автоэлектронная или термоавтоэлектронная.

Если рассматривать переход от тлеющего разряда к дуговому, то по мере роста тока нагрев катода становится весьма сильным. При этом в силу естественной неоднородности и различных условий охлаждения отдельных участков катода один из участков разогревается сильнее других и начинает эмитировать значительное количество электронов. Увеличение эмиссии с данного участка приводит к образованию более интенсивной местной лавины и росту числа ионов, бомбардирующих данный участок. В результате разряд стягивается на катоде в пятно очень малых размеров (катодное пятно), причем преобладающим механизмом эмиссии становится термоэлектронная эмиссия. В трубке устанавливается самостоятельный дуговой разряд, распределение потенциала в котором показано на рисунке 4.10.

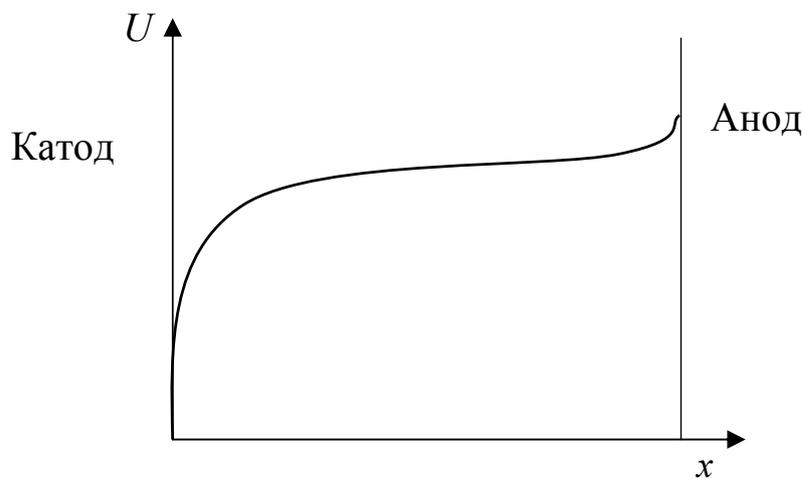


Рисунок 4.10 – Распределение потенциала в дуговом разряде

Непосредственно перед катодом имеется участок катодного падения потенциала. Ширина его при дуговом разряде соизмерима со средней длиной свободного пробега электрона. Величина катодного падения потенциала в дуговом разряде много меньше, чем в тлеющем. Она примерно равна потенциалу ионизации газа, которым наполнен прибор.

Возможность горения разряда при таком малом  $U_k$  обусловлена тем, что, во-первых, уменьшение протяженности области катодного падения способствует поддержанию около катода значительного падения потенциала, во-вторых, для поддержания высокой температуры пятна важна не энергия каждого иона в отдельности, а суммарная энергия всех ионов, приходящих на катод. Плотность энергии оказывается большой, так как ток дугового разряда велик.

Вместе с тем катодное падение потенциала не может быть меньше потенциала ионизации наполняющего газа, поскольку разгоняемые этим катодным падением электроны должны интенсивно ионизировать газ. Столб дугового разряда, примыкающий к участку катодного падения потенциала, качественно аналогичен столбу тлеющего разряда. Количественные отличия связаны с тем, что плотность тока в дуге значительно больше, чем в тлеющем разряде. В прианодном участке в зависимости от размеров, формы, материала анода и т. д. может наблюдаться как некоторое увеличение потенциала, так и его уменьшение.

### 4.3.1 Типы дуговых разрядов

Кроме общего деления дуг на термические и нетермические, можно ввести более детальную классификацию по типу эмиссии с катода, давлению окружающего газа и другим параметрам.

Основные типы дуговых разрядов:

– разряд с горячим эмиссионным катодом из тугоплавкого материала (катод нагрет примерно до 3000 °С, плотность тока  $j_c = 10^2 - 10^4$  А/см<sup>2</sup>, катодная область большого размера занимает на катоде постоянное место);

– несамостоятельный разряд с внешним накалом катода (используется в приборах низкого давления);

– разряд с холодным катодом и перемещающимися катодными пятнами (эмиссия происходит из маленьких постоянно перемещающихся катодных пятен с плотностью тока  $j_c = 10^4 - 10^7$  А /см<sup>2</sup>);

– вакуумная дуга, горящая в парах, поступающих из катодных пятен на металлическом электроде;

– дуга низкого давления ( $p = 10^{-3} - 1$  торр, плазма сильно неравновесная как в тлеющем разряде,  $T_e \gg T$ , но  $T$  выше, чем в тлеющем разряде);

– дуга высокого давления ( $p = 0,1 - 0,5$  атм, положительный столб является классическим образцом плотной низкотемпературной равновесной плазмы с температурой 0,5–1,0 эВ и выше);

– дуга сверхвысокого давления ( $p > 10$ , до 80–90 % энергии может переходить в световое излучение, разряды в ксеноне и парах ртути используются в качестве источников света).

Это неполное перечисление показывает, насколько разнообразными могут быть дуговые разряды. Естественно, что практические устройства, в которых используется дуговой разряд, конструктивно значительно отличаются от устройств с тлеющим разрядом, поэтому зажигание дуги происходит обычно не путем «перемещения по вольт-амперной характеристике» (см. рисунок 4.5), а другими способами. Одним из таких (хорошо известных всем из наблюдений за электросваркой) способов является контактный, когда старт дугового разряда обеспечивается кратковременным касанием и размыканием электродов. Зажигание разряда происходит в образующихся при замыкании электрода легкоионизируемых парах. Другой способ зажигания дуги – импульсная подача высокого напряжения на промежуток или на вспомогательный электрод. Возможны и иные способы зажигания дуги.

### 4.3.2 Дуги с подогревным катодом

Дуги с подогревным катодом – это несамостоятельные разряды, используются в основном как выпрямители, управляемые включением-выключением разрядного напряжения (газотроны) или изменением фазового сдвига напряжений анода (или катода) и сетки (тиратроны). В дуге катодный слой только ускоряет электроны термоэмиссии настолько, чтобы они поддерживали нужную ионизацию газа. Образующаяся плазма как бы приближает анод

к катоду, так что ограничения тока объемным зарядом («закон  $3/2$ » для вакуумного промежутка) в дуге нет. В результате при напряжении между анодом и катодом 10–20 В ток на порядки больше, чем был бы в вакууме.

### 4.3.3 Дуги с горячими катодами

Дуги с горячими катодами очень распространены. Они бывают с токами от десятков миллиампер (лампы дневного света) до мегаампер (в электролитических ваннах для получения алюминия и магния). Ускоренные непосредственно вблизи катода термоэмиссионные электроны в прикатодной области создают ион-электронные пары. Ионы ускоряются к катоду, поддерживая его высокую температуру, и «производят» 2–9 термоэмиссионных электронов на один ион. Производство электронов ионами на катоде через поддержание термоэмиссии энергетически значительно выгоднее, чем прямая ионно-электронная эмиссия (как в тлеющем разряде), но возможно только при большой плотности тока. Катодом обычно служит или высокотемпературный металл (часто вольфрам), или расплав металла (ванны при производстве Al, Mo). Несмотря на низкое падение потенциала, электрическое поле около катода в дуге большое, так как плазма поджимает прикатодный слой к поверхности катода. Так, для плотностей тока  $I = 10^3$  А/см<sup>2</sup> ток термоэмиссии возрастает за счет эффекта Шоттки примерно в 3 раза ( $E \geq 10^6$  В/см).

Однако токи в  $10^8$  А/см<sup>2</sup> объяснить термоэлектронной и автоэлектронной эмиссией катода невозможно, приходится делать предположения о взрывной эмиссии микроострий и о расплавлении поверхности катода, а также выбросе расплавленного металла в разрядный промежуток с последующей его ионизацией.

## 4.4 Искровой разряд

Искровой разряд, в отличие от других видов разряда, является прерывистым даже при пользовании источником постоянного напряжения. По внешнему виду искровой разряд представляет собой

пучок ярких зигзагообразных полос, постоянно сменяющих одна другую. Светящиеся полосы – искровые каналы – распространяются от обоих электродов. Разрядный промежуток в случае искры неоднороден, поэтому количественное исследование процессов в искровом разряде является затруднительным. Одним из основных методов исследования искрового разряда является фотографирование.

Потенциал зажигания искрового разряда достаточно высок. Однако при пробое промежутка его сопротивление уменьшается и через промежуток проходит значительный ток. При этом, если мощности источника оказывается недостаточно, разряд гаснет. Затем напряжение на разрядном промежутке снова возрастает и разряд вновь может зажечься. Такой процесс носит название релаксационных колебаний разряда.

Если разрядный промежуток имеет большую емкость, каналы искры ярко светятся и производят впечатление широких полос – это конденсированный искровой разряд.

Если между электродами находится какое-нибудь препятствие, то искра пробивает его, образуя более или менее узкое отверстие. Установлено, что температура газа в канале искры может возрастать до очень больших значений (10000–12000 К). Образование областей высокого давления и их передвижение в газе носят взрывной характер и сопровождаются звуковыми эффектами: это может быть слабое потрескивание (при незначительных избыточных давлениях) или гром.

Особым видом искрового разряда является скользящий разряд, возникающий вдоль поверхности раздела какого-либо твердого диэлектрика и газа вокруг металлического электрода (острия), касающегося этой поверхности. Если в качестве диэлектрика использовать фотопластинку, то можно сделать эту картину видимой для глаза. Очертания, получаемые при помощи искрового разряда на поверхности диэлектрика, называют фигурами Лихтенберга. Эти фигуры могут служить для установления полярности разряда и определения высокого напряжения, так как максимальное напряжение разрядного импульса прямо пропорционально радиусу поверхности, которую занимает фигура. На таком принципе

основаны приборы для измерения очень высоких напряжений – клинодографы. Если расстояние между электродами мало, то искровой разряд сопровождается разрушением анода – эрозией. Данный эффект используется для точечной сварки и резки металлов.

Опыты показали, что при значениях  $pd < 200$  напряжение зажигания искрового разряда отличается от рассчитанного по теории Таунсенда – Роговского. При изучении искрового разряда были установлены два основных расхождения между теорией и практикой:

1) напряжение зажигания искрового разряда при атмосферных давлениях не зависит от материала катода. В теории лавин природа катода играет важную роль в процессе пробоя;

2) искра характеризуется прерывистым и нерегулярным характером, а теория лавин пригодна только для описания стационарных процессов в однородной сплошной среде.

На основе многочисленных наблюдений за искровым разрядом Мик и независимо от него Петер в 1940 году выдвинули новую теорию искрового разряда, которая в дальнейшем получила название стримерной.

Стример – это область газа с высокой степенью ионизации, распространяющаяся в направлении катода (положительный стример) или в направлении анода (отрицательный стример). Стримерная теория представляет собой теорию однолавинового пробоя. Согласно этой теории между электродами проходит лавина электронов. После прохождения лавина электроны попадают на анод, а положительные ионы, имея значительно меньшие скорости, образуют конусообразное ионизированное пространство. Плотность ионов в этом пространстве недостаточна для пробоя. Однако под действием фотоэлектронов возникают дополнительные лавины. Эти лавины будут двигаться к стволу главной лавины, если поле ее пространственного заряда соизмеримо с приложенным напряжением. Таким образом пространственный заряд непрерывно увеличивается и процесс развивается как самораспространяющийся стример. Когда напряжение, приложенное к разрядному промежутку, превышает минимальное пробивное значе-

ние, поле пространственного заряда, образованное лавиной, будет соизмеримо с величиной внешнего поля еще до того, как лавина достигнет анода. В этом случае стримеры возникают в середине промежутка. В результате для возникновения стримера необходимо соблюдение двух основных условий:

1) поле лавины и поле, созданное приложенным к электродам напряжением, должны находиться в определенном соотношении;

2) фронт лавины должен излучать достаточное количество фотонов для поддержания и развития стримера.

При большой мощности источника искровой разряд переходит в дуговой.

К искровым разрядам относится и молния. В этом случае одним электродом является облако, а другим – земля. Напряжение в молнии достигает миллионов вольт, а ток – сотен килоампер. Переносимый молнией заряд обычно составляет 10–30 кулон, а в отдельных случаях 300 кулон.

При подготовке раздела использовались классические учебники по вакуумной и плазменной электронике [1, 2, 4, 8, 19].

## 5 ОБЩИЕ СВОЙСТВА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

### 5.1 Параметры плазмы

**Плазма** – это одно из четырех классических агрегатных состояний вещества. К настоящему моменту определим **плазму** как частично или полностью ионизованный газ, который содержит свободные электроны, положительные и отрицательные ионы, а также может включать нейтральные компоненты (атомы и молекулы). В более широком смысле плазма представляет собой квазинейтральную систему, которая содержит заряженные и, возможно, нейтральные свободные частицы. Понятие «квазинейтральный» означает почти нейтральный. Условие квазинейтральности означает, во-первых, малый суммарный заряд плазмы по сравнению с суммой зарядов одного знака; во-вторых, подразумевается электрическая нейтральность плазмы в среднем, в достаточно больших объемах или за достаточно большие промежутки времени. Нарушение квазинейтральности ведет к появлению сильных электрических полей пространственных зарядов, которые тут же восстанавливают квазинейтральность.

Наиболее важными параметрами (характеристиками) плазмы являются ее плотность (концентрация) и температура. Различают три вида плотности: электронную плотность  $n_e$ , ионную плотность  $n_i$  и плотность нейтральных частиц (атомов и/или молекул)  $n_n$ . Обычно плотность измеряют числом частиц в объеме  $1 \text{ см}^3$  или  $1 \text{ м}^3$ . Средние энергии различных типов частиц, из которых состоит плазма, могут отличаться. Следовательно, плазму нельзя охарактеризовать одним значением температуры  $T$ , поэтому различают электронную температуру  $T_e$ , ионную температуру  $T_i$  (или ионные температуры, если в плазме имеются ионы нескольких сортов) и температуру нейтральных частиц  $T_n$ . Если температуры всех компонентов одинаковы, то плазма называется *изотермической*, если температуры компонентов отличаются одна от другой, то плазма называется *неизотермической*.

### 5.1.1 Дебаевский радиус

Рассмотрим среду, содержащую однозарядные ионы и электроны. Равенство их концентраций, или квазинейтральность, является основным свойством плазмы. Поэтому допустим, что в каждой точке пространства концентрации ионов и электронов приблизительно одинаковы ( $n_{e0} = n_{i0} = n_0$ ). В качестве точки отсчета будем рассматривать положительно заряженный ион, который в плазме окружен заряженными частицами обоих знаков. Этот ион, обладая зарядом, создает вокруг себя поле, которое притягивает электроны и отталкивает ионы. Рассмотрим сферически симметричное приближение, когда в трехмерном пространстве, определяемом полярной системой координат, все параметры системы зависят только от радиуса  $r$  и не зависят от направлений  $\theta$  и  $\varphi$ . Тогда в предположении о больцмановском распределении концентрации заряженных частиц в силовом поле положительного иона, количество ионов и электронов в единице объема в поле рассматриваемого иона определится из соотношений

$$n_i = n_0 \exp\left(\frac{-eU(r)}{kT_i}\right), \quad (5.1)$$

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{-eU(r)}{kT_e}\right), \quad (5.2)$$

где  $n_0$  – концентрация заряженных частиц в области, не возмущенной полем выбранного иона;  $U(r)$  – радиальное распределение потенциала электрического поля в окрестности выбранного иона.

Определим вид зависимости  $U(r)$ , используя уравнение Пуассона для сферически симметричного случая:

$$\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dU(r)}{dr} = \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0}, \quad (5.3)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная.

Найдем решение уравнения (5.3) в области, близкой к выбранному иону, для условий  $eU(r) \ll kT_i$  и  $eU(r) \ll kT_e$ . Разложим в ряд экспоненциальные множители в соотношениях (5.1) и

(5.2) по малому параметру и ограничимся первыми двумя слагаемыми разложения ( $\exp(x) = 1 + x$ ,  $\exp(-x) = 1 - x$ ), в результате получим

$$\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dU(r)}{dr} = \frac{e^2 n_0}{k\varepsilon_0} \left( \frac{1}{T_e} - \frac{1}{T_i} \right) U(r). \quad (5.4)$$

Решение уравнения (5.4) можно представить в следующем виде:

$$U(r) = \frac{\varphi(r)}{r}. \quad (5.5)$$

Подставим равенство (5.5) в уравнение (5.4):

$$\frac{d^2\varphi(r)}{dr^2} + \frac{\varphi(r)}{r_d^2} = 0, \quad (5.6)$$

где

$$r_d = \sqrt{\frac{k\varepsilon_0 T_e T_i}{e^2 (n_{e0} T_e + n_{i0} T_i)}} = \sqrt{\frac{k\varepsilon_0 T_e T_i}{e^2 n_0 (T_e + T_i)}}. \quad (5.7)$$

Решение уравнения (5.6) имеет следующий вид:

$$\varphi(r) = A \exp\left(\frac{-r}{r_d}\right) + B \exp\left(\frac{r}{r_d}\right). \quad (5.8)$$

В выражении (5.8) второе слагаемое не имеет физического смысла, тогда для  $U(r)$  можно записать:

$$U(r) = \frac{A}{r} \exp\left(\frac{-r}{r_d}\right). \quad (5.9)$$

Из полученного соотношения (5.9) видно, что в результате экранировки рассматриваемого иона другими заряженными частицами потенциал его поля спадает по мере удаления гораздо сильнее, чем в случае одиночного заряда в вакууме, где согласно законам электростатики  $U(r) = C/r$  (рисунок 5.1).

Расстояние  $r_d$ , определяемое выражением (5.7), получило название **радиуса Дебая** (или **дебаевская длина**). Полагают, что при  $r > r_d$  поля каждого из зарядов в плазме спадают до пренеб-

режимом малого значения. На расстояниях, больших радиуса Дебая, полями каждой из частиц, а следовательно, и взаимодействиями между ними можно пренебречь и ионизированную среду допускается рассматривать как некоторую однородную систему, которая обладает присущими только ей свойствами и в которой не проявляются свойства отдельных компонентов этой среды.

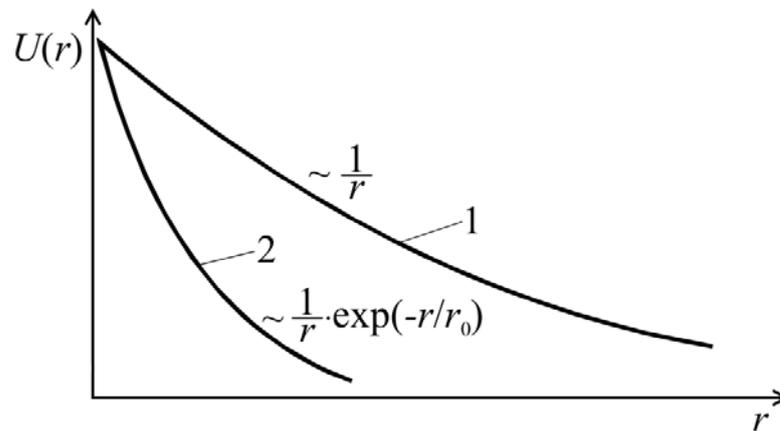


Рисунок 5.1 – Зависимости распределения потенциала  $U(r)$  поля положительного иона в вакууме (1) и в плазме (2)

Таким образом, **радиус Дебая** – это пространственный масштаб, на котором электрическое поле эффективно компенсируется плазмой. Вне сферы с радиусом Дебая электрическое поле экранируется в результате поляризации окружающей среды. Поэтому данное явление называют еще экранировкой Дебая, а радиус Дебая – *длиной экранирования*. Радиус Дебая является верхним пределом микроскопического взаимодействия заряженных частиц. Данный параметр плазмы является фундаментальным и используется практически во всех разделах физики плазмы. Он особенно важен при рассмотрении формирования пучка заряженных частиц с помощью последовательности заряженных сеток (или перфорированных электродов), которые создают электрическое поле, приложенное к плазме снаружи (ускоряющий электрод – экстрактор). Та часть плазмы, которая экранирует приложенное внешнее поле, называется плазменной оболочкой. Внутри этой оболочки электрическое поле не равно нулю и плазма не является электронейтральной. Считается, что вне плазменной оболочки плазма, по существу, не возмущена внешним полем (рисунок 5.2).

Таким образом, плазма представляет собой совокупность свободно движущихся заряженных частиц, дебаевская длина которой много меньше характерных размеров пространства, занимаемого этой совокупностью частиц. Данное определение плазмы принадлежит основателю физики плазмы как науки, знаменитому английскому ученому Ленгмюру.

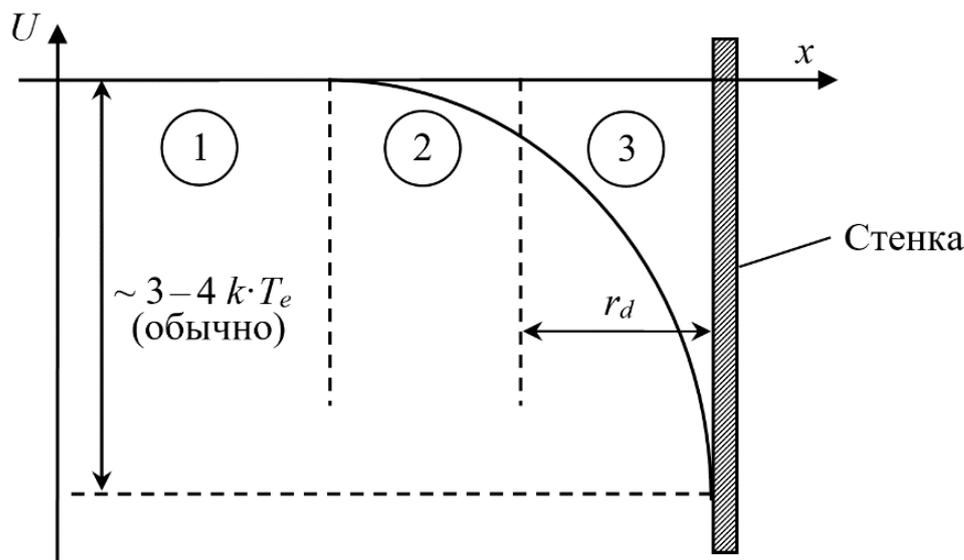


Рисунок 5.2 – Схематическое представление плазменной оболочки: 1 – нейтральная плазма; 2 – переходная область; 3 – оболочка

В сильно неизотермической плазме, когда температура электронов в ней много больше температуры ионов ( $T_e \gg T_i$ ), выражение для радиуса Дебая сводится к следующему виду:

$$r_d = \sqrt{\frac{k\varepsilon_0 T_i}{e^2 n}}. \quad (5.10)$$

Из выражения (5.10) следует, что величина радиуса Дебая  $r_d$  определяется концентрацией и температурой более холодных ионов, т. е. наиболее медленным компонентом в плазме. По аналогии с выражением (5.10) также вводится понятие радиуса Дебая для электронов в плазме:

$$r_{de} = \sqrt{\frac{k\varepsilon_0 T_e}{e^2 n}}. \quad (5.11)$$

В общем случае дебаевский радиус плазмы в целом ( $r_D$ ) складывается из дебаевских радиусов ( $r_{dx}$ ) компонентов плазмы по закону

$$r_D = \left( \sum r_{dx}^{-2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad r_{dx} = \sqrt{\frac{k\varepsilon_0 T_x}{Z_x^2 e^2 n_{x0}}}, \quad (5.12)$$

где  $T_x$ ,  $n_{x0}$  и  $Z_x$  – температура, концентрация и зарядность компонента плазмы; индекс  $x$  – «переменный» компонент плазмы.

### 5.1.2 Плазменный параметр

Дебаевское экранирование имеет место только в том случае, когда в заряженном облаке находится достаточно много частиц. Очевидно, если слой состоит только из одной или двух частиц, то дебаевское экранирование нельзя считать статистически правильным понятием.

Свойства плазмы во многом определяются числом частиц  $N_d$ , которые находятся в дебаевской сфере с радиусом  $r_d$ :

$$N_d = \frac{4}{3} \pi n r_d^3. \quad (5.13)$$

Для того чтобы плазма имела коллективные свойства, должно выполняться условие

$$N_d \gg 1. \quad (5.14)$$

Для характеристики плазмы вводят **параметр идеальности плазмы**:

$$q = \frac{1}{n r_d^3}. \quad (5.15)$$

Если величина параметра  $q \ll 1$ , то плазма считается идеальной, поскольку для этого случая средняя тепловая (кинетическая) энергия много больше средней энергии кулоновского взаимодействия.

### 5.1.3 Плазменная частота

Величина радиуса Дебая была определена в предположении, что концентрации ионов и электронов одинаковы в области, не возмущенной единичным зарядом. Зададимся вопросами: чем обусловлена зарядовая нейтральность плазмы и насколько она может быть не «нейтральной»? Ответ на первый вопрос, по-видимому, прост – равенство концентраций положительно и отрицательно заряженных частиц в плазме обусловлено взаимным притяжением частиц. Для ответа на второй вопрос предположим, что концентрация заряженных частиц одного знака отличается от концентрации частиц другого знака на 0,1 %. При обычной для газового разряда низкого давления концентрации плазмы порядка  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  плотность нескомпенсированного заряда при такой степени раскомпенсации должна составить величину  $10^7 \text{ см}^{-3}$ .

Оценим величину напряженности электрического поля и разность потенциалов, которая может возникнуть в плазме при такой степени раскомпенсации. Для этого воспользуемся уравнением Пуассона, которое для одномерного случая запишется в виде

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} = \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0}. \quad (5.16)$$

Решение данного уравнения для характерного размера плазменного образования около 10 см дает величину напряженности поля на краю порядка  $10^4 \text{ В/м}$  при разности потенциала 1000 В. Если учесть, что тепловая энергия наиболее энергетичных электронов в низкотемпературной плазме не превышает в энергетических единицах 10 эВ, то очевидно, что даже такая малая степень раскомпенсации невозможна, поскольку возникающее при разделении зарядов поле не позволит осуществить такое разделение. Очевидно, что разделение зарядов в принципе возможно лишь на расстояниях, сравнимых с радиусом Дебая. При этом, конечно же, возникающая в области расхождения зарядов разность потенциалов не должна значительно превышать величину  $kT_e/e$ , определяющую среднюю энергию электронов.

В плазме заряженные частицы разных знаков в результате взаимного притяжения находятся рядом, обуславливая общую зарядовую нейтральность плазмы. Однако их положение из-за наличия у частиц энергии хаотического движения не остается постоянным. Электроны в плазме, обладая большей подвижностью, стремятся удалиться от ионов, но возникающее при отклонении электронов электрическое поле стремится вернуть их в исходное положение. Поскольку при прохождении электронами исходной точки с нулевой напряженностью электрического поля их скорость не равна нулю, то электроны продолжают двигаться в противоположном направлении до тех пор, пока не будут снова остановлены возникающим при их отклонении полем. Очевидно, что в такой ситуации возникают колебания электронов. Ионы также, хотя и гораздо медленнее, совершают колебания. Из-за взаимных колебаний заряженных частиц, которые, по сути, представляют собой собственные колебания, в каждый выбранный момент времени не сохраняется нейтральность плазмы в любой точке плазменного образования, однако в целом плазма, конечно, обладает нулевым общим зарядом. Поэтому при рассмотрении процессов нейтрализации плазмы используется термин «квазинейтральность», под которым подразумевается общая нейтральность плазмы при ее локальном нарушении в результате колебаний заряженных частиц.

Не вызывает сомнения предположение, что величина смещения электронов или ионов по порядку величины совпадает со значением радиуса Дебая. Определим частоты собственных колебаний электронов и ионов. Для определения частоты собственных колебаний электронов в плазме воспользуемся системой уравнений, включающей в себя уравнение Пуассона, уравнение движения электрона, а также уравнение непрерывности (закон сохранения заряда):

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{en}{\epsilon_0}, \quad (5.17)$$

$$\frac{m_e dv}{dt} = -eE, \quad (5.18)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{dj}{dx} = 0, \quad (5.19)$$

где  $n$  – избыточная концентрация плазмы;  $\rho = -en$  – плотность объемного заряда;  $j$  – плотность тока, вызванная электрическим полем  $E$ .

Используя известное соотношение для плотности тока

$$j = -en_0v, \quad (5.20)$$

где  $n_0$  – концентрация невозмущенной плазмы;  $v$  – скорость электронов, можно уравнения (5.17)–(5.19) переписать в виде

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{en}{\epsilon_0}, \quad (5.21)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{eE}{m_e}, \quad (5.22)$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{n_0 dv}{dx} = 0. \quad (5.23)$$

Продифференцировав по  $x$  уравнение (5.22) и подставив в него значение  $dE/dx$  из (5.21), получаем

$$\frac{d^2v}{dtdx} = \frac{e^2n}{\epsilon_0m_e}. \quad (5.24)$$

Проведя дифференцирование уравнения (5.23) по  $t$  и воспользовавшись выражением (5.24), окончательно получаем для избыточной концентрации электронов  $n$ :

$$\frac{d^2n}{dt^2} + \frac{ne^2n_0}{\epsilon_0m_e} = 0. \quad (5.25)$$

Выражение (5.25) представляет собой уравнение гармонических колебаний с частотой

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2n_0}{\epsilon_0m_e}}. \quad (5.26)$$

Величина  $\omega_{pe}$  получила название **плазменной (ленгмюровской) частоты** собственных колебаний электрона в плазме. Для обычных параметров плазмы в разряде низкого давления ( $n_0 =$

$= 10^{10} \text{ см}^{-3}$ )  $\omega_{pe} = 5,64 \cdot 10^9 \text{ рад/с}$ . Аналогичным образом можно получить и выражение для частоты колебаний ионов с зарядностью  $Z$ :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{Z^2 e^2 n_0}{\epsilon_0 m_i}}. \quad (5.27)$$

Вследствие существенно большей массы иона его частота  $\omega_{pi}$  собственных колебаний приблизительно на два-три порядка меньше, чем у электрона. Поскольку при колебаниях ионов, содержащих в себе практически всю массу плазмы, происходит колебание плотности вещества в плазменном состоянии, то данный вид колебания во многом сходен с процессами звуковых колебаний в газе. Поэтому колебания ионов в плазме носят название ионно-звуковых колебаний.

Таким образом, **плазменная частота** – это резонансная, или характеристическая, частота системы образующих плазму заряженных частиц, зависящая от их массы. Она, как и дебаевская длина, является макроскопическим параметром плазмы. Время отдельного микроскопического взаимодействия не может превысить период плазменных колебаний, т. е. плазменная частота  $\omega_p$  представляет собой нижний предел частоты микроскопического взаимодействия заряженных частиц.

#### 5.1.4 Критерии существования плазмы

Не всякую систему, состоящую из заряженных частиц, можно назвать плазмой. Например, слабоионизованный газ в струе реактивного двигателя не может считаться плазмой, поскольку заряженные частицы сталкиваются с нейтральными атомами столь часто, что их движение определяется обычными гидродинамическими, а не электромагнитными силами.

Выше уже рассматривались два критерия, которым должен удовлетворять ионизованный газ, чтобы его можно было считать плазмой. *Первый критерий* – **приоритет внутренних взаимодействий**: радиус  $r_d$  дебаевского экранирования должен быть мал по

сравнению с характерным размером плазмы  $L$  ( $r_d \ll L$ ). Этот критерий означает, что взаимодействия, происходящие внутри плазмы, более значительны по сравнению с эффектами на ее поверхности, которыми можно пренебречь. Если данное условие соблюдено, плазму можно считать квазинейтральной. *Второй критерий – достаточная плотность*: заряженные частицы должны находиться достаточно близко друг к другу, чтобы каждая из них взаимодействовала с целой системой близкорасположенных заряженных частиц. Условие считается выполненным, если число заряженных частиц в сфере с радиусом Дебая достаточно для возникновения коллективных эффектов, т. е.  $N_d \gg 1$  (см. выражения (5.13) и (5.14)). *Третий критерий*: чтобы ионизованный газ обладал свойствами плазмы, должно выполняться условие  $\omega_p \tau > 1$ , где  $\omega_p$  – характерная частота плазменных колебаний;  $\tau$  – среднее время между столкновениями с нейтральными атомами.

Таким образом, плазма должна удовлетворять следующим трем условиям:

- 1)  $r_d \ll L$ ; 2)  $N_d \gg 1$ ; 3)  $\omega_p \tau > 1$ .

### 5.1.5 Классификация видов плазмы

Используя параметр идеальности плазмы  $q$  (см. выражение (5.15)), можно рассматривать *идеальную плазму* ( $q \ll 1$ ) и *неидеальную плазму* ( $q \gg 1$ ).

Плазма может содержать нейтральные частицы (компоненты). Отношение числа ионизованных атомов  $n_i$  к полному их числу (или исходному числу нейтральных частиц газа)  $n_s$  в единице объема называется **степенью ионизации плазмы** (или **процентом ионизации**):

$$\alpha = \frac{n_i}{n_s} = \frac{n_i}{n_i + n_n} \left( \alpha = \frac{n_i}{n_i + n_n} \cdot 100 \% \right). \quad (5.28)$$

В условиях термодинамического равновесия степень ионизации определяется формулой Саха

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1+K}}; \quad K = N_\lambda \exp\left(\frac{U_i}{kT}\right), \quad (5.29)$$

где  $N_\lambda = n\lambda_e^3$  – число частиц всех сортов в «кубе» с ребром, равным тепловой длине волны де Бройля для электронов  $\lambda_e = \hbar\sqrt{2\pi/m_e kT}$ ;  $k$  – постоянная Больцмана;  $U_i$  – энергия ионизации;  $m_e$  – масса электрона;  $T$  – температура газа. Для многозарядных ионов необходимо учитывать кратность ионизации атомов.

В зависимости от значения степени ионизации плазмы  $\alpha$  говорят о *слабо-*, *сильно-* и *полностью* ионизованной плазме. В случае сильноионизованной плазмы частота столкновений электрона с ионами или электронами  $\nu_{ee}$  выше частоты столкновений электрона с нейтральными атомами  $\nu_{e0}$ . Условной границей между сильноионизованной и слабоионизованной плазмой можно считать равенство этих частот столкновений  $\nu_{ee} = \nu_{e0}$ . Выразив частоты столкновений электронов  $\nu_{ee}$  и  $\nu_{e0}$  через концентрации плазмы  $n_i$  и нейтральных частиц  $n_s$ , скорости электронов и сечения процессов, получаем

$$\nu_e \sigma_{ee} n_i = \nu_e \sigma_{e0} n_s. \quad (5.30)$$

Преобразуем выражение (5.30):

$$\frac{n_i}{n_s} = \frac{\sigma_{e0}}{\sigma_{ee}} = \alpha. \quad (5.31)$$

Оценим степень ионизации, используя типичные значения для сечений процессов  $\sigma_{ee} = 3,6 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$  и  $\sigma_{e0} = 10^{-19} \text{ м}^2$ . Для данных значений граничная величина  $\alpha = 2,8 \cdot 10^{-2}$  (или  $\alpha = 2,8 \%$ ).

Таким образом, оценка показывает, что переход к сильноионизованному состоянию плазмы достигается при концентрации ионизованного компонента газа  $n_i$  порядка нескольких процентов от концентрации нейтральных атомов  $n_s$ .

Следовательно, уже при небольшой степени ионизации газа  $\alpha$  его свойства как среды в значительной степени определяются ионизованным компонентом.

Как было сказано ранее, плазму можно разделить на *изотермическую* и *неизотермическую*. Плазма является изотермической, если ее параметры удовлетворяют условию

$$T_e = T_i = T_n = \dots = T, \quad (5.32)$$

причем температура  $T$  повсюду одинакова, т. е.  $\text{grad } T = 0$ . При этом подразумевается, что все равновесные процессы в плазме (кинетические и химические), равно как и общие свойства плазмы, являются однозначными функциями температуры. В реальных условиях полное равновесие не имеет места, так как вследствие конечных размеров области в результате диффузии заряженных и нейтральных частиц, излучения и потока тепла в окружающее плазму пространство возникают разности концентраций и температур между центральными областями и периферией, т. е. тепловое равновесие постоянно нарушается. Однако может случиться так, что температуры компонентов плазмы  $T_e, T_i, T_n, \dots$  хотя и меняются от точки к точке, но в каждой точке значения  $T_e, T_i, T_n$  между собой приблизительно равны.

Если при этом выполняются следующие условия:

а) столкновения между электронами и тяжелыми частицами происходят настолько часто, что электроны успевают передавать избыточную энергию, приобретаемую ими в электрическом поле, несмотря на малую долю энергии, передаваемую при отдельном столкновении;

б) процесс ионизации в плазме почти полностью уравновешивается обратным ему процессом рекомбинации, так что лишь небольшая часть носителей зарядов теряется вследствие диффузии;

в) большая часть возбужденных атомов отдает свою энергию при неупругих столкновениях II рода, а большая часть излученной энергии не выходит за пределы плазмы и поглощается в самой плазме,

то речь идет о *квазиизотермической плазме* (почти изотермической).

Плазма, которая не отвечает перечисленным условиям и условию (5.32), т. е. температуры компонентов плазмы не равны

между собой, называется **неизотермической плазмой**. Изотермическая (квазиизотермическая) плазма характерна для разрядов высокого давления, неизотермическая плазма – для разрядов низкого давления.

В зависимости от масштаба температур плазма также условно делится на **высокотемпературную** и **низкотемпературную**. Плазма называется высокотемпературной, если средняя энергия электрона превышает энергию ионизации атома  $E_i$ :

$$kT_e > E_i . \quad (5.33)$$

В низкотемпературной плазме в основном происходят процессы во внешних электронных оболочках атомов или молекул (возбуждение, ионизация, диссоциация и обратные им процессы), но не затрагиваются глубокие электронные оболочки и не имеют места ядерные процессы. В низкотемпературной плазме средняя энергия теплового движения частиц  $kT_e \leq E_i \approx 10\text{--}20$  эВ, что соответствует температуре порядка  $T = 10^5$  К. В высокотемпературной плазме, где  $T \geq 10^6$  К, возбуждаются внутренние электронные оболочки и могут происходить различные ядерные процессы.

### **5.1.6 Упругие столкновения в плазме (дальнодействие, «транспортное» сечение)**

В плазме упругие взаимодействия – это прежде всего взаимодействия между заряженными частицами, происходящие по закону Кулона. Поэтому данные взаимодействия называют кулоновскими.

При рассмотрении столкновения частиц в плазме в системе координат, связанной с центром инерции, оно выглядит как кулоновское рассеяние частицы с приведенной массой  $\mu$  на неподвижном силовом центре. При кулоновском рассеянии прицельный параметр  $b$  связан с отклонением частицы от первоначального положения  $\theta$  следующим соотношением:

$$b = \frac{Ke^2}{\mu v_0^2} \operatorname{ctg} \left( \frac{\theta}{2} \right), \quad (5.34)$$

где  $K = (4\pi\epsilon_0)^{-1}$ ;  $\mu$  – приведенная масса электрона;  $v_0$  – относительная скорость электрона.

Для сокращенной записи вводят радиус сильного взаимодействия:

$$r_s = \frac{Ke^2}{\mu v_0^2}. \quad (5.35)$$

Тогда, используя формулу (5.35), выражение (5.34) можно записать как

$$b = r_s \operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (5.36)$$

Из выражения (5.36) следует, что при  $b = r_s$  угол отклонения  $\theta = \pi/2$ . Используя радиус сильного взаимодействия  $r_s$ , можно определить дифференциальное эффективное сечение кулоновского взаимодействия, обуславливающее отклонение частицы на угол более  $\pi/2$  от первоначального направления движения  $\sigma_{\theta \geq \pi/2}$ :

$$\sigma_{\theta \geq \pi/2} = \pi r_s^2. \quad (5.37)$$

Выражение (5.37) представляет собой сечение однократного взаимодействия. В реальных условиях из-за значительного дальнего действия кулоновских сил эффект многих малых отклонений при последовательном взаимодействии одной частицы с множеством рассеивающих центров дает суммарный эффект отклонения, гораздо больший, чем определяемый выражением (5.37).

Для доказательства данного выше положения рассмотрим движение заряженной частицы на сравнительно далеком расстоянии от рассеивающего центра, при котором в первом приближении можно пренебречь изменением направления движения частицы в результате взаимодействия. Определим поперечную составляющую импульса, который получает заряженная частица, если она проходит на расстоянии  $b$  от центра рассеяния в этих условиях (рисунок 5.3). При силе  $F_{\perp}$ , которая действует на частицу в направлении, нормальном к ее траектории, полная величина изменения поперечной составляющей импульса за время взаимодействия  $t$  определяется следующим образом:

$$\Delta p_{\perp} = \int_0^{\infty} F_{\perp} dt . \quad (5.38)$$

Сила кулона, действующая на расстоянии  $r$ ,

$$F_r = \frac{Ke^2}{r^2} . \quad (5.39)$$

Согласно рисунку 5.3 силу  $F_{\perp}$  можно найти как

$$F_{\perp} = F_r \sin(\varphi) = \frac{Ke^2}{r^2} \sin(\varphi) . \quad (5.40)$$

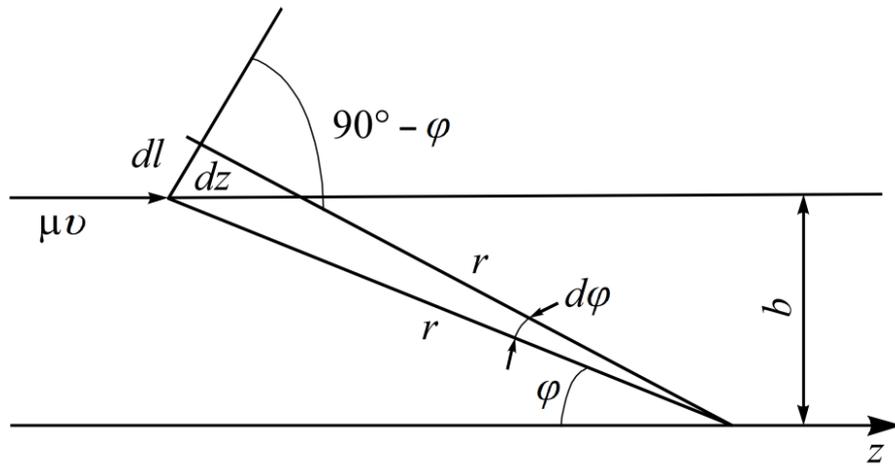


Рисунок 5.3 – Схема взаимодействия заряженных частиц при больших прицельных параметрах

Также, исходя из рисунка 5.3, можно записать следующие соотношения:

$$r = \frac{b}{\sin(\varphi)} ; \quad (5.41)$$

$$dz = \frac{dl}{\sin(\varphi)} = \frac{rd\varphi}{\sin(\varphi)} = \frac{bd\varphi}{\sin^2(\varphi)} . \quad (5.42)$$

Учитывая выражение (5.42) и то, что величину  $dz$  можно представить как  $dz = v_0 dt$ , получаем

$$dt = \frac{dz}{v_0} = \frac{bd\varphi}{v_0 \sin^2(\varphi)} . \quad (5.43)$$

Используя формулы (5.40) и (5.43), преобразуем выражение (5.38) и определим величину поперечного импульса, который получает частица в результате одного далекого взаимодействия:

$$\Delta p_{\perp} = \frac{Ke^2}{bv_0} \int_0^{\pi} \sin(\varphi) d\varphi = \frac{2Ke^2}{bv_0}. \quad (5.44)$$

Из полученных выражений найдем среднеквадратичное значение импульса на пути длиной  $z$  в плазме с плотностью рассеивающих центров  $n$ . Число рассеивающих центров  $dn$  в цилиндрическом слое толщиной  $db$  и длиной  $z$  (при среднем радиусе цилиндра  $b$ ) определится соотношением

$$dn = 2\pi z b db. \quad (5.45)$$

В результате взаимодействия электрона с рассеивающими центрами в рассматриваемом слое среднеквадратичное значение изменения импульса

$$d(\Delta p_{\perp})^2 = (\Delta p_{\perp})^2 dn = \frac{2Ke^4 nz db}{v_0^2 b}. \quad (5.46)$$

Найдем полное значение среднеквадратичного изменения импульса, проинтегрировав выражение (5.46) по всем возможным значениям  $b$ . При этом в качестве минимального предела следует взять  $r_s$ , а в качестве максимального – радиус Дебая, т. е. расстояния, на которых еще возможны кулоновские взаимодействия в плазме:

$$(\Delta p_{\perp})^2 = \int_{r_s}^{r_d} d(\Delta p_{\perp})^2 = \frac{2Ke^4 nz}{v_0^2} \ln\left(\frac{r_d}{r_s}\right). \quad (5.47)$$

Для рассматриваемого взаимодействия в качестве длины свободного пробега  $\lambda_{ee}$  примем значение, при котором среднеквадратичное изменение импульса равно квадрату первоначального импульса:

$$(\Delta p_{\perp})^2 = p^2 = (\mu \cdot v)^2. \quad (5.48)$$

Тогда

$$(\mu \cdot v)^2 = \frac{2Ke^4 n \lambda_{ee}}{v_0^2} \ln\left(\frac{r_d}{r_s}\right). \quad (5.49)$$

Определим дифференциальное эффективное сечение рассеяния за счет совокупности малых отклонений, используя соотношения  $Q_{ee} = \lambda_{ee}^{-1}$ ,  $\lambda_{ee}^{-1} = n\sigma_{ee}$  и  $\sigma_{ee} = (n \cdot \lambda)^{-1}$ :

$$\sigma_{ee} = \frac{2Ke^4 n \lambda_{ee}}{\mu^2 v_0^4} \ln\left(\frac{r_d}{r_s}\right) = 8\pi r_s^2 \ln\left(\frac{r_d}{r_s}\right). \quad (5.50)$$

Величина  $\Lambda = \ln(r_d/r_s)$  называется кулоновским логарифмом. Обычно значение  $\Lambda$  для плазмы газового разряда составляет 10–15. Следовательно,

$$\sigma_{ee} = (80 - 120) \pi r_s^2. \quad (5.51)$$

Сравнивая выражения (5.37) и (5.51), видно, что величина дифференциального эффективного сечения рассеяния  $\sigma_{ee}$  намного больше, чем сечение однократного сильного кулоновского рассеяния.

### 5.1.7 Время установления равновесных состояний

В плазме обычно всегда есть частицы, очень сильно различающиеся по массе: тяжелые молекулы, атомы и их ионы, а также значительно более легкие электроны. Взаимодействие тяжелых и легких частиц не симметрично: легкие частицы сильно рассеиваются на тяжелых и очень медленно передают им свою энергию, тогда как тяжелые частицы на легких частицах почти не рассеиваются, но довольно интенсивно тормозятся. В большинстве случаев плазма создается с применением электрического поля: электроды с некоторой разностью потенциалов прямо помещаются в газ (например, газоразрядные устройства на основе тлеющего разряда, дугового разряда и т. д.) либо индуктивно наводится переменная ЭДС в объеме (например, в СВЧ-плазматронах и др.). Подвижности электронов и ионов в электрическом поле сильно различаются, сечения взаимодействия их с атомарными частицами разные, и обычно электроны в электрическом поле приобретают большую энергию, чем ионы. В различных по конструкции системах разряды развиваются по-разному, но, как правило, не

только направленные скорости, но и энергия, приобретаемая электроном в разряде, больше энергии, приобретаемой ионом. Особенно четко это проявляется в низкотемпературной плазме пониженного давления, которая образуется, например, в тлеющем разряде.

В качестве примера рассмотрим положительный столб тлеющего разряда при типичных для данного разряда параметрах: степень ионизации 0,01, давление 1–10 торр, напряженность поля 1–10 В/см. Поскольку при таких условиях заряженные частицы сталкиваются в основном с нейтральными атомами, то в первом приближении положим, что сечения их соударений равны газокинетическим. Пусть тепловая энергия частиц до включения электрического поля мала по сравнению с энергией, сообщаемой полем заряженным частицам. Под действием электрического поля напряженностью  $E$  ион и электрон приобретают на длине свободного пробега между соударениями энергии

$$\Delta w_i = eE\lambda_i, \quad (5.52)$$

$$\Delta w_e = eE\lambda_e, \quad (5.53)$$

где  $\lambda_i$  и  $\lambda_e$  – длины свободного пробега иона и электрона соответственно. Выражение (5.53) представлено для простого случая с однозарядными ионами, т. е. когда по модулю заряд иона равен элементарному заряду. В рассматриваемом случае

$$\lambda_e = v_e \tau_e = \frac{eE}{m_e} \tau_e^2, \quad (5.54)$$

следовательно,

$$\Delta w_e = \frac{e^2 E^2}{m_e} \tau_e^2. \quad (5.55)$$

В этих условиях средняя энергия иона будет практически равна средней энергии нейтральных частиц, так как, приобретая между соударениями некую энергию, ион при контакте с нейтральными атомами ее отдает в силу близости масс иона  $M_i$  и атома  $M_a$ . Нейтральная же частица, получившая энергию при соударении, в последовательности соударений переносит ее на

стенки. Электрон, в отличие от иона, при упругом соударении с нейтральным атомом теряет лишь малую часть порядка  $(m_e/M_a)$  своей средней энергии  $\langle w_e \rangle$ .

Время между соударениями связано со средней энергией электрона следующим соотношением:

$$\tau_e = \frac{\lambda_e}{\sqrt{\frac{2\langle w_e \rangle}{m_e}}} . \quad (5.56)$$

В состоянии равновесия потеря энергии электронами в соударениях будет равна приобретению энергии в электрическом поле (5.55):

$$\frac{m_e \cdot \langle w_e \rangle}{M_a} \cong \frac{e^2 E^2}{m_e} \tau_e^2 . \quad (5.57)$$

Подставляя выражения (5.53) и (5.56) в (5.57), получаем для средней энергии электрона

$$\langle w_e \rangle \approx \Delta w_e \sqrt{\frac{M_a}{m_e}} . \quad (5.58)$$

Таким образом, средняя энергия электрона оказывается много больше энергии, которую он получает при ускорении в электрическом поле на длине свободного пробега (примерно столько же, сколько и ион). Поэтому главной причиной того, что температура электронов оказывается много больше ионной температуры, оказывается невысокий темп передачи энергии более тяжелым частицам.

Рассмотрим установление максвелловской функции распределения частиц по энергиям в плазме, т. е. наступление термодинамического равновесия, когда можно говорить о температуре. К максвелловской функции распределения частиц по энергиям приводят процессы релаксации. В слабоионизованной плазме температура ионов равна температуре газа, а массы ионов и атомов практически одинаковы. При этом температура электронов может значительно отличаться от температуры атомов газа, даже в случае малого количества электронов. Полностью ионизованная

плазма состоит практически только из электронов и ионов. Равновесие будет устанавливаться вследствие кулоновских соударений заряженных частиц. Поскольку масса иона на порядки больше массы электрона, то отдельно рассмотрим электронно-электронное и ионно-ионное взаимодействия. Пусть, например,  $N$  соударений приводят к максвеллизации электронного ансамбля. Тогда время установления максвелловского распределения электронов по энергиям в рассматриваемом ансамбле

$$\tau_{ee} = N \frac{1}{n v_{Te} \sigma_c}, \quad (5.59)$$

где  $n$  – плотность;  $v_{Te} = \sqrt{3T_e / m_e}$  – тепловая скорость электронов;  $\sigma_c$  – кулоновское сечение рассеяния. Подставив в формулу (5.59) выражения для скорости и кулоновского сечения, получаем

$$\tau_{ee} = N \frac{3\sqrt{3}\sqrt{m_e}}{4\pi e^4 \Lambda n} T_e^{3/2}, \quad (5.60)$$

где  $\Lambda$  – кулоновский лагорифм.

Для ионов время установления максвелловского распределения, найденное аналогичным образом, будет определяться выражением

$$\tau_{ii} = N \frac{3\sqrt{3}\sqrt{M_i}}{4\pi \cdot Z_1^2 Z_2^2 e^4 \Lambda n} T_i^{3/2}, \quad (5.61)$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  – кратности ионизации ионов.

Сравним времена установления максвелловского распределения для электронов и ионов при одинаковых температурах ( $T_e = T_i$ ) для однозарядных ионов ( $Z_1 = Z_2 = 1$ ):

$$\frac{\tau_{ee}}{\tau_{ii}} = \sqrt{\frac{m_e}{M_i}}. \quad (5.62)$$

Следовательно, время установления максвелловского распределения для электронов много меньше, чем для ионов ( $\tau_{ee} \ll \tau_{ii}$ ).

Приведенные выражения для времен столкновений  $\tau_{ee}$  и  $\tau_{ii}$  имеют лишь оценочный характер. Детальный расчет показывает, что при кулоновском столкновении заряженной частицы сорта  $\alpha$

с заряженной частицей сорта  $\beta$  характерное время между столкновениями (время торможения) определяется выражением

$$\tau_{\alpha\beta} = \frac{3T_{\alpha}^{3/2} m_{\alpha}}{4\sqrt{2}\pi e^4 Z_{\alpha}^2 Z_{\beta}^2 n_{\beta} \Lambda \sqrt{\mu_{\alpha\beta}}}, \quad (5.63)$$

где  $Z_{\alpha}$  и  $Z_{\beta}$  – заряды частиц  $\alpha$  и  $\beta$  соответственно;  $m_{\alpha}$  и  $m_{\beta}$  – массы частиц  $\alpha$  и  $\beta$  соответственно;  $\mu_{\alpha\beta} = m_{\alpha} m_{\beta} / (m_{\alpha} + m_{\beta})$  – приведенная масса.

Используя выражение (5.63), можно получить характерные времена между электронно-электронными, электронно-ионными и ионно-ионными столкновениями. Для плазмы, состоящей из электронов и однозарядных ионов, выражения для времен между электронно-электронными  $\tau_{ee}$ , электронно-ионными  $\tau_{ei}$  и ионно-ионными  $\tau_{ii}$  столкновениями будут иметь следующий вид:

$$\tau_{ei} = \frac{3T_e^{3/2} \sqrt{m_e}}{4\sqrt{2}\pi e^4 n \Lambda}, \quad (5.64)$$

$$\tau_{ee} = \frac{3T_e^{3/2} \sqrt{m_e}}{4\sqrt{\pi} e^4 n \Lambda} = \sqrt{2} \tau_{ie}, \quad (5.65)$$

$$\tau_{ii} = \frac{3T_i^{3/2} \sqrt{M_i}}{4\sqrt{\pi} e^4 n \Lambda} = \sqrt{\frac{2M_i}{m_e}} \left( \frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} \tau_{ei}. \quad (5.66)$$

Следует отметить, что приведенные характерные времена отвечают разным процессам, ведущим к релаксации первоначально неравновесного распределения плазменных частиц к равновесному. В частности, время  $\tau_{ei}$  электронно-ионных столкновений отвечает времени торможения (точнее, потери направленной скорости) электронов в среде ионов, тогда как время  $\tau_{ie}$  отвечало бы времени торможения ионов на электронах. Очевидно, эти времена существенно различаются. Самое короткое из релаксационных времен – это время, за которое электроны теряют направленную скорость в столкновениях с ионами. Время максвеллизации электронов в плазме, т. е. установления электронной температуры  $T_e$ ,

несколько больше – примерно в  $\sqrt{2}$  раз. Следующий по длительности процесс – максвеллизация ионной подсистемы плазмы. Длительность этого процесса, т. е. установления ионной температуры  $T_i$ , примерно в  $\sqrt{M_i/m_e}$  раз больше.

В общем случае температуры электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  могут различаться. Для определения характерного времени электронно-ионной или ионно-электронной релаксации по температуре, т. е. установления единой, как и должно быть при полном термодинамическом равновесии, температуры всех компонентов плазмы, следует учесть, что из-за сильного различия масс при столкновении электрона и иона передается весьма малая доля энергии – порядка отношения их масс ( $m_e/M_i$ ). Следовательно, этот процесс еще более длительный. В общем случае время этого процесса составляет

$$\tau_\varepsilon = \frac{3(m_e T_i + M_i T_e)^{3/2}}{8\sqrt{2\pi m_e M_i} (Z_i e)^2 n\Lambda}. \quad (5.67)$$

Например, в плазме, нагреваемой током, когда выделение джоулева тепла происходит главным образом в электронной подсистеме, быстрее всего установится температура электронов, затем температура ионов (ниже электронной) и очень долго будет устанавливаться (реально часто не успевает установиться) единая температура. В этом случае часто говорят о наличии «отрыва» электронной и ионной температур.

Значения  $T_e$  и  $T_i$  в выражении (5.67) имеют смысл начальных температур на стадии, предшествующей процессу релаксации. Если предположить, что в процессе релаксации нет потерь энергии, то из ее сохранения следует, что после релаксации  $T = (T_e + T_i)/2$ . Часто вместо характерного времени между столкновениями  $\tau$  используют соответствующую частоту столкновений  $\nu = \tau^{-1}$ .

### 5.1.8 Ионизационное равновесие

В замкнутых, изолированных от окружающей среды, системах стационарные состояния совпадают с состояниями термодинамического равновесия. Однако в открытых системах стационарные состояния могут не совпадать с состояниями термодинамического равновесия. Например, открытой является система, через которую проходит стационарный поток энергии, т. е. выделение энергии балансируется ее отводом в окружающую среду. Поэтому при рассмотрении открытых систем основное значение имеет принцип детального равновесия. Данный принцип заключается в следующем: каждому прямому процессу соответствует обратный процесс, который происходит по тому же пути; скорости прямого и обратного процессов равны в состоянии термодинамического равновесия. Следовательно, если прямой и обратный процессы совершаются по одному и тому же пути, то стационарное состояние совпадает с состоянием термодинамического равновесия.

Для простоты будем рассматривать ионизационное равновесие в атомарном газе, т. е. без учета ассоциативной ионизации, колебательных возбужденных состояний и т. д., а также без учета автоионизационных состояний. Наиболее часто встречающимися являются три случая баланса:

1) между ионизацией электронным ударом и тройной рекомбинацией (таблица 5.1);

2) между фотоионизацией и излучательной рекомбинацией (таблица 5.2);

3) между ионизацией электронным ударом и излучательной рекомбинацией (таблица 5.3).

В первом случае для процесса ионизации электронным ударом (прямой процесс) обратным процессом является рекомбинация при тройных столкновениях, в которой избыточную энергию уносит второй электрон. Скорость хормирования, например ионов, в данных процессах определяется следующим выражением:

$$\frac{dn_i}{dt} = u_i - u_r . \quad (5.68)$$

Таблица 5.1 – Баланс между ионизацией электронным ударом и тройной рекомбинацией

Направление процесса	Прямой (ионизация)	Обратный (рекомбинация)
Процесс	$a + e \rightarrow i + 2e$	$i + 2e \rightarrow a + e$
Скорость процесса	$u_i = k_i n_a n_e$	$u_r = k_r n_i n_e^2$
<i>Примечание.</i> $a$ – атом; $i$ – ион; $e$ – электрон; $n_a$ – плотность атомов; $n_i$ – плотность ионов; $n_e$ – плотность электронов; $k_i$ – коэффициент скорости ионизации; $k_r$ – коэффициент скорости рекомбинации; $u_i$ и $u_r$ – скорости ионизации и рекомбинации в рассматриваемом случае		

В равновесии скорости прямого и обратного процессов должны быть равны, поэтому  $u_i = u_r$ :

$$k_i n_a n_e = k_r n_i n_e^2. \quad (5.69)$$

Из выражения (5.69) следует:

$$\frac{k_i}{k_r} = \frac{n_i n_e}{n_a} = K_b. \quad (5.70)$$

Величина  $K_b$  называется **константой равновесия**. Она имеет размерность куба обратной длины.

Таблица 5.2 – Баланс между фотоионизацией и излучательной рекомбинацией

Направление процесса	Прямой (ионизация)	Обратный (рекомбинация)
Процесс	$a + \gamma \rightarrow i + e$	$i + e \rightarrow a + \gamma$
Скорость процесса	$u_i^* = k_i^* \cdot n_a \cdot I$	$u_r^* = k_r^* \cdot n_i \cdot n_e$
<i>Примечание.</i> $a$ – атом; $i$ – ион; $e$ – электрон; $\gamma$ – фотон; $n_a$ – плотность атомов; $n_i$ – плотность ионов; $n_e$ – плотность электронов; $k_i^*$ – коэффициент скорости фотоионизации; $k_r^*$ – коэффициент скорости излучательной рекомбинации; $I$ – интенсивность излучения, которая для равновесного (теплового) излучения зависит только от температуры; $u_i^*$ и $u_r^*$ – скорости фотоионизации и излучательной рекомбинации		

Во втором случае ионизация происходит под действием излучения (фотонов), а рекомбинация происходит при двойных столкновениях с испусканием излучения. В равновесии скорости данных процессов равны ( $u_i^* = u_r^*$ ), следовательно

$$\frac{k_i^* I}{k_r^*} = \frac{n_i n_e}{n_a}. \quad (5.71)$$

Если излучение равновесное (тепловое), то левая часть выражения (5.71) является однозначной функцией температуры и в условиях термодинамического равновесия она должна быть равна  $k_i/k_r$ , следовательно

$$\frac{k_i^* I}{k_r^*} = \frac{k_i}{k_r}. \quad (5.72)$$

Во втором случае константа равновесия  $K_b$  определяется аналогичным образом, как и в первом случае:

$$K_b = \frac{k_i^* I}{k_r^*} = \frac{n_i n_e}{n_a}. \quad (5.73)$$

При рассмотрении баланса между фотоионизацией и излучательной рекомбинацией предполагалось, что излучение заперто и не выходит из реакционного объема. Однако в разреженной плазме (т.е. с малой плотностью) может реализоваться случай открытой системы, когда излучение может свободно выходить из плазмы. Кроме того, в разреженной плазме маловероятны тройные соударения, поэтому главным конкурирующим с процессом ионизации является процесс излучательной рекомбинации. Соответственно в разреженной плазме ионизация может производиться только электронным ударом, а рекомбинация происходит в основном за счет излучательной рекомбинации. Следовательно, прямой и обратный процессы совершаются по разным путям и стационарное состояние ионизации не совпадает с состоянием термодинамического равновесия. В такой открытой системе, где тройными столкновениями можно пренебречь, процессы описываются выражениями, представленными в таблице 5.3. При стационарном

состоянии ионизации скорости ионизации и иллучательной рекомбинации должны быть равны:  $u_i = u_r^*$ . Приравнивая выражения для скоростей процессов  $u_i$  и  $u_r^*$ , получаем соотношение, которое называется формулой Эльверта:

$$K_b^* = \frac{k_i}{k_r^*} = \frac{n_i}{n_a}. \quad (5.74)$$

Из формулы (5.74) следует, что в разреженной плазме, из которой свободно выходит излучение, степень ионизации не зависит от плотности электронов  $n_e$ .

Таблица 5.3 – Баланс между ионизацией электронным ударом и иллучательной рекомбинацией

Направление процесса	Прямой (ионизация)	Обратный (рекомбинация)
Процесс	$a + e \rightarrow i + 2e$	$i + e \rightarrow a + \gamma$
Скорость процесса	$u_i = k_i n_a n_e$	$u_r^* = k_r^* n_i n_e$

Для плазмы, которая находится в термодинамическом равновесии, выражение для константы равновесия  $K_b$  может быть найдено как из квазиклассической статистики, используя ряд допущений [5], так и из химической термодинамики. Выражение для  $K_b$ , полученное из квазиклассической статистики, имеет вид

$$K_b = \frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{g_e g_i}{g_a} \frac{(2\pi m_e T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right), \quad (5.75)$$

где  $g_e$ ,  $g_i$ ,  $g_a$  – статистические веса электронов, ионов и атомов соответственно;  $U_i$  – энергия ионизации атома;  $m_e$  – масса электрона.

Рассмотрение равновесия ионизации как частного случая химического равновесия позволяет вывести выражение для константы  $K_b$  без нестрогих допущений методами химической термодинамики:

$$K_b = \frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{g_e g_i}{g_a} \left( \frac{m_e M_i}{M_a} \right)^{3/2} \frac{(2\pi T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right), \quad (5.76)$$

где  $M_i$  и  $M_a$  – массы иона и атома соответственно.

Если пренебречь массой электрона в сравнении с массой иона, что практически всегда допустимо, то можно считать  $M_i/M_a \approx 1$ , а выражение (5.76) совпадает с выражением (5.75).

Отвечающая этому равновесию степень ионизации  $\alpha$  определяется соотношением

$$\frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{g_e g_i}{g_a} \frac{(2\pi m_e T)^{3/2}}{h^3} \frac{T}{p} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right), \quad (5.77)$$

где  $p = (n_e + n_i + n_a)T$  – давление, определяемое всеми частицами в объеме. Выражение (5.77) представляет собой **формулу Саха**. Она имеет большое значение и связывает основные фундаментальные характеристики взаимодействующих частиц. Формула Саха справедлива, если ионизация и рекомбинация происходят по одному и тому же пути и плазму можно рассматривать как идеальный газ.

### 5.1.9 Излучение плазмы

Плазма по составу представляет собой сложную систему, которая включает в себя частицы разного сорта, взаимодействующие друг с другом. В частности, результатом взаимодействия частиц является излучение света, т.е. испускание фотонов. Излучение света может быть одним из основных каналов потерь энергии из плазмы. Существенные потери энергии плазмы на излучение влияют на ее энергетический баланс, температуру и на протекание разрядного процесса, формирующего плазму. Кванты света появляются и исчезают при радиационных переходах электронов из одних энергетических состояний в другие. Плотная равновесная плазма является более мощным излучателем, чем слабоионизованная. В отличие от последней взаимодействие электронов с ионами играет в ней очень большую роль, в том числе и в отношении излучения. Что касается электронно-электронных

столкновений, то ни излучения, ни поглощения света при этом не происходит. Преобладающими процессами плазмы, которые сопровождаются излучением, являются тормозное, рекомбинационное излучения и излучение резонансной полосы (таблица 5.4).

Таблица 5.4 – Процессы в плазме, сопровождающиеся излучением

Название процесса	Процесс
Тормозное излучение	$e + A \rightarrow e + A + h\nu$
Рекомбинационное излучение	$e + A \rightarrow e + A^* + h\nu$
Излучение резонансной полосы	$A + A^* \rightarrow A + A + h\nu$

*Примечание.*  $A^*$  – возбужденный атом

Рассмотрим систему, которая состоит из положительного иона и электрона. Схема энергетических уровней электрона для рассматриваемого случая представлена на рисунке 5.4.

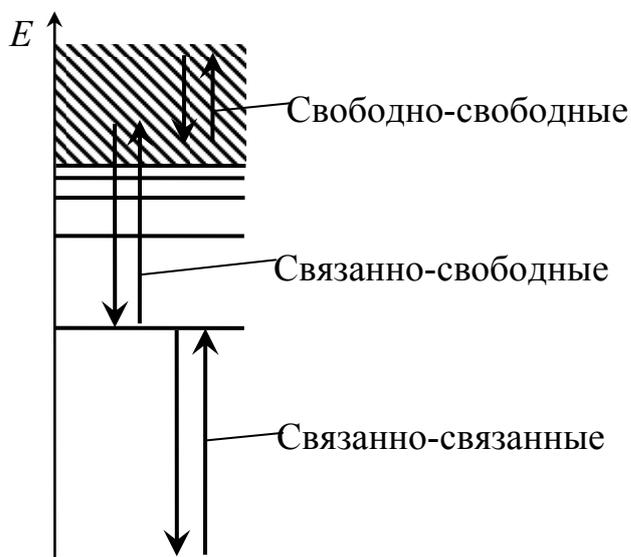


Рисунок 5.4 – Схема энергетических уровней и переходов электрона в поле положительного иона

Энергия отсчитывается от границы непрерывного спектра, разделяющей свободные и связанные состояния. Уровни связанных состояний к границе сгущаются. Нижний уровень соответствует основному состоянию атома. Стрелками показаны возможные типы переходов: свободно-свободные, связанно-свободные,

связанно-связанные. Переходы сверху вниз сопровождаются излучением кванта энергии  $h\nu$ , равной разности между энергиями верхнего и нижнего состояний; переходы снизу вверх – поглощением.

Свободно-свободные переходы представляют собой тормозное излучение при кулоновских столкновениях электронов с ионами и обратные процессы тормозного поглощения. Связанно-свободные переходы – это процессы фотоионизации и фотозахвата. Свободно-свободные и связанно-свободные переходы дают непрерывные спектры, поскольку либо начальное, либо конечное, либо оба этих состояния электрона лежат в непрерывном энергетическом спектре. Связанно-связанные переходы электрона между дискретными уровнями в атоме приводят к излучению и поглощению спектральных линий. Разновидностью линейчатых спектров являются полосатые спектры молекул, которые также обязаны своим происхождением связанно-связанным переходам. Насыщенность молекулярных спектров линиями, которые внутри полосы располагаются очень тесно, обусловлена сложностью системы энергетических уровней молекулы. Каждому электронному состоянию соответствует множество колебательных и вращательных состояний, и возможно много вариантов переходов между ними.

Свободно-свободные и связанно-свободные переходы происходят и при взаимодействии электронов с нейтральными атомами. Тормозное поглощение такого рода является главным механизмом диссипации энергии электромагнитных волн и внешних излучений в слабоионизованном газе. Тормозное излучение в оптическом диапазоне в слабоионизованном газе является крайне слабым из-за малости числа электронов. В качестве механизмов излучения и поглощения света роль связанно-свободных переходов в газоразрядной плазме не очень значительна.

С необходимыми общими понятиями теории излучения – интенсивность излучения, вынужденное и спонтанное испускание, коэффициент поглощения света, закон Кирхгофа, выражающий принцип детального равновесия для излучения, и др. – можно ознакомиться в [4].

Рассмотрим тормозное излучение при столкновениях электронов с ионами. Тормозное излучение обусловлено неравномерным движением электронов в полях ионов (столкновениями электронов с ионами), которые приближенно можно считать неподвижными. Спектр тормозного излучения является непрерывным (сплошным) и лежит в области высоких частот порядка  $\omega_{\text{торм}} = 2\pi T/h$ , поскольку при торможении электрон может терять от нулевой до максимальной энергии. Это соответствует низкоэнергетическому рентгеновскому излучению, и для таких частот плазма фактически прозрачна, поэтому тормозное излучение свободно выходит наружу. Дифференциальное сечение тормозного излучения

$$d\sigma_{\omega} = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{m_e^2 c^3 v^2 \hbar \omega} d\omega, \quad (5.78)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме.

В  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$  в спектральный интервал  $d\omega$  тормозным механизмом излучается энергия

$$\begin{aligned} dJ_{\omega} &= \int_{v_{\min}}^{\infty} \hbar\omega n_i n_e \varphi(v) v d v d\sigma_{\omega}(v) = \\ &= C \frac{Z^3 n_i n_e}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) d\omega, \end{aligned} \quad (5.79)$$

$$C = \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6}{m_e^{3/2} c^3 \sqrt{k}} = 1,08 \cdot 10^{-38} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{К}^{1/2},$$

где  $\varphi(v)dv$  – нормированная на единицу функция максвелловского распределения электронов;  $v_{\min} = \sqrt{2\hbar\omega/m_e}$  – наименьшая скорость, имея которую электрон может испускать квант энергии  $\hbar\omega$ . Спектр тормозного излучения определяется экспоненциальным множителем  $\exp(-\hbar\omega/(kT))$ . В основном излучаются кванты энергии порядка  $kT$ . Квантов с энергией  $\hbar\omega \gg kT$  излучается мало: их способны испускать только очень энергичные электроны, принадлежащие «хвосту» максвелловского распределения.

Общая интенсивность тормозного излучения  $Q_d$  определяется концентрациями электронов и ионов с учетом их зарядности  $Z$ , поскольку излучение тем сильнее, чем больше электрические поля:

$$Q_d = b_1 n_e n_i Z^2 \sqrt{T_e}, \quad (5.80)$$

где  $b_1$  – постоянная.

Теперь рассмотрим рекомбинационное излучение плазмы. Оно возникает при захвате ионом приближающегося к нему электрона. В процессе захвата электрона на скорости  $v$  в связанное состояние с отрицательной энергией  $E_n$  излучается квант энергии

$$\hbar\omega = |E_n| + \frac{mv^2}{2}. \quad (5.81)$$

Для данного процесса оценочное значение сечения захвата для водородоподобной системы можно найти по выражению [4]

$$\sigma_{cn} = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{m_e c^3 v^2 \hbar^4 \omega n}, \quad (5.82)$$

где  $n$  – главное квантовое число. При этом энергия  $E_n$  определяется выражением

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m_e}{2\hbar n^2}. \quad (5.83)$$

В результате радиационного захвата электронов со скоростями от  $v$  до  $v + dv$  на  $N_q$ -й уровень атомов в  $1 \text{ см}^3$  за 1 с излучается энергия

$$\begin{aligned} J_{\omega n} &= \hbar\omega n_i n_e \sigma_{en} \varphi(v) v dv = \\ &= C \frac{Z^2 n + n_e}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{2x_n}{n}\right)\right]^{x_n} d\omega, \end{aligned} \quad (5.84)$$

где  $C = \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6}{m_e^{3/2} c^3 \sqrt{k}} = 1,08 \cdot 10^{-38} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{К}^{1/2}$ ,  $x_n = \frac{Z^2 m_e e^4}{2\hbar k T n^2}$ .

Кванты определенной энергии  $\hbar\omega$  могут излучаться при захвате электрона на самые различные уровни, однако его энергия

должна иметь избранные значения, регламентируемые равенством (5.81). Поэтому, интересуясь излучательной способностью газа в данном спектральном интервале, выражение (5.84) следует просуммировать по всем тем уровням, захват на которые может привести к излучению кванта данной энергии. В излучении квантов  $\hbar\omega > |E_1|$  ( $n = 1$ ) могут участвовать все уровни от  $n = 1$  до  $\infty$ . Излучить же квант с энергией  $\hbar\omega < |E_1|$  электрон может только при захвате на достаточно высокие уровни с  $n \geq n^*$ . Самый нижний из них ( $n^*$ -й) определяется условием  $|E_{n^*}| < \hbar\omega < |E_{n^*-1}|$ . Таким образом, в результате всех возможных радиационных захватов в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$  в интервал  $d\omega$  излучается энергия

$$J_{\omega \text{ rec}} d\omega = d\omega \sum_{n^*(\omega)}^{\infty} J_{\omega n} . \quad (5.85)$$

Поскольку распределение электронов по скоростям описывается статистикой Максвелла – Больцмана и, следовательно, скорости электронов могут принимать любые значения, то и в этом случае спектр излучения будет непрерывным. Общую интенсивность рекомбинационного излучения  $Q_{\text{rec}}$  можно определить по выражению

$$Q_{\text{rec}} = b_2 n_e n_i Z^4 \sqrt{T_e} , \quad (5.86)$$

где  $b_2$  – константа.

## 5.2 Плазма в магнитном поле

Плазма под действием магнитного поля теряет изотропию, многие ее свойства и параметры значительно изменяются. Например, используя магнитное поле, можно создавать плазменные конфигурации, которые занимают ограниченную часть пространства, что совершенно не свойственно обычному газу.

При рассмотрении плазмы в магнитном поле будем пользоваться одночастичным приближением (или рассмотрением) процессов, происходящих в ней. Данный подход заключается в том, что описание плазменных процессов сводится к изучению движе-

ния отдельных частиц плазмы в полях, которые считаются заданными изначально. Тем самым не учитывается влияние движения частиц плазмы на поля, «управляющие» их движением, т. е. пренебрегается эффектами самосогласования движения частиц и вызываемого им изменения поля. Одночастичное приближение в качестве первого шага вполне оправдано и повсеместно используется, особенно если есть возможность, по крайней мере, эффективно учесть влияние полей остальных частиц плазмы на движение какой-либо одной выделенной частицы.

В общем случае уравнение движения частицы с зарядом  $q$  и массой  $m$  в заданных внешних полях имеет вид

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} = q \cdot \vec{E} + q [\vec{v} \times \vec{B}] + \vec{F}, \quad (5.87)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $B$  – индукция магнитного поля; первое слагаемое отвечает силе со стороны электрического поля, второе описывает силу со стороны магнитного поля (сила Лоренца), а третье слагаемое ( $F$ ) обозначает равнодействующую прочих внешних сил, которые могут действовать на частицу.

### 5.2.1 Движение заряженной частицы в постоянном и однородном магнитном поле

Рассмотрим движение заряженной частицы в постоянном и однородном магнитном поле в случае, когда других сил, кроме силы Лоренца, нет. Тогда выражение (5.87) будет иметь вид

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} = m \cdot \dot{\vec{v}} = q [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (5.88)$$

Умножая скалярно правую и левую части выражения (5.88) на скорость и учитывая, что сила Лоренца перпендикулярна к обоим векторам, входящим в векторное произведение (5.88), получим соотношение

$$m \cdot \vec{v} \cdot \dot{\vec{v}} \equiv \frac{d}{dt} \frac{m v^2}{2} = 0. \quad (5.89)$$

Отсюда следует, что кинетическая энергия частицы сохраняется:

$$\frac{m v^2}{2} = \text{const} . \quad (5.90)$$

Следовательно, постоянное во времени магнитное поле не производит работы над заряженной частицей. Поэтому модуль скорости этой частицы, заданный начальными условиями, сохраняет постоянное значение.

Разложив вектор скорости на компонент, параллельный магнитному полю, и компонент, перпендикулярный к магнитному полю

$$\vec{v}_{\parallel} = \frac{\vec{B} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{B})}{B^2}, \quad (5.91)$$

$$\vec{v}_{\perp} = \vec{v} - \vec{v}_{\parallel}, \quad (5.92)$$

получим ускорение для продольного поля

$$m \cdot \dot{\vec{v}}_{\parallel} = q \cdot \frac{(\vec{v} \cdot \vec{B})}{B^2} \cdot [\vec{B} \times \vec{B}] \equiv 0 . \quad (5.93)$$

Следовательно, постоянное и однородное магнитное поле не меняет продольный компонент скорости, а  $\vec{v}_{\parallel} = (\vec{v} \cdot \vec{B})/B = \text{const}$ .

Для поперечного ускорения получаем

$$m \cdot \dot{\vec{v}}_{\perp} = c \cdot [\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}]. \quad (5.94)$$

Из выражения (5.94) следует, что поперечный компонент меняется только по направлению. Следовательно, заряженная частица равномерно движется вдоль силовой линии поля, вращаясь при этом вокруг силовой линии по окружности с постоянной угловой скоростью.

Таким образом, если плазму поместить в постоянное и однородное магнитное поле, то заряженные частицы, в первую очередь электроны, будут вращаться по некоторым круговым орбитам радиусом  $r_B$  и угловой скоростью (циклической частотой)  $\omega_B$ :

$$r_B = \frac{m v_{\perp}}{q B}, \quad (5.95)$$

$$\omega_B = \frac{q B}{m}. \quad (5.96)$$

Радиус  $r_B$ , определяемый выражением (5.95), называют **ларморовским радиусом** частицы, а угловую скорость  $\omega_B$ , определяемую (5.96), – **ларморовской** или **циклотронной частотой**. Из выражений (5.95) и (5.96) видно, что ларморовский радиус зависит от составляющей скорости, перпендикулярной к магнитному полю, причем с ее увеличением радиус возрастает прямо пропорционально, а циклотронная частота зависит от массы и заряда частицы, напряженности магнитного поля, но не зависит от величины скорости вращающейся в поле частицы. Следует отметить, что вектор угловой скорости положительно заряженной частицы антипараллелен, а отрицательно заряженной частицы (например, электрона) – параллелен магнитному полю. Поскольку движению заряженной частицы по окружности можно уподобить круговой ток  $I = q\omega/2\pi$ , то вращению частицы в магнитном поле можно сопоставить магнитный момент  $M_m$ , равный магнитному моменту этого кругового тока:

$$\vec{M}_m = I \cdot \vec{S}, \quad (5.97)$$

где  $\vec{S}$  – соответственно ориентированная площадь круга, охватываемая ларморовской окружностью радиусом  $r_B$ .

Магнитный момент вращающейся в магнитном поле частицы всегда направлен против этого поля, следовательно, положительно и отрицательно заряженные частицы вращаются в противоположных направлениях. В общем случае траектория движения частицы в постоянном и однородном магнитном поле представляет собой спираль.

### **5.2.2 Движение заряженной частицы в сильном медленно меняющемся поле. Дрейфовое приближение**

Рассмотрим случай движения заряженной частицы в сильном медленно меняющемся магнитном поле. Когда магнитное поле медленно меняется в пространстве и во времени, то движущаяся в нем заряженная частица, прежде чем почувствует влияние

изменения поля, совершит в нем множество ларморовских оборотов, навиваясь на силовую линию магнитного поля. Движение заряженной частицы по ларморовскому радиусу было рассмотрено в ранее. Проанализируем движение не собственно заряженной частицы, а ее мгновенного центра вращения, так называемого ведущего центра. В случае если магнитное поле меняется во времени, то необходимо учитывать слабые электрические поля. Согласно уравнениям Максвелла в силу

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.98)$$

переменное во времени магнитное поле вызывает появление вихревого электрического поля.

На медленное движение ведущего центра, определяемого как продольной скоростью частицы, так и влиянием слабого электрического поля и слабых неоднородностей магнитного поля, накладывается быстрое вращение частицы вокруг силовых линий магнитного поля. Такое раздельное рассмотрение быстрого вращения частицы по ларморовской окружности и медленного «дрейфа» центра этой окружности будет справедливо, если изменение ларморовского радиуса на одном обороте будет существенно меньше самого ларморовского радиуса. Это условие будет выполнено, если характерное время  $\Delta t_f$  изменения полей будет значительно больше времени ларморовского оборота  $t_L$  ( $\Delta t_f \gg t_L$ ) и если характерный пространственный масштаб изменения полей  $\Delta l_f$  будет значительно превышать ларморовский радиус  $r_B$  ( $\Delta l_f \gg r_B$ ). Количественно данные критерии можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial B}{\partial t} \frac{1}{\omega_B B} \right| \ll 1, & \quad \left| \frac{\partial E}{\partial t} \frac{1}{\omega_B E} \right| \ll 1, \\ \left| r_B \frac{\nabla B}{B} \right| \ll 1, & \quad \left| r_B \frac{\nabla E}{E} \right| \ll 1. \end{aligned} \quad (5.99)$$

Условия, описываемые выражениями (5.99), выполняются тем лучше, чем больше величина индукции (напряженности) магнит-

ного поля, так как ларморовская частота вращения частицы возрастает прямо пропорционально величине магнитного поля, а ларморовский радиус убывает обратно пропорционально величине магнитного поля. Вместе с тем величина напряженности электрического поля  $E$  не должна быть слишком большой. За один оборот заряженной частицы ее скорость должна меняться незначительно – настолько незначительно, чтобы выполнялось условие

$$\Delta v \sim \frac{qEt_L}{m} \sim \frac{qE}{m\omega_B} \equiv c \frac{E}{B} \ll v, \quad (5.100)$$

где  $\Delta v$  – изменение скорости заряженной частицы. Отсюда получаем требуемое ограничение на величину напряженности электрического поля

$$E \ll \frac{v}{c} B. \quad (5.101)$$

Если условия (5.99) и (5.101) выполняются, то траектория заряженной частицы обычно выглядит как медленно изгибающаяся спираль с медленно меняющимся радиусом и шагом. Проекция траектории частицы на плоскость, перпендикулярную к силовым линиям магнитного поля, представляет собой трохойду. Движение ведущего центра обычно называют дрейфовым, а приближенное описание движения частицы как движение ведущего центра – дрейфовым приближением.

### 5.2.3 Движение заряженной частиц вдоль плоскости скачка магнитного поля

Рассмотрим дрейфовое движение заряженной частицы в неоднородном магнитном поле. Пусть заряженная частица движется в магнитном поле со скачком, слева и справа от плоскости которого это поле однородно и одинаково направлено, но имеет разную величину индукции:  $B_2 > B_1$  (рисунок 5.5).

Вне скачка, где магнитное поле однородно, на расстоянии более ларморовского радиуса частицы описывают окружности, размер которых больше в области слабого поля  $B_1$ . При движении заряженной частицы на меньшем расстоянии ее ларморовская

окружность пересекает плоскость скачка магнитного поля и характер движения частицы меняется, поскольку каждый раз после пересечения этой плоскости скачком изменяется радиус окружности. Вследствие такого движения траектория заряженной частицы приобретает сложный характер с наличием систематического перемещения («сноса») частицы вдоль плоскости скачка магнитного поля. Следовательно, направление дрейфа частицы перпендикулярно направлению магнитного поля и его градиента, а также имеет противоположный знак для разноименно заряженных частиц (см. рисунок 5.5).

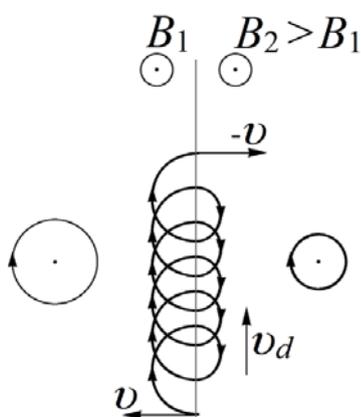


Рисунок 5.5 – Схема возникновения дрейфа положительного заряда на границе со скачком величины магнитного поля

Рассчитаем скорость дрейфа  $v_d$  заряженной частицы вдоль скачка магнитного поля. Пусть частица пересекает плоскость скачка по нормали. Тогда за время  $\Delta t$ , равное сумме ларморовских полупериодов для области слева  $T_{B1}$  и справа  $T_{B2}$  от скачка поля

$$\Delta t = T_{B1} + T_{B2} = \frac{\pi}{\omega_{B1}} + \frac{\pi}{\omega_{B2}}, \quad (5.102)$$

где  $\omega_{B1}$  и  $\omega_{B2}$  – циклотронные частоты в соответствующих областях магнитного поля, частица смещается вдоль плоскости скачка магнитного поля на расстояние  $\Delta x$ :

$$\Delta x = 2(r_{B1} - r_{B2}) = 2 \left( \frac{v_0}{\omega_{B1}} - \frac{v_0}{\omega_{B2}} \right), \quad (5.103)$$

где  $r_{B1}$  и  $r_{B2}$  – ларморовские радиусы в областях  $B_1$  и  $B_2$  соответственно;  $v_0$  – скорость частицы, которая предполагается изначально направленной перпендикулярно плоскости скачка.

Используя выражение (5.96) для ларморовской частоты, можно определить скорость дрейфа  $v_d$ :

$$v_d = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{2v_0(B_2 - B_1)}{\pi(B_2 - B_1)}. \quad (5.104)$$

Если использовать величину скачка магнитного поля  $\Delta B = B_2 - B_1$  и среднее значение магнитного поля  $\langle B \rangle = (B_2 + B_1)/2$ , то выражение (5.104) для скорости дрейфа можно представить в следующем виде:

$$v_d = \frac{v_0 \Delta B}{\pi \cdot \langle B \rangle}. \quad (5.105)$$

Полученное решение для рассматриваемого случая является точным в условиях, когда дрейфовое приближение заведомо неприменимо: размер неоднородности, как предполагается, должен быть значительно меньше, чем ларморовские радиусы частиц! Следует отметить, что величина скорости дрейфа зависит, очевидно, и от угла, под которым заряженная частица пересекает область скачка магнитного поля. Однако мы не будем останавливаться на этом вопросе – эту зависимость несложно получить тем же самым путем, как и рассмотренный выше более простой случай перпендикулярного пересечения.

Дрейф заряженных частиц возникает и том случае, когда слева и справа от некоторой плоскости магнитное поле по величине не меняется, но скачком изменяет свое направление (рисунок 5.6). Магнитная конфигурация такого типа возникает в так называемых токовых слоях. В центре симметричного, например плоского, токового слоя магнитное поле равно нулю, а вне центральной плоскости, как это следует из закона Ампера, меняет знак. Если толщиной слоя можно пренебречь, то получим скачок направления магнитного поля. Вне слоя заряженные частицы будут вращаться по ларморовским окружностям одинакового радиуса ( $r_{B1} = r_{B2}$ ), но с противоположным направлением вращения. При этом дрейфа

нет, если расстояние от плоскости токового слоя превышает ларморовский радиус. Дрейф заряженной частицы возникает, когда ларморовская окружность пересекает плоскость токового слоя.

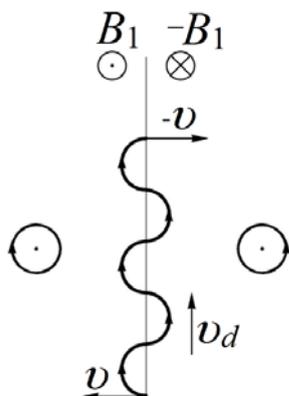


Рисунок 5.6 – Дрейф положительного заряда при смене направления магнитного поля

Для простоты рассмотрим случай, когда заряженная частица пересекает плоскость токового слоя по нормали. Тогда траектория частицы будет выглядеть следующим образом. Заряженная частица, которая, например, слева от плоскости токового слоя двигалась по ларморовскому радиусу по часовой стрелке, при пересечении этой плоскости резко меняет направление своего движения, а справа от слоя движется по ларморовскому радиусу против часовой стрелки (см. рисунок 5.5). При этом за ларморовский период  $T_B$  смещение вдоль слоя будет составлять два ларморовских диаметра ( $4r_B$ ), так что скорость дрейфа для этого случая

$$v_d = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{4r_B}{T_B} = \frac{4v_0\omega_B}{2\pi\omega_B} = \frac{2v_0}{\pi}. \quad (5.106)$$

При пересечении заряженной частицей «общего положения» и произвольном угле скорость дрейфа, очевидно, меняется с изменением угла, но не зависит от величины магнитного поля. Подчеркнем, что и в этом случае дрейфовое приближение неприменимо.

### 5.3 Характеристики плазмы в магнитном поле

Как было сказано выше, если поместить плазму в магнитное поле, то заряженные частицы, в первую очередь электроны, которые входят в ее состав, будут вращаться по круговым орбитам, определяемым выражением (5.95). При полном термодинамическом равновесии энергия из плазмы не может просачиваться вовне, следовательно, заряженные частицы упруго отражаются от границы плазмы (стенок). В результате возникает суммарный круговой ток, обратный току циклотронного вращения (рисунок 5.7). Этот ток создает парамагнитный момент, направленный вдоль внешнего магнитного поля. Величина момента будет пропорциональна площади охватываемого им витка. Поэтому, хотя в парамагнитном токе участвуют только крайние электроны, его величина зависит от полного числа частиц в плазме. В итоге парамагнитный момент крайних электронов полностью компенсирует внутренний диамагнитный момент плазмы и, таким образом,  $\mu_p = 1$ . Однако данная ситуация является идеальной, поскольку все же существуют потери частиц на стенках (например, в результате рекомбинации). Из этого следует, что плазма может рассматриваться как слабодиамагнитная среда.

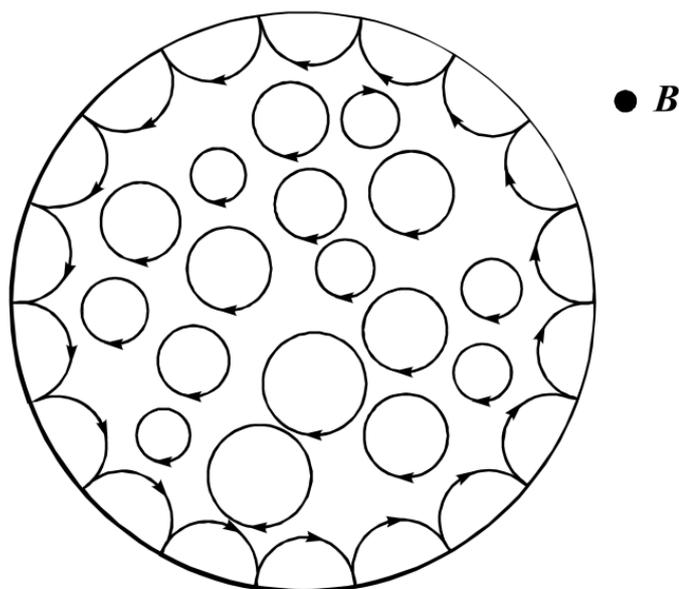


Рисунок 5.7 – Траектории движения заряженных частиц одной полярности в плазме, помещенной в магнитное поле

В плазме, находящейся в магнитном поле, между двумя кулоновскими столкновениями каждая заряженная частица движется вдоль силовых линий магнитного поля по винтовым траекториям. Перемещение поперек этих силовых линий возможно лишь в результате столкновений, приводящих к резкому изменению направления вектора импульса частицы. Если такие соударения происходят достаточно редко, то частицы как бы привязаны к силовым линиям магнитного поля. Такая плазма называется замагниченной. Степень замагниченности плазмы характеризуется величиной  $\Gamma$ , равной отношению средней длины пробега до столкновения к ларморовскому радиусу частицы:

$$\Gamma = \frac{\lambda}{r_B}. \quad (5.107)$$

Если  $\lambda/r_B \gg 1$  (редкие столкновения, сильное магнитное поле), то частица может сместиться на заметное расстояние поперек магнитного поля, только пройдя длинный путь. При  $\lambda/r_B \ll 1$  (плотная плазма, частые столкновения, слабое магнитное поле) движение частиц практически изотропно и магнитное поле не оказывает какого-либо значительного воздействия на плазму. После преобразований выражение (5.107) можно привести к следующему виду:

$$\frac{\lambda}{r_B} = \frac{\lambda q B}{m v} = \frac{\omega_B}{v} = \beta_H, \quad (5.108)$$

где  $\omega_B$  – ларморовская частота вращения заряженной частицы в магнитном поле;  $v$  – частота соударений заряженной частицы в плазме.

Отношение  $\omega_B/v$  называется параметром Холла  $\beta_H$ . Параметр Холла наиболее часто используется для описания степени замагниченности плазмы. Важно отметить, что во многих характерных случаях вследствие существенного отличия в массах  $\beta_{H-e} \gg 1$  для электрона,  $\beta_{H-i} \ll 1$  для иона. Так, для замагниченности ионов необходимо магнитное поле порядка 1 Тл, тогда как для электронов достаточно 1 мТл. Таким образом, в плазме замагниченным часто является только электронный компонент.

Для плазмы в магнитном поле электропроводность, коэффициент диффузии, дрейфовая скорость и другие параметры зависят от направления относительно вектора магнитной индукции. Двумя крайними ситуациями являются направления вдоль и поперек силовых линий индукции магнитного поля. На движение частиц вдоль силовых линий магнитное поле не оказывает влияния. В направлении поперек силовых линий подвижность электронов  $b_{e\perp}$  и ионов  $b_{i\perp}$  в плазме, коэффициенты диффузии электронов  $D_{e\perp}$  и ионов  $D_{i\perp}$ , электропроводность  $\sigma_{p\perp}$  определяются следующими соотношениями:

$$b_{e\perp} = \frac{b_{e0}}{1 + \left(\frac{\omega_{Be}}{v_e}\right)^2}, \quad (5.109)$$

$$b_{i\perp} = \frac{b_{i0}}{1 + \left(\frac{\omega_{Bi}}{v_i}\right)^2}, \quad (5.110)$$

$$D_{e\perp} = \frac{D_{e0}}{1 + \left(\frac{\omega_{Be}}{v_e}\right)^2}, \quad (5.111)$$

$$D_{i\perp} = \frac{D_{i0}}{1 + \left(\frac{\omega_{Bi}}{v_i}\right)^2}, \quad (5.112)$$

$$\sigma_{p\perp} = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{\omega_{Be}}{v_e}\right)^2}, \quad (5.113)$$

где индексами «0» обозначены соответствующие величины при нулевом магнитном поле.

Для случая амбиполярной диффузии в присутствии магнитного поля

$$D_{a\perp} = \frac{D_{e0}}{1 + \left( \frac{\omega_{Be} \omega_{Bi}}{v_e v_i} \right)^2}. \quad (5.114)$$

С точки зрения электропроводности плазма может рассматриваться как проводник высокой проводимости. Это позволяет считать плазму сплошной средой, не различая ее отдельных компонентов, и описывать с помощью уравнений, подобных гидродинамическим уравнениям для жидких проводящих сред. Такие уравнения называются уравнениями магнитной гидродинамики.

Представим для начала, что плазма обладает бесконечной проводимостью, тогда плазма не может пересекать силовые линии магнитного поля или, что эквивалентно, магнитное поле не может проникать в плазму. Действительно, при пересечении силовых линий магнитного поля в нем возникает электродвижущая сила в соответствии с законом электромагнитной индукции. Поскольку проводник идеальный, то ток в нем должен стремиться к бесконечности, что, естественно, невозможно. Следовательно, движущийся поперек силовых линий магнитного поля проводник, обладающий бесконечной проводимостью, потянет следом силовые линии магнитного поля в направлении своего движения. Силовые линии будут как бы заморожены в проводник и станут двигаться вместе с ним, не проникая внутрь проводника с бесконечной проводимостью – это и есть закон «вмороженности» силовых линий магнитного поля. «Вмороженное» магнитное поле оказывает на плазменный столб действие, аналогичное давлению. Это давление называется магнитным, оно может быть определено из следующего соотношения:

$$p_m = \frac{\mu_0 H^2}{2}. \quad (5.115)$$

В частности, магнитное поле может уравновешивать давление ионов и электронов в плазме:

$$\frac{\mu_0 H^2}{2} = n_e k T_e + n_i k T_i. \quad (5.116)$$

На этом принципе основано сжатие плазмы внешним продольным магнитным полем или полем тока проводимости в плазме.

Очевидно, что плазма не обладает бесконечной проводимостью. Тем не менее, все вышеизложенное для проводника с бесконечной проводимостью имеет место и для плазмы – проводника с конечной проводимостью, но только в масштабе времени, меньшем времени проникновения магнитного поля в плазму. Магнитное поле не может проникать в плазму быстрее некоторого времени, поскольку в противном случае индуцированное магнитное поле будет превышать внешнее магнитное поле. Таким образом, время проникновения магнитного поля в плазму, определяемое законами электромагнитной индукции, не будет нулевым. Для приближенной оценки характерного времени проникновения магнитного поля в плазму  $\tau_B$  можно воспользоваться следующим соотношением:

$$\tau_B = \sigma_p \mu_0 L^2, \quad (5.117)$$

где  $\sigma_p$  – проводимость плазмы;  $L$  – глубина проникновения поля в плазму. В зависимости от параметров плазмы время  $\tau_B$  может принимать значения от единиц микросекунд до сотен миллисекунд.

При подготовке раздела использовались классические учебники по вакуумной и плазменной электронике [1, 2, 4, 7, 14, 21].

## 6 ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ

### 6.1 Общие свойства эмиссии электронов из плазмы

Способность эмитировать ионы и электроны является одним из фундаментальных свойств плазмы. Это свойство используется в многочисленных ионных источниках и источниках электронов с плазменным катодом. При общем рассмотрении процессы эмиссии ионов из плазмы не должны отличаться от эмиссии электронов. Для обоих процессов свойственны одинаковые явления. Однако в конкретной газоразрядной системе, генерирующей плазму, условия токопрохождения и замыкания тока на электроды могут быть различны для ионов и электронов. Так, в большинстве систем на основе разряда низкого давления потенциал плазмы превышает потенциал не только катодного электрода, но и анодного. В этом случае условия ухода электронов и ионов из плазмы на анод существенно различаются: ионы ускоряются на анод, а электроны тормозятся полем прианодного слоя. При извлечении заряженных частиц через отверстие в аноде следует ожидать существенного отличия ионно-эмиссионных свойств плазмы от случая отбора из плазмы электронов. Очевидно, однако, что создание в разряде обратных условий для замыкания электронов и ионов должно обусловить и соответствующее изменение эмиссионных свойств плазмы. То, что ранее было характерно для отбора электронов, теперь будет свойственно для эмиссии ионов и наоборот.

#### 6.1.1 Отбор ионов из плазмы

Рассмотрим случай, который наиболее часто встречается в источниках заряженных частиц, а именно, когда вследствие более высокой подвижности электронов плазма заряжена положительно относительно стенок и электродов разрядной камеры. Примем для определенности, что отбор ионов осуществляется из плазмы вблизи анода на коллектор площадью  $S_e$  (рисунок 6.1). На коллектор относительно анода подается разность потенциалов  $U_a$ , которая

ускоряет ионы. При равенстве потенциалов коллектора и анода ( $U_a = 0$ ) коллектор является частью анода разрядной камеры и вблизи него также образуется такой же, как и у анода, слой положительного пространственного заряда, тормозящий электроны и ускоряющий ионы. Плотность тока на коллектор определяется соотношением Бома

$$j_i \approx 0,4en_0\sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}}, \quad (6.1)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $n_0$  – плотность плазмы;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_e$  – температура электронов в плазме;  $M_i$  – масса иона.

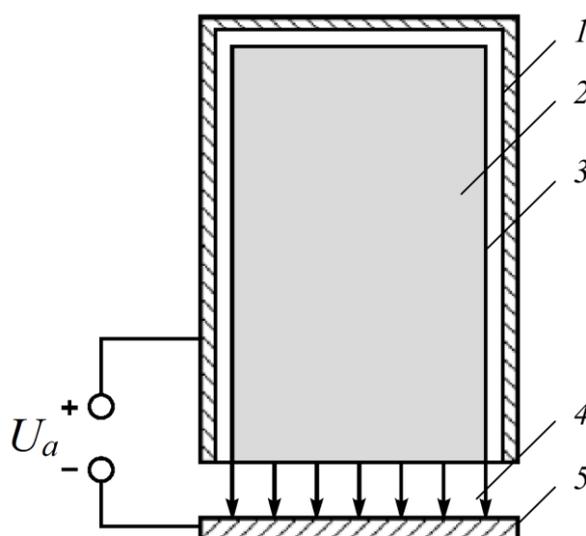


Рисунок 6.1 – Ионный диод: 1 – анод; 2 – плазма;  
3 – приэлектродный слой; 4 – ионный пучок  
(слой положительного заряда);  
5 – коллектор (ускоряющий электрод)

Если параметры плазмы однородны во всем ее объеме, то можно утверждать, что анодный компонент полного тока ионов, которые образованы в разряде, распределяется между анодом и коллектором пропорционально их площадям ( $I_a = j_i S_a$  и  $I_i = j_i S_e$ ). При подаче на коллектор отрицательного смещения относительно анода плазма будет реагировать на внешнее электрическое поле, экранируясь от него открывающимся слоем

пространственного заряда. Чем больше разность потенциалов между коллектором и анодом, тем дальше будет отодвигаться плазма от коллектора и тем более широким будет ионный слой. Поскольку потенциал коллектора всегда остается ниже потенциала плазмы, то условия ухода ионов из плазмы не отличаются от случая нулевой разности потенциалов (подходящие к слою ионы с направленной ионно-звуковой скоростью лишь доускорятся в слое). Поэтому плотность ионного тока из плазмы на коллектор везде будет определяться соотношением Бома или плотностью (концентрацией) плазмы и температурой электронов. В предположении однородности параметров плазмы и их неизменности при перемещении плазменной границы плотность ионного тока на коллектор остается постоянной величиной. Энергия ионов будет определяться ускоряющим напряжением, приложенным между коллектором и анодом. При более строгом рассмотрении полная энергия ускоренных однозарядных ионов  $E_i$  будет складываться из начальной энергии ионов на входе в слой, ускоренных до  $kT_e/2$  согласно критерию Бома, а также энергии, приобретаемой ионом в анодном слое  $e(\varphi_p - \varphi_a)$  и в ускоряющем промежутке  $e(\varphi_a - \varphi_c)$ :

$$E_i = \frac{kT_e}{2} + e(\varphi_p - \varphi_a) + e(\varphi_a - \varphi_c), \quad (6.2)$$

где  $\varphi_a$ ,  $\varphi_p$  и  $\varphi_c$  – потенциалы анода, плазмы и коллектора соответственно. Для данного случая  $\varphi_p > \varphi_a$ , и всегда при извлечении ионов из плазмы  $\varphi_a > \varphi_c$ . Обычно величина ускоряющего напряжения для ионных источников лежит в пределах от единиц до десятков киловольт, что намного выше потенциала плазмы и температуры электронов. Поэтому первыми двумя слагаемыми в выражении (6.2) можно легко пренебречь.

Итак, одной из важнейших особенностей плазменного ионного диода является подвижная плазменная граница при постоянной плотности ионного тока, отбираемого из плазмы. Плотность ионного тока из плазмы – это всегда плотность тока насыщения, то есть максимальное значение, которое может обеспечить плазма,

исходя из достигнутых в разряде плотности  $n_0$  и температуры электронов  $T_e$ . Напряженность электрического поля на границе плазмы близка к нулевому значению. Поскольку, как уже отмечалось, величина ускоряющего напряжения для ионов намного превышает тепловую энергию плазменных электронов, то можно считать, что при отборе ионов электроны из плазмы практически отражаются от границы слоя. Это делает слой пространственного заряда между плазменной границей и коллектором исключительно ионным, что, в свою очередь, позволяет достаточно точно определить его протяженность  $l_i$ , приравняв известные соотношения Чайлда – Ленгмюра и Бома:

$$\frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_i} \frac{\varepsilon_0 U_a^{3/2}}{l_i^2}} = 0,4en_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}}. \quad (6.3)$$

Обычно отбор ионов из плазмы осуществляется через одно или несколько отверстий в аноде разрядной камеры. В зависимости от соотношений между концентрацией и температурой электронов в плазме, с одной стороны, и напряженностью внешнего ускоряющего ионы электрического поля, с другой стороны, возможны три различных положения установившейся плазменной границы (рисунок 6.2):

а) плотная плазма и (или) слабое поле. В этом случае протяженность ионного слоя мала, плазма выходит из анодного отверстия, а плазменная граница формируется в ускоряющем промежутке (рисунок 6.2, а). Это приводит к расфокусировке ионного пучка;

б) оптимальные для данной геометрии ускоряющего промежутка параметры плазмы и ускоряющего поля. По отношению к случаю (а) условия оптимума достигаются при повышении напряженности поля или снижении плотности плазмы. Вместе с тем плазменная граница отодвигается к анодному эмиссионному отверстию и фиксируется в его плоскости, что обуславливает формирование плоскопараллельного ионного пучка (рисунок 6.2, б);

в) редкая плазма и (или) сильное поле. Дальнейшее повышение напряженности ускоряющего поля или снижение концентрации заряженных частиц в плазме отодвигает плазму за эмиссион-

ное отверстие в аноде. Ускоряющее поле проникает в анодную область, и плазменная граница устанавливается за анодным отверстием (рисунок 6.2, в). Это приводит к фокусировке ионного пучка.

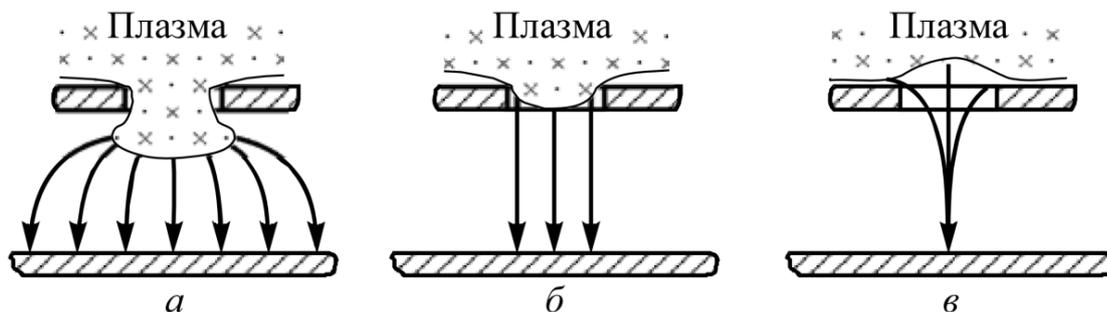


Рисунок 6.2 – Возможные положения плазменной границы

При отборе ионов из плазмы, положительно заряженной относительно эмиссионного электрода, ускоряющее поле коллектора совпадает с полем слоя, что обеспечивает простое доускорение ионов. Плотность ионного тока, эмитированного плазмой, есть боровская плотность, и она совпадает с плотностью тока на анод и на другие электроды разрядной камеры, находящиеся под отрицательным относительно плазмы потенциалом. Поэтому в случае однородного распределения параметров плазмы рожденные в плазме ионы распределяются между электродами разрядной камеры и коллектором пропорционально их площадям. Но такая же ситуация имела место и в исходном состоянии при нулевой разности потенциалов между коллектором и анодом. Обратим внимание на тот факт, что приложение извлекающего ионы напряжения не изменяет условия ухода ионов из разрядного промежутка. На основании этого можно сделать вывод, что в наиболее часто встречающемся случае отрицательного падения потенциала вблизи электрода, через отверстия в котором происходит отбор ионов из плазмы, эмиссия ионов не приводит к изменению (возмущению) параметров плазмы.

## 6.1.2 Процессы, связанные с отбором электронов из плазмы

Под термином «плазменный эмиттер электронов», или «плазменный катод», понимается электроразрядное устройство, формирующее плазму, с границы которой осуществляется эмиссия электронов. Простейшая схема плазменного катода представлена на рисунке 6.3.

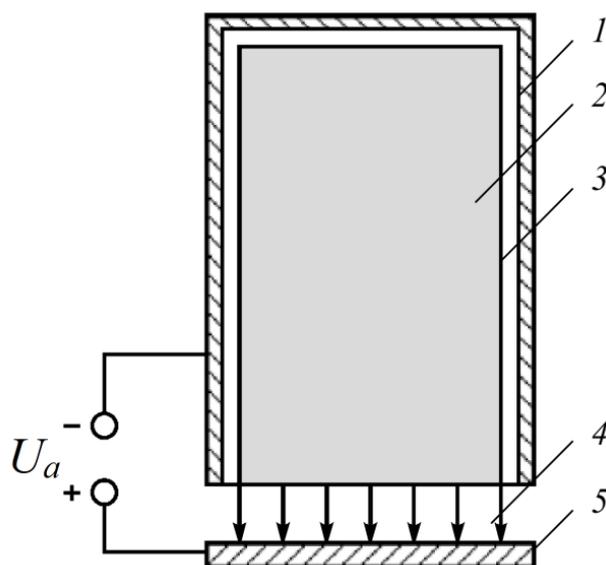


Рисунок 6.3 – Плазменный катод: 1 – анод; 2 – плазма; 3 – приэлектродный слой; 4 – электронный пучок (слой отрицательного заряда); 5 – ускоряющий электрод (коллектор)

Устройство включает в себя генератор плазмы, плазменную эмиссионную поверхность и ускоряющий электрод – коллектор, к которому относительно одного из электродов разрядной системы (катода или анода) приложено ускоряющее напряжение  $U_a$ . Для определенности опорным электродом (электродом, относительно которого приложена ускоряющая разность потенциалов) будем считать анод. Известно, что для большинства случаев анодное падение напряжения отрицательно и электроны, в отличие от ионов, могут покинуть плазму и уйти на анод, лишь преодолев потенциальный барьер. Поэтому именно различные условия ухода ионов и электронов из плазмы обуславливают основное отличие эмиссии электронов от эмиссии ионов. В общем

случае для ускорения заряженных частиц внешним полем необходимо, чтобы увеличение приложенного напряжения  $U_a$  приводило к соответствующему росту скорости  $v$  и энергии  $W$  частиц. При отборе ионов из плазмы, положительно заряженной относительно анода (эмиссионного электрода), это условие выполняется автоматически, поскольку ионы лишь доускоряются внешним электрическим полем.

Совершенно иная ситуация имеет место в случае отбора электронов из такой плазмы. При нулевой разности потенциалов между анодом и коллектором ( $\varphi_a = \varphi_c$ ) последний, как и в случае извлечения ионов, является, в сущности, частью анода. Электроны в этом случае достигают коллектора, преодолевая потенциальный барьер, который при  $\varphi_a = \varphi_c$  не отличается от потенциального барьера для электронов, уходящих на анод. Следовательно, при нулевой разности потенциалов между анодом и коллектором плотность электронного тока на коллектор совпадает с плотностью электронного тока на анод. Заметим также, что электроны в приэлектродном слое заряда тормозятся, а не ускоряются, как это было при извлечении ионов. Поэтому при подаче на коллектор ускоряющего электроны потенциала, когда  $\varphi_c > \varphi_a$ , в области отбора электронов прежде их ускорения происходит снижение потенциального барьера ( $\varphi_p - \varphi_c$ ) в результате суперпозиции ускоряющего поля коллектора и поля приэлектродного слоя.

Предположим для простоты, что плазма однородна по всему объему, а распределение электронов по энергиям является максвелловским. Плотность электронного тока  $j_e$  через потенциальный барьер и полный ток эмиссии  $I_e$  определяются соотношением Больцмана

$$I_e = j_e S_e = j_{ex} \exp\left[\frac{-e(\varphi_p - \varphi_c)}{kT_e}\right] S_e, \quad (6.4)$$

где  $j_{ex} = env_e/4$  – плотность хаотического тока электронов из плазмы.

Из формулы (6.4) видно, что снижение барьера приводит к соответствующему повышению плотности тока электронов на коллектор. При установившемся балансе генерации и потерь заряженных частиц в плазме такое возрастание тока эмиссии электронов возможно лишь в результате перераспределения тока между анодом и коллектором. Поскольку плотность анодного тока  $j_a$  и полный ток  $I_a$  могут быть выражены выражением

$$I_a = j_a S_a = j_{ex} \exp \left[ \frac{-e(\varphi_p - \varphi_a)}{kT_e} \right] S_a, \quad (6.5)$$

то наиболее вероятный путь уменьшения анодного тока связан с возрастанием потенциала плазмы и соответствующим повышением потенциального барьера для электронов, уходящих на анод. Таким образом, попытка извлечь и ускорить электроны, выходящие из плазмы, должна приводить к повышению потенциала плазмы. Повышение потенциала плазмы обусловлено, согласно соотношениям (6.4) и (6.5), необходимостью сохранения баланса генерации и потерь электронов путем компенсации возрастания тока эмиссии соответствующим уменьшением тока электронов на анод.

Итак, плазма реагирует на отбор из нее электронов повышением своего потенциала  $\varphi_p$ . Очевидно, что ускорение электронов возможно только в том случае, когда, несмотря на соответствующий рост потенциала плазмы, потенциал коллектора  $\varphi_c$  все же достигнет потенциала плазмы, а затем и превысит  $\varphi_p$ . Такая ситуация может иметь место, если увеличение потенциала коллектора хоть и сопровождается возрастанием потенциала плазмы, однако темп роста  $\varphi_p$  будет меньше, чем увеличение величины  $\varphi_c$ . Следует отметить, что при достижении потенциалом коллектора уровня потенциала плазмы плотность электронного тока из плазмы выходит на насыщение, достигая своего максимального значения  $j_{ex}$ .

Поскольку в выражении (6.4) потенциал  $\varphi_p$  зависит от  $\varphi_c$ , то это соотношение является неопределенным и оно одно не может

рассматриваться как эмиссионное соотношение для плазменного катода. Для однозначной оценки величины  $j_e$  дополнительно к формуле (6.4) необходимо выявить связь эмиссионных и разрядных параметров, которая должна определяться конкретным видом используемого разряда и геометрией разрядного промежутка. Однако можно все же выделить и некоторые общие свойства, характерные для эмиссии электронов из плазмы. Такие исследования были проведены под руководством профессора А.В. Жаринова. На основе анализа процессов эмиссии электронов из плазмы было получено соотношение, которое может рассматриваться как необходимое условие для ускорения электронов при их отборе из плазмы:

$$\frac{GS_e}{S_e + S_a} \leq 1, \quad (6.6)$$

где  $S_e$  – площадь эмиссионной поверхности плазмы;  $S_a$  – площадь поверхности анода (в общем случае суммарная площадь поверхностей всех электродов, на которые могут уходить электроны из разрядного промежутка);  $G$  – параметр разряда, приблизительно равный отношению плотности хаотического тока электронов к плотности электронного тока на анод в отсутствие отбора электронов из плазмы (для разрядов с отрицательным анодным падением потенциала в зависимости от условий ионизации  $G \approx 2-20$ ).

В сущности, условие (6.6) представляет собой одно из следствий закона сохранения заряда или уравнения непрерывности тока. Оно вытекает из очевидного факта: в установившихся условиях из плазмы невозможно извлечь электронов больше, чем их рождается. Поэтому ускорение электронов при их отборе из плазмы возможно лишь в том случае, если при полном снятии барьера для покидающих плазму электронов максимальный ток эмиссии электронов не превышает тока разряда. При более строгом рассмотрении ток эмиссии электронов должен сравниваться не с током разряда, а с электронным компонентом тока на анод, который превышает ток разряда на величину тока ионов на анод. Однако в разрядных системах плазменных источников электронов анодный компонент ионного тока не превышает нескольких процентов от

тока электронов. Поэтому для простоты и большей определенности ток эмиссии электронов обычно сравнивается с током разряда.

Допустим, что условие (6.6) не выполняется. Например, площадь эмиссионной поверхности  $S_e$  настолько велика, что ток коллектора сравнивается с током разряда раньше, чем его потенциал достигнет потенциала плазмы. Поскольку дальнейший рост тока на коллектор невозможен, то повышение потенциала коллектора после этого будет сопровождаться соответствующим повышением потенциала плазмы так, что всегда будет выполняться условие  $\varphi_p \geq \varphi_c$ . Возрастание потенциала плазмы в этом случае будет отслеживать повышение потенциала коллектора и всегда будет его превышать. Поэтому ускорение электронов будет невозможно. В реальном устройстве рост потенциала плазмы будет происходить до возникновения пробоя в слое между плазмой и анодом.

Таким образом, в отличие от случая эмиссии ионов, плазма не остается инертной к отбору из нее электронов и реагирует на это повышением своего потенциала. Граничное условие возможности осуществления отбора и ускорения электронов из плазмы состоит в достижении потенциалом коллектора потенциала плазмы при токе коллектора, равном току разряда. Важно отметить, что, в отличие от случая ионов диода, эмиссионный и анодный токи электронов не распределены пропорционально площадям  $S_e$  и  $S_a$ . Как следует из выражения (6.6), благодаря достаточно большому значению параметра разряда  $G$  (это означает, что плотность хаотического тока в плазме намного превышает плотность электронного тока на анод), ток эмиссии электронов (ток коллектора) может быть практически равен току разряда при относительно небольшой площади эмиссионной поверхности плазмы. Это явление получило название «эффект переключения тока в плазменном катоде» и широко используется при создании источников электронов с плазменным катодом. Возможность переключения тока также отличает эмиссию электронов из плазмы от эмиссии ионов.

Если условие (6.6) выполняется и, следовательно, потенциал коллектора может превышать потенциал плазмы, а электроны будут ускоряться, то и в электронном диоде поведение плазменной границы при изменении ускоряющего поля будет практически

таким же, как и в случае извлечения ионов. Стационарное положение эмитирующей электроны плазменной поверхности, граничащей с областью электрического поля, определяется условием равенства давления электростатического поля и газокинетического давления плазмы:

$$\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} = n_e k T_e . \quad (6.7)$$

Наращение напряженности электрического поля от значения в плазме, близкого к нулевому, до максимального происходит на расстояниях нескольких дебаевских длин. В результате протяженность слоя отрицательного пространственного заряда, на который падает ускоряющее электроны напряжение, можно определить аналогично случаю эмиссии ионов из плазмы, приравняв проводимость промежутка по закону «степени 3/2» к плотности тока насыщения электронов из плазмы:

$$\frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{\varepsilon_0 U_a^{3/2}}{l_e^2} = e n_0 \sqrt{\frac{k T_e}{2\pi m_e}} . \quad (6.8)$$

При выполнении условий, обеспечивающих ускорение эмитированных плазмой электронов, так же как и при эмиссии ионов (см. рисунок 6.2) возможны три характерные конфигурации установившейся плазменной границы, приводящие к расфокусировке электронного пучка, формированию плоскопараллельного пучка или его фокусировке.

Как показали эксперименты, влияние эмиссии электронов на параметры плазмы не ограничивается изменением ее потенциала. Отбор электронов из плазмы может также сопровождаться изменением концентрации плазмы, возрастанием или падением разрядного тока, появлением высокочастотных колебаний. В ряде случаев эмиссия электронов приводила к неустойчивому режиму горения разряда вплоть до его погасания. Поэтому, несмотря на возможность получения высоких эмиссионных параметров, эмиссия с открытой плазменной поверхностью не нашла применения. В реальных источниках электронов с плазменным катодом эмиссионная поверхность плазмы ограничена размерами, сравнимыми с протяженностью слоя пространственного заряда, возникающего

у электрода, в котором имеются одно или несколько эмиссионных отверстий. Один из способов реализации такого принципа связан с перекрытием эмиссионной поверхности плазмы мелкоструктурной металлической сеткой, размер ячейки которой сравним с протяженностью приэлектродного слоя. Такой метод получения электронного тока из плазмы получил название «метод слоевой (сеточной) стабилизации». Слойевая стабилизация предполагает выбор размера эмиссионного отверстия (ячейки сетки) порядка размера протяженности слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от эмиссионного электрода (анода). Это приводит к тому, что эмиссия электронов из плазмы осуществляется с так называемой частично открытой плазменной поверхностью: в центре из-за перекрытия слоев эмиссия осуществляется с открытой плазменной поверхностью, по краям – через потенциальный барьер. При этом, как видно из рисунка 6.4, увеличение протяженности слоя приводит к сокращению открытой плазменной поверхности.

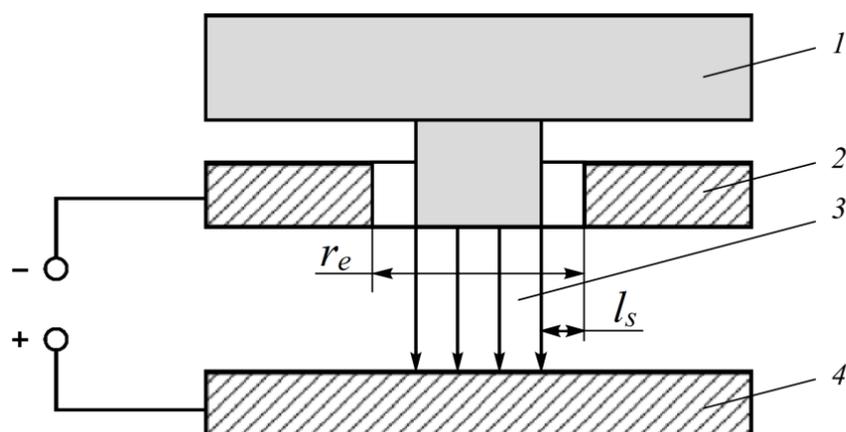


Рисунок 6.4 – Схема, поясняющая принцип слоевой стабилизации:  
 1 – плазма; 2 – эмиссионный электрод; 3 – электронный пучок (слой отрицательного заряда); 4 – ускоряющий электрод (коллектор)

Поскольку в отсутствие барьера плотность эмиссионного тока намного выше плотности тока электронов, преодолевающих барьер, то и полный ток эмиссии электронов из плазмы через каждое эмиссионное отверстие определяется в основном площадью открытой поверхности плазмы:

$$I_e = j_{e \times} \pi (r_e - l_s)^2, \quad (6.9)$$

где  $r_e$  – радиус эмиссионного отверстия;  $l_s$  – протяженность слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от эмиссионного электрода.

В условиях отрицательного падения потенциала между плазмой и эмиссионным электродом, а также в предположении  $(\varphi_p - \varphi_a)/kT_e \gg 1$  приэлектродный слой можно считать ионным и его величина  $l_s$  может быть также оценена из равенства плотностей ионного тока на анод, определяемого соотношением Бома и законом Чайдла – Ленгмюра для ионного тока:

$$l_s = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{n}} \frac{(\varphi_p - \varphi_a)^{3/4}}{(ekT_e)^{1/4}}. \quad (6.10)$$

Рассмотрим несколько подробнее механизм стабилизации. Пусть в процессе отбора электронов из плазмы в результате случайной флюктуации возрос ток эмиссии электронов. Это приведет к росту потенциала плазмы относительно анода и, как следствие, согласно (6.10) к расширению приэлектродного (анодного) слоя. Увеличение протяженности слоя в отверстии приведет, в свою очередь, к сокращению площади открытой плазменной поверхности, а следовательно, согласно (6.9), к уменьшению тока эмиссии электронов, компенсирующему этот случайный выброс. Легко показать, что флюктуация, приводящая к случайному уменьшению тока эмиссии электронов, будет также компенсирована соответствующим изменением протяженности слоя. Таким образом, видно, что между слоевыми и эмиссионными параметрами существует отрицательная обратная связь, обеспечивающая стабилизацию тока эмиссии электронов.

В общем случае в зависимости от соотношения между размером эмиссионного отверстия (размером ячейки сетки)  $r_e$  и протяженностью слоя  $l_s$  возможны три различных механизма эмиссии электронов из плазмы (см. рисунок 6.4):

а) если эмиссионное отверстие много меньше протяженности слоя ( $r_e \ll l_s$ ), то слои полностью перекрывают это отверстие и эмиссия электронов осуществляется через потенциальный барьер. В предельном случае величина этого барьера совпадает с потен-

циальным барьером для электронов, уходящих на анод, и эмиссионная плотность тока  $j_e$  совпадает с плотностью тока на анод  $j_a$ . Тогда эффективность извлечения электронов  $\alpha$  (отношение эмиссионного тока к разрядному) определяется точно так же, как и при эмиссии ионов – отношением площади эмиссионной поверхности плазмы  $S_e$  к суммарной площади анода и других электродов разрядной системы  $S_a$ , на которые могут уходить электроны:

$$\alpha = \frac{S_e}{S_e + S_a}. \quad (6.11)$$

Поскольку для этого случая плотности эмиссионного и анодного токов равны и не происходит перераспределения электронного тока между коллектором и анодом при подаче ускоряющего потенциала, то очевидно, что эмиссия электронов не возмущает параметры плазмы и разряда. Однако из-за малых размеров эмиссионного отверстия эффективность извлечения электронов не превышает нескольких процентов;

б) другим крайним случаем может считаться ситуация, когда  $r_e \gg l_s$ . Здесь слой пространственного заряда настолько мал по сравнению с эмиссионным отверстием, что открытая плазменная поверхность занимает практически все эмиссионное отверстие. Плотность эмиссионного тока равна плотности хаотического тока из плазмы, которая значительно больше плотности анодного тока. Для этого случая эффективность извлечения электронов

$$\alpha = \frac{S_e}{S_e + S_a} \exp \left[ e(\varphi_p - \varphi_a) \right] \quad (6.12)$$

близка к своему максимальному значению, равному единице. Однако степень возмущения параметров плазмы оказывается достаточно высокой, что затрудняет получение электронного пучка со стабильными параметрами.

Для этих двух случаев эффект сеточной стабилизации не проявляется, поскольку протяженность слоя пространственного заряда несоизмерима с величиной эмиссионного отверстия. Наиболее приемлемым является промежуточный между (а) и (б) случай;

в)  $r_e \approx l_s$ , для которого  $\alpha \approx 0,5$ . При достаточно большой эффективности извлечения электронов в полной мере проявляет себя сеточная стабилизация параметров плазмы, а изменение параметров плазмы, сопровождающее процесс эмиссии электронов, не столь уж и велико.

Установившееся отношение между величинами  $r_e$  и  $l_s$  определяется как параметрами плазмы и разряда, так и величиной напряженности ускоряющего поля. Варьирование всеми этими параметрами позволяет в одной разрядной системе получить все возможные режимы эмиссии электронов из плазмы.

Итак, в условиях отрицательного приэлектродного (прианодного) падения потенциала эмиссия ионов из плазмы не возмущает разряд, тогда как эмиссия электронов приводит к существенному изменению параметров плазмы и разряда, что не всегда позволяет осуществить отбор и ускорение электронов. Таким образом, в процессах эмиссии ионов и электронов из плазмы имеется больше принципиальных различий, чем сходства. Однако важно заметить, что возможно создание прямо противоположных условий для эмиссии ионов и электронов из плазмы. Например, в слабом поперечном магнитном поле подвижность электронов становится меньше подвижности еще незамагниченных ионов, и в этом случае плазма заряжается отрицательно для удержания ионов – в данном случае наиболее быстрого компонента. В возникшем положительном анодном падении будут ускоряться электроны и тормозиться ионы. Это обусловит инверсию эмиссионных свойств плазмы по отношению к ионам и электронам. В данной ситуации ток эмиссии электронов будет строго пропорционален отношению площади эмиссионной поверхности к площади анода и отбор электронов не будет возмущать плазму, тогда как для эмиссии ионов будут характерны все ранее отмеченные особенности эмиссии электронов – от изменения потенциала плазмы до «эффекта переключения» тока на коллектор. Проведенные нами эксперименты при отборе ионов из плазмы дугового разряда в слабом магнитном поле однозначно свидетельствуют о такой возможности.

Необходимо отметить, что рассмотренные выше механизмы эмиссии заряженных частиц из плазмы основываются на макси-

мально упрощенных моделях эмиттеров и дают лишь общие, элементарные представления о плазменных и эмиссионных процессах в газоразрядных системах. В реальных источниках заряженных частиц с плазменным эмиттером при анализе эмиссионных свойств необходимо учитывать множество факторов, таких как режим горения разряда, распределение параметров плазмы, форма и геометрические размеры электродов разрядной камеры, изменение свойств плазмы в канале (каналах) эмиссии и т. д. При этом учет факторов, влияющих на эмиссионные свойства электронных эмиттеров, невозможен без рассмотрения всей совокупности взаимосвязанных процессов рождения и ухода заряженных частиц в газовом разряде и в области эмиссии с учетом влияния на параметры эмиссии приэлектродных слоев. Это также позволяет выявить дополнительные эмиссионные процессы и механизмы влияния эмиссии заряженных частиц из плазмы на свойства газового разряда, которые не рассматриваются в рамках обобщенных моделей.

## **6.2 Управление током эмиссии электронов из плазмы**

Под эмиссионными характеристиками плазменного катода понимаются зависимости тока эмиссии электронов из плазмы от любого из внешних параметров, способного изменить этот ток. В качестве таких параметров могут выступать давление газа в разрядной камере или вне его, магнитное поле, ускоряющее напряжение, ток разряда и другие. Эмиссионные характеристики плазменного катода имеют значение, прежде всего, для реализации различных методов управления током электронов. Иначе говоря, зависимости приобретают смысл характеристик управления током плазменного эмиттера электронов. В настоящем подразделе процесс управления эмиссией электронов из плазмы рассмотрен с некоторых общих позиций для идеального плазменного катода. Такой подход оправдан для создания у читателя начального представления о процессах управления током. В реальных плазменных источниках электронов, использующих тот или иной тип разряда,

эмиссионные свойства и характеристики управления током электронов во многом обусловлены типом используемого разряда и условиями отбора электронов.

### 6.2.1 Стационарное управление током эмиссии электронов

При рассмотрении процесса эмиссии электронов из плазмы через элементарное эмиссионное отверстие учтем радиальное распределение потенциала. Полагая, что распределение электронов по скоростям в плазме близко к максвелловскому, ток эмиссии электронов  $I_e$  может быть рассчитан по формуле

$$I_e = 2\pi e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \int_0^R n(r) \exp\left[\frac{-e\varphi^*(r)}{kT_e}\right] r dr, \quad (6.13)$$

где  $\varphi^*(r)$  – радиальное распределение потенциала в области эмиссии.

В зависимости от соотношения между протяженностью приэлектродного слоя  $l_{к.п}$  и радиусом эмиссионного отверстия здесь также возможны три различных механизма выхода электронов из плазмы.

1. Эмитирующая плазма отделена от области ускорения электронов пространством с минимумом потенциала, в котором электроны тормозятся электрическим полем. Потенциальный барьер в плазменном электронном эмиттере, в отличие от вакуумного диода с накаливаемым катодом, не может создаваться областью отрицательного пространственного заряда. Однако минимум потенциала может быть создан электрическим полем эмиссионного электрода (рисунок 6.5, а). Существенная эмиссия электронов возможна в некоторой окрестности минимума потенциала площадью  $S_e$ , где величина потенциального барьера минимальна. Эмиссионное соотношение (6.13) в этом случае может быть представлено в виде

$$I_e = e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} n_0 \pi (R - l_{к.п})^2 \exp\left[\frac{-e\varphi}{kT_e}\right]. \quad (6.14)$$

Эмиссионный ток образуется электронами, преодолевшими потенциальный барьер в пределах  $S_e$ .

2. При полном устранении барьера полем коллектора или таких параметрах плазмы, при которых даже при нулевом потенциале коллектора выполняется соотношение  $l_{к.п} > r_e$ , электроны эмитируются с частично открытой поверхности плазмы в центральной части эмиссионного отверстия радиусом  $r$ , а также через потенциальный барьер периферийной области отверстия. Качественная схема такой эмиссионной системы показана на рисунке 6.5, б.

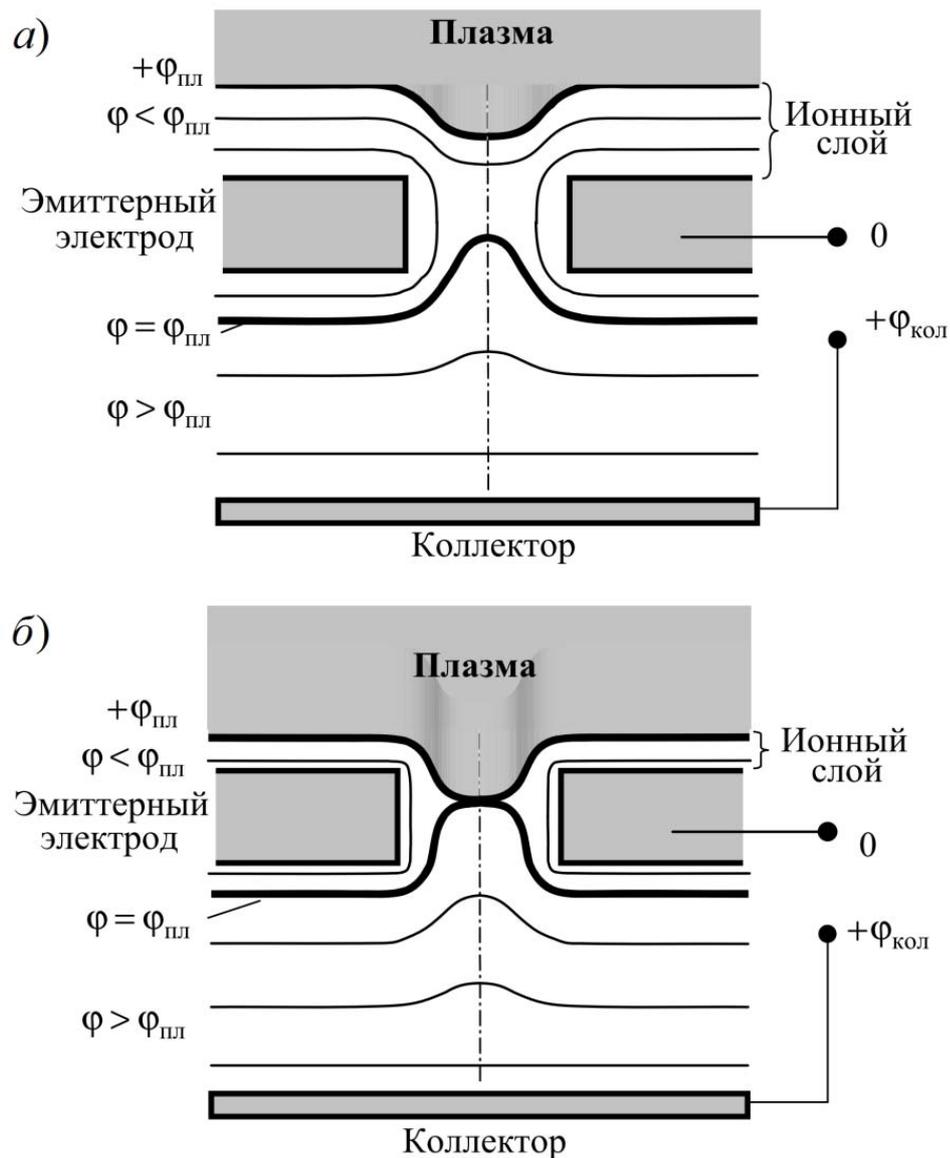


Рисунок 6.5 – Схема эмиссионной системы с потенциальным барьером (а) и без потенциального барьера в области эмиссии (б)

Эмиссионная формула для этого случая имеет вид

$$I_e = e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} n_0 \pi (R - l_{к.п})^2 + e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \int_{R-l_{к.п}}^{r_e} n(r) \exp\left[\frac{-e\varphi}{kT_e}\right] dr. \quad (6.15)$$

Из-за высокого потенциального барьера для электронов можно пренебречь током электронов через потенциальный барьер и соотношение (6.15) существенно упрощается:

$$I_e = e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} n_0 \pi (r - l_{к.п})^2. \quad (6.16)$$

Видно, что площадь эмиссионной поверхности плазмы  $\pi(r - l_{к.п})^2$ , а следовательно, и ток эмиссии электронов  $S_e$  существенно зависят от протяженности слоя  $l_{к.п}$ .

3. При выполнении условия  $l_{к.п} \ll r_e$  эмиссия электронов осуществляется, как и во втором случае, с открытой поверхности плазмы, площадь эмиссии зависит в основном от размеров эмиссионного отверстия. Эмиссионная формула приобретает вид

$$I_e = e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} n_0 \pi r^2. \quad (6.17)$$

Во всех рассмотренных ситуациях ток эмиссии пропорционален концентрации плазмы  $n_0$ . Следовательно, независимо от того как осуществляется эмиссия электронов – через потенциальный барьер или с открытой поверхности плазмы, – эмиссией можно управлять регулировкой параметра  $n_0$ . Однако, если для третьего случая это единственно возможный способ управления, то в ситуации, показанной на рисунке 6.5, б, дополнительно ток эмиссии можно изменять регулированием потенциального барьера. Управление током электронов из плазмы варьированием плотности эмитирующей плазмы наиболее часто производится регулированием тока разряда. Этому способствует практически прямая пропорциональная зависимость между изменением током разряда и кон-

центрации плазмы. Способ достаточно прост в реализации, и управление имеет удовлетворительную крутизну. В то же время этот метод имеет ряд ограничений.

Поскольку для разрядных систем плазменных катодов характерно существование некоторого минимального значения тока, при котором разряд инициируется или просто устойчив, то этим методом невозможно достичь нулевого уровня эмиссии электронов. Для этого метода ограничены возможности импульсного управления эмиссией, что связано с конечными временами формирования разряда и деионизации разрядного промежутка. И, наконец, при изменении тока разряда может меняться ряд важных качественных параметров эмитированного электронного пучка (например, яркость пучка).

Перечисленные недостатки устраняются с помощью способа управления, основанного на зависимости площади открытой эмиссионной поверхности плазмы от протяженности ионного слоя, ограничивающего плазму от эмиссионного электрода.

Оценки зависимости эмиссионного тока от протяженности ионного слоя могут быть выполнены на основе простых классических соотношений. Предполагая  $j_e = \text{const}$  на всей эмитирующей поверхности, выражение для эмиссионного тока запишем в виде

$$I_e = j_e \pi (r_e - l_{\text{к.п}})^2. \quad (6.18)$$

Поскольку в области рабочих давлений в разряде ионный слой бесстолкновительный, его протяженность для простоты свяжем с параметрами плазмы законом «степени 3/2» для плоского случая

$$l = \frac{2}{3} \left( \frac{\varepsilon_0}{j_i} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \right)^{1/2} U^{3/4}, \quad (6.19)$$

где  $j_i = 0,4en(2kT/M_i)^{1/2}$  – формула Бома для плотности ионного тока, поступающего в слой из плазмы.

С учетом (6.19) соотношение (6.18) можно представить в виде

$$J^{1/2} = 1 - R\varphi^{3/4}, \quad (6.20)$$

где  $J = \frac{I}{I_0}$ ;  $I_0 = en\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}\pi r_e^2$ ;  $R = \frac{r_d}{r_e}$ ,  $r_d = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_e}{e^2 n}}$  – дебаевский радиус;  $\varphi = \frac{eU}{kT_e}$ .

Поскольку температура электронов в плазме  $T_e$  слабо зависит от параметров разряда, управление площадью эмиссионной поверхности за счет изменения протяженности ионного слоя, как следует из (6.18), возможно путем изменения падения напряжения на нем. Подачей отрицательного смещения на эмиссионный электрод относительно анода или катода разрядной системы плазменного источника электронов можно осуществлять полное и плавное управление током электронного эмиттера. На рисунке 6.6 в качестве примера приведены зависимости тока эмиссии электронов от управляющего напряжения для различных разрядных токов тлеющего отражательного разряда с полым катодом. Такой метод управления нашел применение и в плазменных источниках электронов на основе других типов разрядов, например дугового.

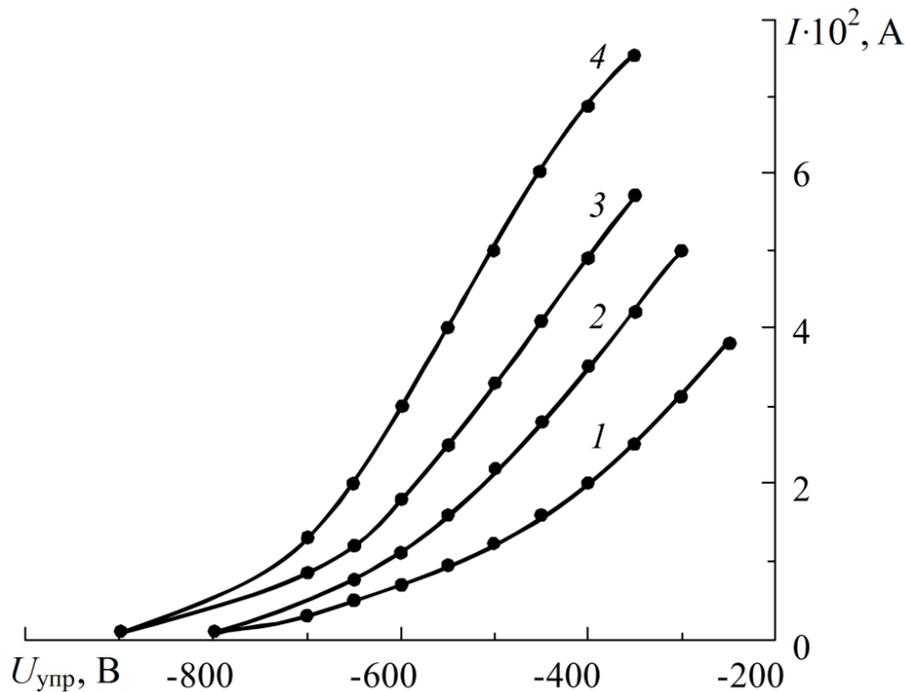


Рисунок 6.6 – Характеристики управления током электронного эмиттера на основе тлеющего разряда с полым катодом: ускоряющее напряжение 30 кВ; ток разряда 100 мА (кривая 1), 150 мА (кривая 2), 200 мА (кривая 3), 250 мА (кривая 4)

## 6.2.2 Особенности импульсного управления эмиссией электронов

Реализация режима импульсного управления током эмиссии представляется привлекательной идеей для применения электронных пучков. Рассмотрим общие принципы импульсного управления током плазменного катода на основе дугового разряда с расширенной анодной частью для генерации пучков большого сечения (рисунок 6.7). В устройствах такого типа для реализации режима слоевой стабилизации эмиссионный электрод обычно выполнен в виде мелкоструктурной металлической сетки, размер ячейки которой  $h$  соизмерим с протяженностью прианодного ионного слоя  $l_s$ . В стационарном состоянии на эмиссионный электрод подано отрицательное относительно анода смещение, запирающее ток эмиссии электронов.

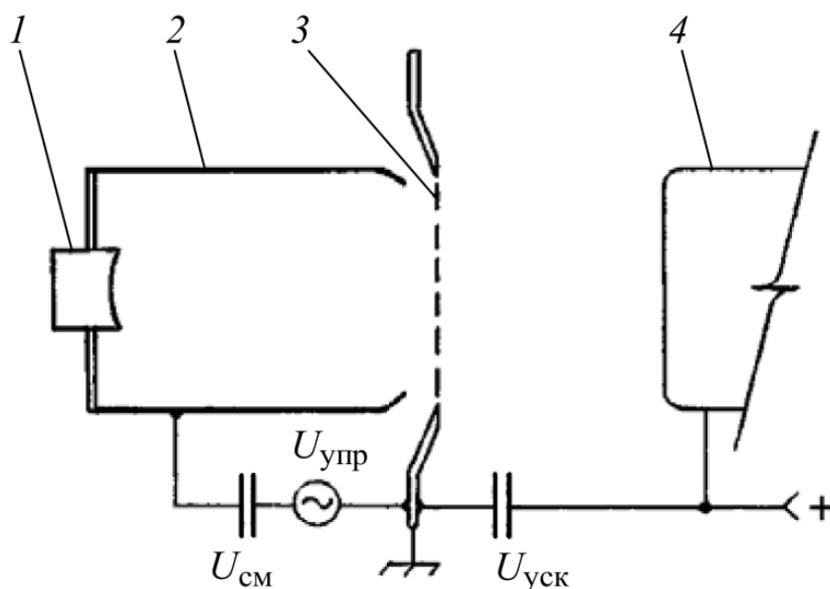


Рисунок 6.7 – Схема плазменного эмиттера электронов с импульсным сеточным управлением: 1 – генератор плазмы; 2 – полный анод; 3 – эмиссионная (управляющая) сетка; 4 – коллектор

С момента инициирования разряда, когда на эмиссионный электрод подано только отрицательное напряжение смещения  $U_{см}$ , препятствующее проникновению электронов в ускоряющий промежуток, источник находится в режиме «пауза» и ток

электронного пучка  $I_e \approx 0$ . После завершения формирования плазмы на сетку подается положительный импульс напряжения, что приводит к скачкообразному повышению потенциала управляющей сетки относительно анода, перераспределению тока между анодом и управляющей сеткой, изменению высоты потенциальных барьеров и ширины приэлектродных слоев и, как следствие, резкому возрастанию тока эмиссии электронов.

Для упрощения анализа временных процессов будем считать, что плазма заключена между двумя бесконечными плоскими электродами: анодом и сеткой. Сетка находится под отрицательным относительно анода потенциалом  $U_{см}$  (рисунок 6.8, а). В начальный момент времени ( $t = 0$ ) приложенная разность потенциалов  $U_0$  равномерно распределяется по длине межэлектродного промежутка (рисунок 6.8, б). Возникшее в плазме электрическое поле воздействует на электроны и ионы, приводя их в движение в противоположных направлениях. Из-за существенного различия масс заряженных частиц в масштабе времен движения электронов ионы практически неподвижны. В результате движения электронов к управляющей сетке слой пространственного заряда расширяется и вблизи анода оголяется «ионный остов», на котором падает часть приложенного напряжения (рисунок 6.8, в). По мере расширения слоя на нем локализуется все большая часть приложенного напряжения, падение напряжения на плазменном столбе, а следовательно, и напряженность электрического поля в плазме уменьшаются. В некоторый момент времени  $t = t_1$  приложенная разность потенциалов полностью локализуется на слое. Падение потенциала на плазме становится нулевым, и электрическое поле в плазме исчезает (рисунок 6.8, г). Из-за ускорения потока электронов под действием электрического поля они продолжают движение и при  $t > t_1$ . В результате в плазме возникают релаксационные колебания электронного облака с характерным временем  $t_1$  :

$$t_1 \approx 0,2 \left( \frac{m_i}{8\pi n_i e^2} \right). \quad (6.21)$$

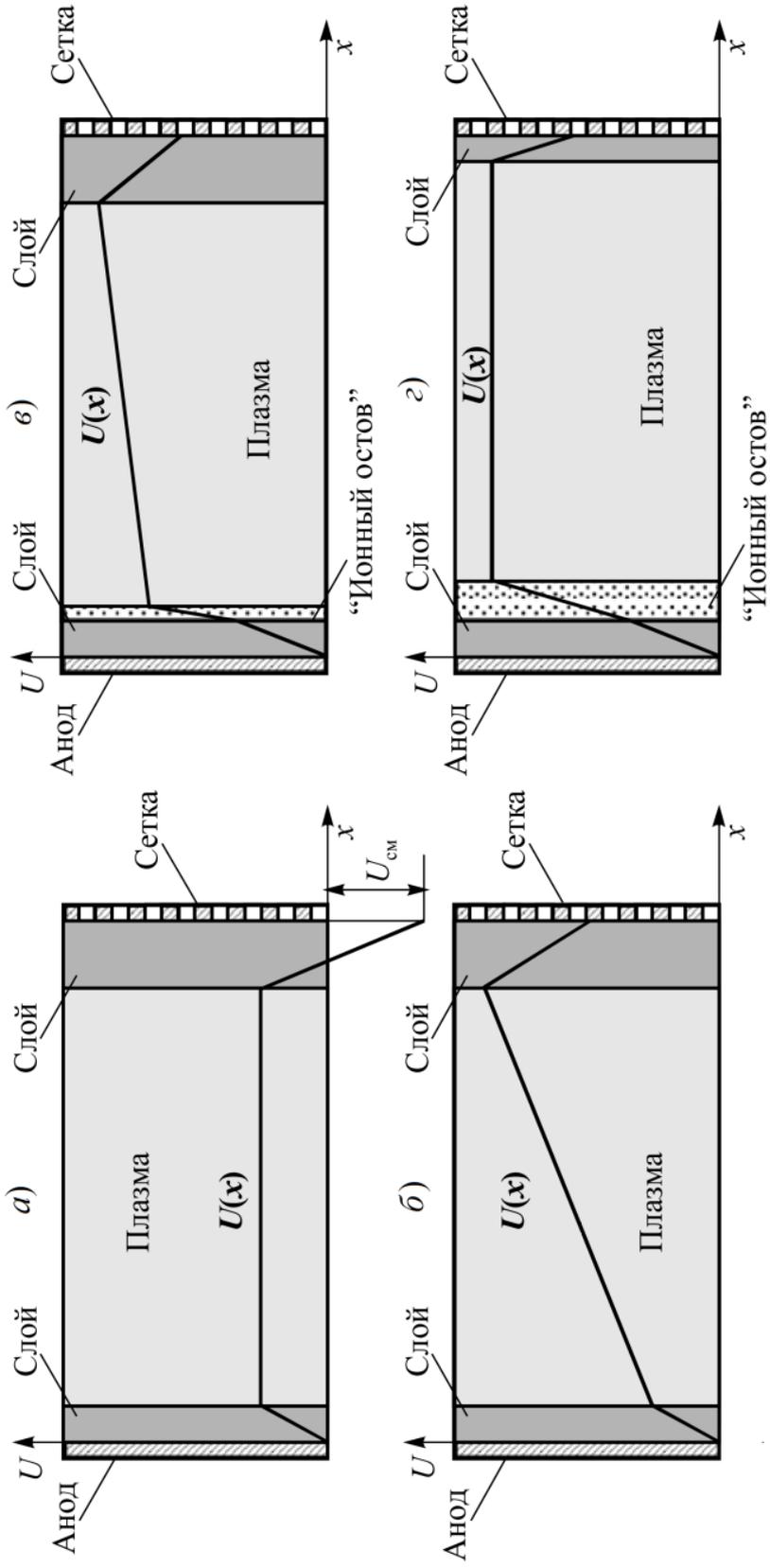


Рисунок 6.8. – Распределение скачка напряжения в различные моменты времени:

*a* – исходное состояние; *б* – момент приложения скачка;

*в* – появление «ионного остова»; *г* – завершение первой стадии переходного процесса

Например, в условиях эксперимента по импульсному сеточному управлению эмиссией электронов при  $m_i = 2,18 \cdot 10^{-22}$  г (для Хе),  $n_i = 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> величина  $t \approx 10^{-9}$  с. Длительность этого процесса в реальных экспериментальных условиях значительно меньше времени нарастания напряжения на управляющей сетке, поэтому электроны успевают достичь локального равновесия за время порядка или меньше характерного времени изменения потенциала. В результате амплитудная модуляция электронного тока, вызванная колебаниями электронного облака, отсутствует.

Появление дополнительного потенциального барьера для электронов, уходящих на анод, и неизменность высоты потенциального барьера вблизи сетки приводят к уменьшению суммарного количества электронов, покидающих плазму. В условиях постоянства катодного (разрядного) тока в плазме накапливается дополнительный отрицательный заряд, понижающий потенциал плазмы относительно электродов. Это в свою очередь вызывает увеличение тока электронов из плазмы и, в основном, на сетку. Процесс завершается восстановлением непрерывности тока проводимости в плазме.

В условиях эмиссии электронов из плазмы через потенциальный барьер процесс установления тока можно описать уравнением

$$eV \frac{d(\langle \Delta n_e \rangle)}{dt} = I_d - j_{ch} S_a \exp\left[\frac{-e(\varphi + U_0)}{kT_e}\right] - j_{ch} S_g \exp\left[\frac{-e\varphi}{kT_e}\right], \quad (6.22)$$

где  $V$  – объем межэлектродного промежутка;  $\langle \Delta n_e \rangle$  – усредненная по объему избыточная концентрация электронов в плазме;  $I_d$  – ток разряда;  $j_{ch}$  – плотность хаотического тока электронов в плазме;  $\varphi$  – потенциал плазмы;  $S_a$  и  $S_s$  – площади поверхностей анода и сетки соответственно.

В предположении  $\varphi = \varphi_0 - A \cdot \langle \Delta n_e \rangle$ , где  $A = \text{const}$ , и с учетом того, что в реальных условиях  $\langle \Delta n_e \rangle \ll n_e$ , решение уравнения (6.22) дает

$$\frac{I_c}{I_{c0}} = \frac{\alpha \exp\left(\frac{t}{\tau}\right)}{\alpha - 1 + \exp\left(\frac{t}{\tau}\right)}, \quad (6.23)$$

где  $I_c = j_{ch} S_g \exp\left(\frac{-e\varphi}{kT_e}\right)$ ;  $I_{c0} = j_{ch} S_g \exp\left(\frac{-e\varphi_0}{kT_e}\right)$ ;

$\alpha = \frac{S_a + S_g}{S_a \exp\left[\frac{eU_0}{kT_e}\right] + S_g}$  – коэффициент, характеризующий

степень возрастания сеточного тока;  $\tau = kT_e V / (AI_d)$  – постоянная времени установления тока;  $V$  – объем разрядной системы;  $T_e$  – температура электронов;  $I_c$  – ток электронов на сетку.

Расчет постоянной времени установления тока  $\tau$  для типичных экспериментальных условий дает значение, по порядку величины близкое к  $10^{-9}$  с. Переходный процесс установления тока завершается за время  $t = (3 - 5)\tau$ . При анализе процессов переключения электронного тока не учитывалось движение ионов и предполагалось, что в связи с большой разницей в массах электронов и ионов последние неподвижны. В типичных экспериментальных условиях плазма имеет положительный потенциал относительно полого анода и более отрицательно смещенной стенки. В связи с этим вблизи стенок этих электродов возникает положительный слой пространственного заряда. Как отмечалось выше, при изменении напряжения на сетке изменяется потенциал плазмы и, следовательно, протяженность слоя пространственного заряда. Поскольку в слое преобладают ионы, то, очевидно, его динамика определяется, главным образом, движением ионов. Для описания процесса установления границы слоя воспользуемся уравнением непрерывности для ионного тока

$$j(t) = en_0 \left( u_0 + \frac{dl_s}{dt} \right), \quad (6.24)$$

где  $en_0 u_0$  – ионный ток из плазмы (бомовский ток);  $enu_0 (dl_s/dt)$  – составляющая ионного тока в системе координат, «привязанной» к движущемуся слою.

Ток в слое определяется законом степени «три вторых». В результате получаем следующее уравнение:

$$\frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{M_i}} \frac{\Delta\varphi^{3/2}}{l_s^2(t)} = 0,4en_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} + en_0 \frac{dl_s(t)}{dt}. \quad (6.25)$$

Вводя безразмерные переменные  $\xi = l_s(x)/r_d$ ;  $\xi_0 = l_s(0)/r_d$ ;  $\psi = (5/9)[e\Delta\varphi/(kT_e)]^{3/2}$ ;  $\tau = t/\omega_p$  ( $r_d$  – радиус Дебая,  $\omega_p$  – плазменная частота), получаем решение уравнения (6.25) в виде

$$\tau = 1,77 \left[ (\xi_0 - \xi) + \frac{\psi}{2} \ln \left( \frac{\psi + \xi\psi - \xi_0}{\psi - \xi\psi + \xi_0} \right) \right]. \quad (6.26)$$

Процесс установления слоя положительного пространственного заряда  $l_s$  относительно длительный. Для параметров плазмы, близких к экспериментальным, завершение процесса происходит за время, превышающее  $10^{-7}$  с.

Таким образом, в условиях, когда время нарастания импульса управляющего напряжения превышает единицы наносекунд, могут существовать два режима отбора электронов из плазмы. Эти режимы отличаются степенью влияния процесса установления положения границы слоя на амплитуду и форму импульса эмиссионного тока.

В первом режиме, для которого в любой момент времени протяженность слоя пространственного заряда вблизи управляющей сетки много больше размера ячейки сетки, нарастание эмиссионного тока определяется только снижением величины потенциального барьера в результате изменения избыточного заряда в плазме  $\langle \Delta n_e \rangle$ . В этом случае возможно получение электронного пучка с длительностью фронта менее 10 нс, практически плоской вершиной и амплитудой тока, пропорциональной прозрачности сетки.

Во втором режиме, по мере перемещения границы слоя, его протяженность становится меньше размера ячейки сетки и высота потенциального барьера для электронов изменяется не только за счет уменьшения  $\langle \Delta n_e \rangle$ , но и за счет поля коллектора, проникающего через ячейки эмиссионной сетки. В этом случае на импульсе

тока пучка имеются два участка с разными скоростями роста. На первом участке скорость роста тока зависит от скорости изменения заряда  $\langle \Delta n_e \rangle$ , а на втором – от скорости движения границы слоя пространственного заряда.

При подготовке раздела использовались классические учебники по вакуумной и плазменной электронике [1, 2, 4, 8, 19, 20].

## Литература

1. Добрецов А. Н. Эмиссионная электроника / А. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. – М.: Наука, 1966. – 566 с.
2. Шимони К. Физическая электроника / К. Шимони. – М.: Энергия, 1977. – 608 с.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / В. Л. Грановский. – М.: Наука, 1971. – 545 с.
4. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
5. Франк-Каменецкий А. Д. Лекции по физике плазмы / А. Д. Франк-Каменецкий. – М.: Атомиздат, 1964. – 284 с.
6. Чен Ф. Введение в физику плазмы / Ф. Чен. – М.: Мир, 1987.
7. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е. М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
8. Эмиссионная электроника / Н. Н. Коваль [и др.] // Прикладная электроника. Сер. Электроника. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009.
9. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г. А. Месяц. – М.: Наука, 2000. – 423 с.
10. Сливков Н. И. Процессы при высоком напряжении в вакууме / Н. И. Сливков. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
11. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме / В. И. Раховский. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1970.
12. Смирнов Б. М. Введение в физику атомных столкновений / Б. М. Смирнов. – М.: Атомиздат, 1973.
13. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме / Б. М. Смирнов. – М.: Атомиздат, 1974.
14. Ворончев Т. А. Физические основы электровакуумной техники / Т. А. Ворончев, В. Д. Соболев. – М.: Высш. школа, 1967.
15. Мик Д. Электрический пробой в газах : пер. с англ. / Д. Мик, Д. Крэгс. – М.: ИЛ, 1960.

16. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах : пер. с англ. / Г. Ретер ; под ред. В. С. Комелькова. – М.: Мир, 1968. – 390 с.
17. Физика быстропротекающих процессов. Т. 1 / А. Штенцель [и др.] ; под ред. Н. А. Златина. – М.: Мир, 1971. – 519 с.
18. Королев Ю. Д. Физика импульсного пробоя газов / Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц. – М.: Наука, 1991.
19. Арцимович Л. А. Физика плазмы для физиков / Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев. – М.: Атомиздат, 1979.
20. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов / Ю. Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977. – 145 с.
21. Окс Е. М. Основы физики низкотемпературной плазмы: метод. пособие для студ. вузов / Е. М. Окс. – Томск : [б. и.], 1997. – 87 с.

## Оглавление

1 ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА .....	3
1.1 Основные виды эмиссии электронов из конденсированного вещества .....	3
1.1.1 Статистические характеристики свободного электронного газа в металлах .....	5
1.1.2 Эффект Шоттки .....	8
1.2 Термоэлектронная эмиссия. Формула Ричардсона – Дэшмана. Влияние электрического поля на термоэлектронную эмиссию .....	9
1.3 Фотоэлектронная эмиссия .....	15
1.4 Вторичная эмиссия .....	18
1.5 Автоэлектронная эмиссия. Формула Фаулера – Нордгейма....	25
2 ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ИЗОЛЯЦИЯ И ПРОБОЙ В ВАКУУМЕ .....	28
2.1 Пробой в вакууме .....	28
2.2 Вакуумный разряд .....	30
2.3 Практическое применение вакуумного пробоя .....	35
3 ФИЗИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА .....	36
3.1 Элементарные и кинетические процессы в плазме газового разряда .....	36
3.1.1 Закон сохранения энергии для элементарных процессов .....	38
3.1.2 Эффективное сечение столкновений при элементарных процессах .....	39
3.1.3 Частота столкновений .....	42
3.1.4 Средняя длина свободного пробега .....	44
3.1.5 Скорости протекания элементарных процессов в плазме .....	46
3.1.6 Принцип детального равновесия .....	47
3.1.7 Функция распределения электронов по скоростям в газоразрядной плазме .....	49
3.2 Дифференциальное сечение упругих взаимодействий. Полное сечение. Транспортное сечение. Упругое взаимодействие электронов с атомами и ионами. Эффект Рамзауэра .....	53
3.3 Кулоновские столкновения. Формула Резерфорда .....	58
3.4 Направленное движение электронов и ионов в газе под действием электрического поля .....	64
3.4.1 Хаотическое движение ионов и электронов .....	64

3.4.2	Направленное движение заряженных частиц под действием электрического поля (дрейф) .....	64
3.4.3	Диффузионное движение электронов. Амбиполярная диффузия .....	68
3.5	Элементарные процессы, вызывающие ионизацию и возбуждение. Ионизация при соударении нейтральных частиц с электронами. Прямая и ступенчатая ионизация в плазме. Неупругие столкновения тяжелых частиц .....	72
3.5.1	Возбуждение атомов электронным ударом .....	74
3.5.2	Ионизация атомов электронным ударом .....	76
3.5.3	Соударение ионов с атомами .....	80
3.5.4	Ступенчатая ионизация .....	81
3.5.5	Фотовозбуждение и фотоионизация .....	82
3.5.6	Перезарядка .....	83
3.6	Виды процессов рекомбинации электрона и иона. Образование отрицательных ионов в низкотемпературной плазме .....	85
3.6.1	Рекомбинация заряженных частиц .....	87
3.6.2	Радиационная рекомбинация .....	88
3.6.3	Рекомбинация в присутствии третьей частицы .....	89
3.6.4	Диссоциативная рекомбинация .....	92
3.6.5	Диэлектронная рекомбинация .....	95
4	СТАЦИОНАРНЫЙ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД .....	97
4.1	Тлеющий разряд .....	106
4.2	Разряд с полым катодом .....	113
4.3	Дуговые разряды .....	116
4.3.1	Типы дуговых разрядов .....	118
4.3.2	Дуги с подогревным катодом .....	119
4.3.3	Дуги с горячими катодами .....	120
4.4	Искровой разряд .....	120
5	ОБЩИЕ СВОЙСТВА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ .....	124
5.1	Параметры плазмы .....	124
5.1.1	Дебаевский радиус .....	125
5.1.2	Плазменный параметр .....	129
5.1.3	Плазменная частота .....	130
5.1.4	Критерии существования плазмы .....	133
5.1.5	Классификация видов плазмы .....	134
5.1.6	Упругие столкновения в плазме (дальнодействие, «транспортное» сечение) .....	137
5.1.7	Время установления равновесных состояний .....	141

5.1.8	Ионизационное равновесие.....	147
5.1.9	Излучение плазмы.....	151
5.2	Плазма в магнитном поле .....	156
5.2.1	Движение заряженной частицы в постоянном и однородном магнитном поле .....	157
5.2.2	Движение заряженной частицы в сильном медленно меняющемся поле. Дрейфовое приближение.....	159
5.2.3	Движение заряженной частиц вдоль плоскости скачка магнитного поля.....	161
5.3	Характеристики плазмы в магнитном поле.....	165
6	ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ .....	170
6.1	Общие свойства эмиссии электронов из плазмы.....	170
6.1.1	Отбор ионов из плазмы .....	170
6.1.2	Процессы, связанные с отбором электронов из плазмы .....	175
6.2	Управление током эмиссии электронов из плазмы .....	185
6.2.1	Стационарное управление током эмиссии электронов .....	186
6.2.2	Особенности импульсного управления эмиссией электронов .....	191
	Литература .....	198

Учебное издание  
**Зенин** Алексей Александрович  
**Казаков** Андрей Викторович  
**Климов** Александр Сергеевич  
**Окс** Ефим Михайлович  
**ВАКУУМНАЯ И ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА**  
Учебное пособие

Подписано в печать 14.10.20. Формат 60x84/16.  
Усл. печ. л. 11,86. Тираж 100 экз. Заказ № 231.  
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники.  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40.  
Тел. (3822) 533018.